



APAT
Agenzia per la Protezione dell'Ambiente e per i servizi
Tecnici

LA MICROMETEOROLOGIA
E LA DISPERSIONE
DEGLI INQUINANTI IN ARIA

RTI CTN_ACE XX/2003

APAT
**Agenzia per la Protezione dell'Ambiente e per i servizi
Tecnici**

**LA MICROMETEOROLOGIA
E LA DISPERSIONE DEGLI INQUINANTI IN ARIA**

Roberto Sozzi

CTN_ACE

Obiettivo Specifico 09.04

Task 09.04.03a: *Formazione e sperimentazione di modelli.*

Partecipanti:

Arpa Lazio

Arpa Basilicata

Arpa Emilia Romagna

Arpa Piemonte



*Centro Tematico Nazionale
Atmosfera Clima Emissioni*

Informazioni legali

L'Agenzia per la Protezione dell'Ambiente e per i servizi Tecnici o le persone che agiscono per conto dell'Agenzia stessa non sono responsabili per l'uso che può essere fatto delle informazioni contenute in questo rapporto.

Informazioni aggiuntive sull'argomento sono disponibili nel sito Internet
(<http://www.sinanet.apat.it>)

Supervisione editoriale a cura di:

XXXXXXXXXX

Riproduzione autorizzata citando la fonte

Stampato in Italia

Agenzia per la Protezione dell'Ambiente e per i servizi Tecnici

Via Vitaliano Brancati, 48

00144 Roma

Centro Tematico Nazionale – ACE

SOMMARIO

I Modelli di Simulazione della Dispersione degli inquinanti in aria sono ormai diventati uno strumento di estrema utilità per l'analisi dello stato della qualità dell'aria e per la stima preventiva dell'impatto su un territorio di sorgenti potenzialmente inquinanti. Il loro uso sempre più frequente all'interno delle ARPA ha suggerito la necessità di predisporre uno strumento didattico di base che consentisse un'adeguata e moderna attività di formazione. Questa necessità è stata ulteriormente rafforzata dal fatto che a tutt'oggi i libri disponibili (anche in lingua inglese) che potrebbero essere impiegati a tale scopo sono ben pochi, ricoprono solo porzioni limitate dell'insieme di argomenti che sono necessari al normale lavoro di un modellista e spesso presentano livelli di approfondimento disomogenei, creando non pochi problemi a chi è costretto ad utilizzarli in un ambito formativo. Questa constatazione ha motivato la realizzazione del presente documento che è il risultato del lavoro fatto nel 2003 nella task "Formazione e sperimentazione modelli" nell'ambito del CTN_ACE. Tale documento è il primo tentativo di sintesi a scopi didattici di quelle discipline coinvolte nel lavoro di simulazione della dispersione degli inquinanti in aria. Si è scelto, inoltre, di approfondire con un buon grado di dettaglio i vari argomenti trattati per consentire successivamente una transizione morbida ad altre fonti (monografie specializzate, articoli di riviste, atti di convegni, ecc.) di ben maggiore difficoltà e complicazione formale. Sulla base dell'utilizzo di questo documento nelle varie attività di formazione delle ARPA verranno individuate le necessità di miglioramento di questo documento che, sperabilmente, potranno condurre in tempi brevi alla sua trasformazione in un libro che possa rappresentare un utile punto di riferimento nel panorama editoriale in lingua italiana.

INDICE

SOMMARIO	i
SUMMARY	i
INDICE	iii
1. INQUINAMENTO, INQUINANTI E MODELLI	1
1.1 L'inquinamento atmosferico	1
1.1.1 Un punto di vista per l'analisi dell'inquinamento atmosferico	2
1.1.2 Gli effetti dell'inquinamento atmosferico	2
1.1.3 Le cause dell'inquinamento atmosferico	3
1.1.4 Dalle cause agli effetti	4
1.1.5 Lo Stato di Qualità dell'aria	5
1.1.6 Il ruolo delle reti di monitoraggio	6
1.2 Il ruolo e le caratteristiche dei modelli di dispersione degli inquinanti in atmosfera	6
1.2.1 Il ruolo dei modelli	6
1.2.2 Caratteristiche generali di un modello di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera	6
1.3 Gli inquinanti e le emissioni	9
1.3.1 Monossido di Carbonio	10
1.3.2 Ossidi di Azoto	12
1.3.3 Idrocarburi ed Ossidanti fotochimici	13
1.3.4 Ossidi di Zolfo	15
1.3.5 Il materiale particolato	17
2. LA MICROMETEOROLOGIA E LA CAPACITÀ DISPERDENTE DELL'ATMOSFERA	21
2.1 Fondamenti fisici e fenomenologici	21
2.1.1 Concetti di base	22
2.1.1.1 Le variabili	22
2.1.1.2 Le caratteristiche dell'aria secca e dell'aria umida	23
2.1.1.3 L'equazione Idrostatica	27
2.1.1.4 La temperatura potenziale	28
2.1.1.5 La stabilità statica	30
2.1.2 Particolarità del PBL	31
2.1.2.1 Caratteristiche di un fluido viscoso	31
2.1.2.2 Il moto turbolento	33
2.1.2.3 La fenomenologia della turbolenza del PBL	37
2.1.3 Introduzione alla turbolenza del PBL	43
2.1.3.1 L'ipotesi di Reynolds e la definizione di media	47
2.1.3.2 Determinazione pratica dei momenti statistici di interesse	48
2.1.3.3 L'ipotesi di Taylor	49
2.1.3.4 L'Energia Cinetica Turbolenta	52
2.1.3.5 Flussi Cinematici e Flussi Turbolenti	53
2.1.3.6 Elementi spettrali di base	57
2.1.3.7 Parametri caratteristici della turbolenza atmosferica	60
2.2 Il modello di PBL	62
2.2.1 Le equazioni per le variabili istantanee	62
2.2.1.1 L'equazione di continuità	62

2.2.1.2	Le equazioni di Navier-Stokes	63
2.2.1.3	L'equazione di stato dei gas	63
2.2.1.4	La prima legge della termodinamica	64
2.2.1.5	La conservazione dell'umidità	64
2.2.1.6	La conservazione di una quantità scalare	64
2.2.1.7	Osservazioni	65
2.2.2	Le equazioni per le variabili medie	65
2.2.2.1	L'equazione di stato	66
2.2.2.2	L'equazione di continuità	66
2.2.2.3	La conservazione della quantità di moto	67
2.2.2.4	La conservazione del calore	68
2.2.2.5	La conservazione dell'umidità	68
2.2.2.6	La conservazione di uno scalare	69
2.2.2.7	Riepilogo delle relazioni ottenute	69
2.2.3	Le equazioni per i Momenti del Secondo Ordine	70
2.2.4	Il Problema della Chiusura	70
2.2.4.1	Chiusura Locale	71
2.2.4.2	Chiusura non locale	73
2.3	Analisi energetica del PBL	75
2.3.1	La Radiazione ad Onda corta (Solare)	75
2.3.1.1	La propagazione radiativa di energia	75
2.3.1.2	La radiazione ad onda corta	78
2.3.2	La Radiazione ad onda lunga	83
2.3.2.1	La Radiazione Atmosferica	83
2.3.2.2	La Radiazione Terrestre	84
2.3.3	Il Bilancio Radiativo e la Radiazione Netta	85
2.3.4	Il flusso di calore nel terreno	87
2.3.5	Bilancio energetico superficiale	91
2.4.	La Teoria della Similarità	93
2.4.1	La Teoria della Similarità di Monin-Obukhov	93
2.4.1.1	Il profilo verticale della velocità media del vento	94
2.4.1.2	Il profilo della temperatura potenziale virtuale e dell'umidità	95
2.4.1.3	Il profilo verticale della deviazione standard delle componenti del vento	96
2.4.1.4	Il profilo verticale della deviazione standard della temperatura potenziale e dell'umidità	98
2.4.1.5	Relazione di Similarità per il tasso di dissipazione di energia cinetica turbolenta ...	99
2.4.2	La Teoria della Similarità per l'intero PBL	99
2.4.2.1	Il profilo verticale del vento	100
2.4.2.2	Il profilo verticale della temperatura potenziale	101
2.4.2.3	Il profilo verticale della varianza delle componenti del vento	101
2.4.2.4	Il profilo verticale della varianza della temperatura potenziale	102
2.4.2.5	Il profilo verticale della dissipazione di energia cinetica turbolenta	103
2.4.2.6	Considerazioni conclusive	103
2.5	Il PBL in condizioni di omogeneità superficiale	103
2.5.1	Lo Strato Superficiale	103
2.5.1.1	La rugosità superficiale	103
2.5.1.2	La ripartizione superficiale dell'energia disponibile	106
2.5.2	Il PBL convettivo	107
2.5.3	Il PBL stabile	112
2.6.	Situazioni Superficiali Eterogenee	115
2.6.1	Il PBL Marino	115
2.6.2	Il PBL e le discontinuità superficiali	118

2.6.3	Superficie coperta dalla vegetazione	120
2.6.4	L'ambiente urbano	123
2.7	Tecniche per l'osservazione del PBL	129
2.7.1	Sistemi di Misura micrometeorologici	130
2.7.2	Architettura di una Stazione Meteorologica	131
2.7.3	Sensori per le Stazioni al suolo	139
2.7.3.1	Misure del vento	139
2.7.3.2	Misura della temperatura dell'aria	145
2.7.3.3	Misura dell'umidità dell'aria	149
2.7.3.4	Misura della pressione atmosferica	151
2.7.3.5	Misura delle precipitazioni	151
2.7.3.6	Misura della radiazione solare e terrestre	151
2.7.3.7	Misura di flusso di calore nel suolo	153
2.7.3.8	Criteri di localizzazione dei sensori	154
2.7.4	Sondaggi in quota	156
2.7.4.1	Palloni pilot	157
2.7.4.2	Radiosonde	157
2.7.4.3	Pallone frenato	157
2.7.5	Sistemi Remote sensing	158
2.7.5.1	SODAR	158
2.7.5.2	RASS	158
2.7.5.3	WIND PROFILER	158
2.8	ELABORAZIONE DI BASE DEI DATI	159
2.9	Stima della turbolenza atmosferica	163
2.9.1	Stima dei parametri di rugosità superficiale	163
2.9.1.1	Stima della lunghezza di rugosità	164
2.9.1.2	Determinazione del zero-plane displacement height	165
2.9.2	Stima della turbolenza atmosferica	165
2.9.2.1	Metodo Eddy-Covariance	165
2.9.2.2	Metodo del Bilancio Energetico Superficiale	170
2.9.2.3	Metodo del gradiente	172
2.9.2.4	Metodi Flux-Variance	173
2.9.4	Determinazione dell'altezza del PBL	174
2.9.4.1	Determinazione dell'estensione verticale del PBL convettivo	174
2.9.4.2	Determinazione dell'estensione verticale del PBL stabile	176
2.10	Modelli numerici di PBL	177
2.10.1	Modelli prognostici	177
2.10.2	Modelli diagnostici	179
2.10.2.1	Ricostruzione del campo di vento a divergenza nulla	180
2.10.2.2	Ricostruzione dei parametri caratteristici del PBL	183
2.10.2.3	Ricostruzione diagnostica dei campi scalari di interesse	183
2.10.3	Meteorologia per i modelli stazionari di dispersione degli inquinanti in atmosfera	184
2.10.3.1	La turbolenza atmosferica per i modelli stazionari	184
2.10.3.2	Il profilo verticale del vento e della temperatura	187
3.	TEORIA DI BASE DELLA DISPERSIONE DEGLI INQUINANTI IN ATMOSFERA	189
3.1	I fondamenti della teoria euleriana	190
3.1.1	La formulazione istantanea di base	191
3.1.2	Gli effetti della turbolenza	193
3.1.3	L'equazione euleriana per la concentrazione media	194

3.1.4	La relazione analitica gaussiana	197
3.1.4.1	La formulazione gaussiana puff	197
3.1.4.2	La formulazione gaussiana plume	198
3.1.4.3	La sorgente continua lineare	200
3.2	L'approccio lagrangiano	200
3.2.1	La formulazione di base	200
3.2.2	Le equazioni della concentrazione media in un fluido turbolento	202
3.2.3	La concentrazione media da sorgenti continue	204
3.3	La teoria statistica di Taylor	205
3.4	Osservazioni conclusive	209
4	MODELLI DI TIPO STAZIONARIO	211
4.1	Il modello gaussiano plume	211
4.1.1	Formulazione base del Modello Gaussiano Plume	212
4.1.2	I parametri di dispersione	220
4.1.2.1	Il termine derivante dal galleggiamento	221
4.1.2.2	Il termine derivante dalla turbolenza atmosferica	221
4.1.3	Innalzamento del pennacchio (Plume Rise)	231
4.1.3.1	Introduzione	231
4.1.3.2	Relazioni matematiche generali	232
4.1.3.3	Innalzamento in un PBL adiabatico e convettivo	236
4.1.3.4	Innalzamento nel PBL stabile	240
4.1.3.5	Penetrazione di inversioni in quota	242
4.1.3.6	Un semplice algoritmo per la stima dell'innalzamento del pennacchio	243
4.1.4	Perturbazione indotta dalla scia degli edifici	246
4.1.4.1	Struttura del flusso attorno agli edifici	246
4.1.4.2	Modellizzazione delle perturbazioni indotte sulle concentrazioni	248
4.1.5	Sorgenti non puntuali	252
4.1.5.1	Sorgenti lineari	253
4.1.5.2	Sorgenti Area	256
4.1.5.3	Sorgenti Volume	257
4.1.6	Codici di Calcolo Gaussiani Stazionari	258
4.2	Modelli Stazionari di tipo Ibrido	262
4.2.1	Il PBL convettivo e le variabili di controllo	264
4.2.2	Alcune considerazioni teoriche e sperimentali	266
4.2.2.1	Considerazioni statistiche	266
4.2.2.2	Considerazioni sperimentali	268
4.2.3	Dispersione di pennacchi passivi nel PBL Convettivo	272
4.2.3.1	Convettività elevata	272
4.2.3.2	Convettività moderata	280
4.2.4	Dispersione di pennacchi con galleggiamento nel PBL Convettivo	280
4.2.4.1	Le variabili meteorologiche efficaci	282
4.2.4.2	Il fattore di penetrazione	283
4.2.4.3	Il contributo della sorgente diretta	283
4.2.4.4	Il contributo della sorgente indiretta	286
4.2.4.5	Il contributo della sorgente penetrata	287
4.2.4.6	Osservazioni	288
4.2.5	Considerazioni conclusive	288
5	MODELLO EULERIANO	291
5.1	Le basi teoriche	291
5.1.1	Le equazioni	291

5.1.2 Il dominio di calcolo e le coordinate	292
5.1.3 La concentrazione in termini di mixing ratio	294
5.1.4 Le condizioni iniziali	294
5.1.5 Le condizioni al contorno	295
5.2 Metodi numerici di risoluzione	296
5.2.1 Il termine di sorgente	298
5.2.2 Il Trasporto in direzione x	298
5.2.3 Il Trasporto nelle direzioni y e z	299
5.2.4 La diffusione nella direzione x	299
5.2.4 La diffusione nelle direzioni y e z	299
5.2.5 Considerazioni conclusive	299
6. MODELLI DI DISPERSIONE DI TIPO PUFF	303
6.1 La Filosofia generale di un modello puff	303
6.2 La Struttura logica di un modello puff	305
6.3 La Traiettoria di un puff	306
6.4 La dispersione turbolenta del puff	307
6.5 Puff splitting e merging	309
6.6 Il plume rise	311
6.7 La concentrazione al suolo	313
6.8 Modelli puff di nuova generazione	315
6.9 Osservazioni conclusive	317
7. MODELLO LAGRANGIANO A PARTICELLE	319
7.1 Aspetti preliminari	319
7.2 La teoria di un processo stocastico markoviano	
Monodimensionali	321
7.2.1 Il processo markoviano	321
7.2.2 L'equazione di Langevin	323
7.2.3 L'Equazione di Fokker-Planck	325
7.3 Modello monodimensionale del moto di una particella	327
7.3.1 Determinazione del coefficiente di diffusione	329
7.3.2 Determinazione del coefficiente di drift	329
7.3.2.1 Turbolenza gaussiana	330
7.3.2.2 Turbolenza non gaussiana	331
7.4 Il modello tridimensionale del moto di una particella	334
7.5 Il galleggiamento delle particelle	336
7.5.1 Il metodo "macroscopico"	336
7.5.2 Il metodo "microscopico"	338
7.6 Le condizioni alla frontiera del dominio di calcolo	339
7.7 Il calcolo della concentrazione di inquinante ed	
il problema del Kernel	340
7.8 La discretizzazione delle equazioni di Langevin	344
7.9 Il termine di sorgente	345
7.9.1 Sorgenti di tipo puntuale	346
7.9.2 Sorgenti di tipo area	346
7.9.3 Sorgente volume	347
7.9.4 Sorgente linea	348
7.10 Realisticità di un modello a particelle	348
7.11 Architettura tipica di un modello a particelle	351

8. DEPOSIZIONE SECCA ED UMIDA E PROCESSI DI TRASFORMAZIONE CHIMICA	355
8.1 I processi di deposizione	355
8.1.1 La deposizione secca	355
8.1.1.1 La velocità di deposizione secca per un gas	356
8.1.1.2 La velocità di deposizione secca per il particolato	358
8.1.1.3 La velocità di sedimentazione gravitazionale delle particelle	360
8.1.1.4 Modello per il calcolo della velocità di deposizione secca	361
8.1.1.5 Introduzione della deposizione secca nei modelli stazionari	366
8.1.1.6 Introduzione della deposizione secca nei modelli puff	372
8.1.1.7 Introduzione della deposizione secca sui modelli euleriani	373
8.1.1.8 Introduzione della deposizione secca nei modelli lagrangiani a particelle	373
8.1.2 Deposizione umida	375
8.1.2.1 Rapporto di dilavamento	375
8.1.2.2 Rapporto di washout	377
8.1.2.3 Introduzione della deposizione umida nei modelli stazionari	378
8.1.2.4 Introduzione della deposizione umida nei modelli puff	379
8.1.2.5 Introduzione della deposizione umida nei modelli euleriani	379
8.1.2.6 Introduzione della deposizione umida nei modelli lagrangiani a particelle	379
8.2 Processi di trasformazione chimica	379
8.2.1 La chimica dell'atmosfera ed i modelli	380
8.2.2 Soluzione numerica delle equazioni chimiche	382
9. MODELLI PER SITUAZIONI PARTICOLARI	383
9.1 Inquinamento in un "canyon" urbano	383
9.1.1 Modelli complessi di dispersione degli inquinanti	391
9.1.2 Modelli semplificati di dispersione degli inquinanti	392
9.1.2.1 Il modello STREET	392
9.1.2.2 Il modello di Hotchkiss e Harlow	393
9.1.2.3 Il modello CPBM	394
9.1.2.4 Il modello OSPM	396
9.2 Dispersione in zone marine e costiere	404
9.2.1 A grande distanza dalla costa	404
9.2.2 Vicino alla costa	404
9.2.3 Zone costiere	406
9.3 Dispersione in orografia complessa	410
9.3.1 Il metodo semplificato CTDMPLUS	411
9.3.1.1 Il Modello WRAP	414
9.3.1.2 Il Modello LIFT	416
9.3.2 Il metodo AERMOD	419
9.3.2.1 Determinazione dell'altezza di scala per un ricettore	420
9.3.2.2 Determinazione della dividing streamline height	421
9.3.2.3 Determinazione della frazione di pennacchio sotto la dividing streamline	422
9.3.2.4 Determinazione del peso orografico	423
9.3.2.5 Verifica della bontà del metodo	423
BIBLIOGRAFIA	425

1. INQUINAMENTO, INQUINANTI E MODELLI

1.1 L'INQUINAMENTO ATMOSFERICO

L'Atmosfera è quell'involucro gassoso che circonda la Terra, in cui l'uomo nasce, cresce, vive, si muove e lavora. L'Atmosfera sovrintende anche alla vita animale e vegetale ed in essa sono *immersi* i manufatti e le opere d'arte che testimoniano in vario modo la storia umana passata ed il livello di civiltà attualmente raggiunto. Se vogliamo essere più precisi, la maggior parte delle attività umane si svolgono in uno strato di Atmosfera relativamente limitato, a diretto contatto col suolo e caratterizzato da connotazioni chimico-fisiche che lo rendono facilmente distinguibile dal resto dell'Atmosfera.

La lenta evoluzione del pianeta, durata milioni di anni, ha progressivamente trasformato l'Atmosfera, fino a renderla l'ambiente ideale per la vita umana, animale e vegetale. Tuttavia la repentina rivoluzione industriale degli ultimi secoli, se da un lato ha prodotto un'accelerazione straordinaria nelle conoscenze scientifiche e tecnologiche e nelle attività industriali, dall'altro ha determinato profondi cambiamenti nello stato dell'Atmosfera, cambiamenti tuttora in atto che destano non poche preoccupazioni. Le attività umane, infatti, hanno fatto sì che venissero immesse in Atmosfera (più precisamente proprio in quello strato in cui si sviluppa la vita dell'uomo) sostanze non presenti nella sua costituzione originaria e che alcune sostanze, naturalmente presenti in essa, aumentassero pericolosamente la propria presenza. Tutto ciò sta determinando non solo un progressivo cambiamento dello stato dell'Atmosfera, ma sta mettendo in pericolo la vita stessa del pianeta. Questo fenomeno di *contaminazione* dell'ambiente atmosferico viene indicato generalmente col termine di *inquinamento atmosferico* e costituisce ovviamente il paradosso del mondo attuale: la civiltà tecnologica, nata per migliorare l'esistenza dell'uomo, sta diventando un pericolo per l'uomo stesso e per l'intero pianeta. E' evidente come l'orologio della civiltà non possa tornare indietro e che il processo di industrializzazione non possa venire arrestato. Ma si può cambiare, ci si può rendere conto dei danni prodotti all'ambiente, si può risanare le situazioni compromesse e soprattutto si può capire come si debba operare per conciliare lo sviluppo sociale, tecnologico ed economico con la sostenibilità ambientale. Per raggiungere questo obiettivo è necessario capire:

- cos'è effettivamente l'inquinamento atmosferico,
- perché ha luogo e quali ne sono le cause,
- quali sono i meccanismi che lo producono,
- quali sono gli effetti che ne derivano.

L'inquinamento atmosferico è quindi la situazione per cui in Atmosfera sono presenti sostanze (gas di vario genere, aerosol e particelle di varia granulometria) a concentrazioni tali da essere superiori a quelle *naturalmente* presenti in aria e tali da poter produrre potenziali effetti nocivi sulla salute umana, sulla qualità della vita, sulla flora, sulla fauna, sul paesaggio, sui materiali, sui manufatti e sulle opere d'arte.

La causa dell'inquinamento è ovvia. Se si escludono gli eventi naturali, come per esempio le eruzioni vulcaniche esplosive, la maggior parte delle sostanze emesse (gli *inquinanti* appunto) sono il risultato delle attività umane ed in particolare delle attività industriali (in cui i processi di combustione rivestono un ruolo molto importante) e dei mezzi di trasporto (autoveicoli ed aerei) usati dall'uomo durante la vita quotidiana. Ovviamente, se si azzerassero queste emissioni, si annullerebbe completamente la causa antropica di questo processo degenerativo che affligge

l'Atmosfera, ma ciò è ben poco probabile visto che l'uomo non è certo disposto a rinunciare ai benefici di cui attualmente gode (almeno nel mondo industrializzato)! Non sarebbe comunque possibile eliminare le cause naturali dell'inquinamento atmosferico, in particolare quelle legate ai fenomeni eruttivi esplosivi che si sono presentati durante la lunga vita del pianeta, anche in tempi molto recenti. Molto più realistico è pensare ad una *riduzione* delle emissioni derivanti dalle attività umane che consenta di raggiungere un compromesso tra lo sviluppo industriale ed un benessere ambientale (in sostanza raggiungere una *sostenibilità ambientale*).

Le sostanze emesse dall'uomo sono le più varie. I processi di combustione che hanno luogo nelle industrie e nei mezzi di trasporto sono i principali responsabili delle emissioni di ossidi di zolfo, di carbonio e di azoto. Le attività industriali, dal canto loro, si incaricano di far arrivare all'Atmosfera una schiera molto numerosa e molto varia di sostanze inorganiche (ossidi di zolfo, di azoto, di carbonio, polveri, ecc.) ed organiche. L'industria nucleare, poi, rilascia in aria radionuclidi di varia natura ed il trasporto aereo si incarica, infine, di far arrivare anche nelle parti di Atmosfera lontane dalle normali attività umane i prodotti della combustione.

1.1.1 Un punto di vista per l'analisi dell'inquinamento atmosferico

Prima di procedere nella discussione, è importante definire un *punto di vista*, cioè un *sistema di riferimento logico e culturale*, con cui analizzare e studiare l'inquinamento atmosferico. Oggigiorno il punto di vista più frequentemente adottato è un punto di vista *decisamente androcentrico*, secondo cui è l'uomo l'unico soggetto di primaria importanza nell'universo (spesso l'*uomo* cui si fa riferimento in realtà è l'uomo del mondo industrializzato). Da questo punto di vista diciamo che si ha inquinamento atmosferico se l'atmosfera viene a trovarsi in uno stato chimico-fisico tale da interferire direttamente o indirettamente con la vita dell'uomo: direttamente, se questo stato di cose può danneggiare la salute umana, indirettamente se tale stato di cose può disturbare le attività umane o danneggiare manufatti di interesse umano o modificare l'habitat in modo da peggiorare la qualità della vita dell'uomo. Più o meno esplicitamente, un danno alla flora, alla fauna ed al paesaggio lo si ritiene generalmente importante solo se può abbassare il grado di vivibilità del territorio in cui risiediamo. Ovviamente questo non è necessariamente il miglior punto di vista possibile (non ci vuol molto per rendersene conto), comunque costituisce pur sempre un importante punto di partenza. Seguendo questo punto di vista, possiamo definire chiaramente le *cause* e gli *effetti* dell'inquinamento atmosferico.

1.1.2 Gli effetti dell'inquinamento atmosferico

Seguendo questo punto di vista, gli *effetti* dell'inquinamento atmosferico sono i danni reali o potenziali, immediati o differiti nel tempo, che derivano agli organismi umani, alla flora, alla fauna e alle superfici di interesse (manufatti, opere d'arte, ecc.) a causa dell'esposizione alle sostanze inquinanti (o meglio alla loro concentrazione in aria). Il lavoro di chi si dedica allo studio degli effetti dell'inquinamento atmosferico (epidemiologi, tossicologi, ecofisiologi, ecc.) si può sintetizzare nel determinare il risultato (negativo) derivante ai vari soggetti esaminati dall'esposizione ad una data concentrazione di un certo inquinante. Il risultato *concettuale* del loro lavoro è una serie di *modelli* che richiedono in *input* l'evoluzione temporale della concentrazione dei vari inquinanti in un punto e che forniscono come *output* il danno previsto sugli organismi umani, la flora, la fauna, ecc. presenti nel punto considerato. Il loro lavoro può avere anche una valenza *pianificatrice* se i loro modelli, invece di essere applicati a situazioni realmente in atto, vengono impiegati per valutare scenari ipotetici conseguenti a differenti tipi di progetti di risanamento ambientale, dato che l'*output* di questi modelli potrebbe contribuire alla scelta di quale piano di risanamento ambientale adottare in un'ottica di sostenibilità ambientale.

In sintesi, se si è in grado di fornire a tali modelli l'andamento spazio-temporale della concentrazione dei vari inquinanti di interesse, essi saranno poi in grado di stimarne le conseguenze. Tali conseguenze saranno reali se l'*input* è reale oppure saranno prevedibili se il loro *input* è il risultato di uno scenario di risanamento ambientale da valutare.

1.1.3 Le cause dell'inquinamento atmosferico

Le *cause* dell'inquinamento atmosferico (per lo meno quelle che vengono prese in considerazione con la speranza di poter agire attivamente su di esse) sono le emissioni derivanti dalle attività umane. Chi si occupa di tale tematica è interessato a individuare le emissioni dalle diverse sorgenti esistenti sul territorio, a quantificarle e a contabilizzarle, in modo da definire qualitativamente e quantitativamente il *nemico* con cui si sta combattendo. Ciò, tuttavia, non esaurisce l'attività di questi professionisti. Ad essi si affida anche un compito *progettuale-pianificatorio*. Infatti dal loro lavoro, almeno concettualmente, devono generarsi anche in questo caso *modelli* in grado di associare ad una situazione ben definita di sorgenti emittenti (*scenari*) le emissioni dei vari inquinanti da esse dovute. Se lo scenario è quello attuale, il risultato dovrà coincidere con la contabilizzazione delle emissioni attuali, se lo scenario è una realtà ipotetica derivante dall'introduzione di variazioni nella distribuzione e nella consistenza delle sorgenti di emissione (cambio di combustibile, cambio di tecnologia, eliminazione di sorgenti, ecc.) il risultato sarà una nuova contabilizzazione delle emissioni che ci porterà a dire se il piano di intervento in studio è effettivamente un piano di risanamento o meno.

1.1.4 Dalle cause agli effetti

Per comprendere quanto sia veramente efficace un piano di risanamento è necessario che sia possibile stabilire quale sia la distribuzione nello spazio e nel tempo della concentrazione dei vari inquinanti emessi. Se si riesce ad ottenere ciò, i modelli che descrivono gli effetti saranno in grado di valutare il danno che in un tale scenario può essere atteso per l'uomo, la flora, la fauna e gli altri elementi di interesse umano. Se, rispetto alla situazione attuale, tali danni risultassero inferiori, il piano di risanamento in esame sarebbe effettivamente tale e questi modelli riuscirebbero anche a determinarne il peso. Il passaggio logico tra emissioni e concentrazioni non è banale, come spesso si vorrebbe far credere. Lo sarebbe se l'atmosfera fosse un contenitore ideale in cui fosse possibile un rimescolamento istantaneo ed omogeneo delle differenti specie inquinanti. In effetti in una tale atmosfera irreali, detta E ($\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$) l'emissione di un generico inquinante, C ($\text{g}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$) la sua concentrazione in aria e V (m^3) il volume dell'atmosfera, tra E e C esisterebbe la semplicissima relazione di proporzionalità diretta $C=E/V$. Nulla di più lontano dalla realtà! Le emissioni vengono affidate alle masse d'aria in movimento rapido e turbolento e ne seguono le evoluzioni nello spazio e nel tempo. Vengono da esse trasportate e disperse ed in esse spesso hanno luogo complesse reazioni chimiche e fotochimiche, nonché passaggi di fase, capaci di alterare profondamente le caratteristiche chimiche dell'atmosfera nello spazio e nel tempo. Tutto ciò, che è poi la realtà che quotidianamente si osserva, porta a distruggere la proporzionalità diretta e semplice tra emissioni e concentrazioni che ci si era illusi di considerare, facendoci cogliere immediatamente la complessità del problema. Ed è proprio a questa problematica che dedichiamo il resto dell'esposizione, con l'intenzione dichiarata di presentare ordinatamente, pazientemente (e non pedantemente) ed anche operativamente questa realtà complessa, per tanti versi affascinante.

Risulta evidente come la capacità di stimare le concentrazioni derivanti da un dato scenario di emissioni sia un elemento chiave nella comprensione dell'inquinamento atmosferico e nella messa a punto di qualsiasi politica di risanamento. Questa capacità è quindi il collegamento essenziale tra il lavoro di chi si occupa di emissioni ed il lavoro di chi studia i danni (in ultima

analisi l'unico elemento importante per quantificare l'inquinamento dell'aria, almeno seguendo il punto di vista androcentrico). Questa disciplina può essere indicata col termine generico di *Modellizzazione della Dispersione degli Inquinanti in Aria* e costituisce l'obiettivo di questa esposizione. L'esperienza maturata in questi ultimi decenni nella modellizzazione della dispersione degli inquinanti in aria ha evidenziato una realtà affascinante e complessa che ha resistito ad ogni forma di semplificazione e di banalizzazione. Il problema che ci si accinge ad affrontare è complesso e non semplificabile oltre un certo limite e dal saperlo affrontare dipende la possibilità di essere in grado di simulare realisticamente scenari differenti di risanamento ambientale e quindi di supportare attivamente gli interventi miranti alla sostenibilità ambientale.

Questa esposizione, dedicata a chi desidera operare professionalmente nella modellizzazione della dispersione degli inquinanti in aria, si divide in due parti concettualmente distinte:

- la prima parte è totalmente dedicata allo studio dell'ambiente atmosferico in cui ha luogo l'emissione, il trasporto e la dispersione degli inquinanti. Come sottolineato, ciò ha luogo normalmente nei pressi della superficie terrestre ed interessa una porzione relativamente limitata di atmosfera. Lo studio delle caratteristiche fisiche di tale strato (indicato come *Planetary Boundary Layer, PBL*) normalmente non rientra negli interessi della Meteorologia Generale e costituisce attualmente una disciplina autonoma denominata Micrometeorologia. La difficoltà insita nello studio del *PBL* deriva dal fatto che l'elemento che sovrintende al suo comportamento dinamico è la *turbolenza* dell'aria, concetto molto sfuggente, ma essenziale per comprendere perché e come gli inquinanti si diffondano nell'aria e perché la loro distribuzione spaziale e temporale sia tanto *bizzarra* e per certi versi imprevedibile. In questa parte presenteremo con un buon grado di dettaglio:
 - la descrizione fenomenologica del *PBL*,
 - il suo modello matematico concettuale,
 - i modelli numerici in grado di descriverlo operativamente e di fornire allo studio della dispersione degli inquinanti in aria le informazioni fondamentali per la determinazione della loro distribuzione spazio-temporale,
 - i metodi di misura e di stima delle variabili e dei parametri di interesse meteorologico e micrometeorologico.
- Il resto dell'esposizione è dedicata completamente alla presentazione dei differenti modelli con cui si può stimare la dispersione degli inquinanti nel *PBL*. I modelli più realistici sono anche i più complessi in generale, e ciò potrebbe scoraggiare, tuttavia l'esperienza maturata in questi ultimi decenni ha consentito di definire alcune classi di modelli di dispersione di varia complessità adatti ad analizzare con differenti gradi di dettaglio la realtà. Cercheremo di fornire per ogni classe di modelli tutte le informazioni necessarie affinché sia possibile capire quali siano le loro basi fisiche, quali le approssimazioni fatte e quali le limitazioni d'uso. In pratica ogni modello di simulazione della dispersione degli inquinanti in aria, di qualsiasi tipo si tratti, concettualmente è un *algoritmo* che, presi come *input*:
 - la struttura geografica del territorio,
 - le emissioni da considerare,
 - le caratteristiche fisiche del *PBL*

fornisce in *output* la distribuzione spazio-temporale della concentrazione dei vari inquinanti oggetto dello studio. Dato che le caratteristiche fisiche del *PBL* (in pratica le caratteristiche micrometeorologiche) sono un *ingrediente essenziale* per ogni modello di simulazione di questo tipo, sfrutteremo in questa esposizione tutte le conoscenze acquisite nella prima parte, in modo da essere in grado di alimentarli con informazioni micrometeorologiche adeguate,

pena la non realistica dei loro risultati.

Dato che il *PBL* è un enorme reattore chimico, non sarà possibile tralasciare di descrivere i processi chimici e chimico-fisici che ivi hanno luogo, evidenziando con maggior attenzione tutti gli aspetti di tipo modellistico. Questa area di indagine è enorme e si complica costantemente col progredire delle attività di ricerca. Ci accosteremo ad essa *timidamente* con l'intento di coglierne solo gli aspetti essenziali, rimandando alla letteratura specializzata (frequentemente, purtroppo, di difficile comprensione) per i necessari approfondimenti.

1.1.5 Lo Stato di Qualità dell'aria

La tutela dell'ambiente nel suo complesso ed in particolare la corretta gestione della qualità dell'aria, che ne rappresenta uno degli aspetti principali, sono problematiche che sono sensibilmente cresciute di interesse in questi ultimi tempi. Se dapprima erano argomento di discussione per un ristretto gruppo di esperti della materia, con il tempo hanno coinvolto sempre più l'opinione pubblica, le autorità competenti e gli operatori industriali. La corretta gestione di tali problematiche, divenuta una realtà non ulteriormente procrastinabile, ha richiesto la predisposizione di adeguati strumenti di intervento in diversi settori, che vanno dalla normativa, alla strumentazione, alla modellistica. Prima di qualsiasi altra considerazione, è necessario tentare, se possibile, di definire in maniera più precisa alcuni concetti di base, come il concetto di *inquinata*, di *inquinamento* e di *qualità dell'aria*. Facendoci aiutare dal *DPR 203/1988*, dal *DL. 351/1999* e dal *DM 60/2002* si può definire col termine **inquinamento dell'aria**

“ogni modificazione della normale composizione o stato fisico dell'aria atmosferica, dovuta alla presenza nella stessa di una o più sostanze in quantità e con caratteristiche tali da alterare le normali condizioni ambientali e di salubrità dell'aria; da costituire pericolo ovvero pregiudizio diretto o indiretto per la salute dell'uomo; da compromettere le attività ricreative e gli altri usi legittimi dell'ambiente; alterare le risorse biologiche e gli ecosistemi ed i beni pubblici e privati”.

Questa definizione è inevitabilmente basata sugli effetti che la concentrazione delle varie sostanze chimiche ha nei confronti della salute, delle attività umane, della vita degli altri esseri viventi e della conservazione dei monumenti e delle bellezze naturali. Il *pregio* di una tale definizione è la sua *non polarizzazione* su un particolare effetto (non prevale infatti l'aspetto sanitario come nel passato). Il *lato negativo* è la sua *genericità* che rende tale definizione di per sé non operativa. Se la si prende comunque come riferimento, si deduce immediatamente che gli **inquinanti** altro non sono che quelle sostanze che concorrono a questa opera di alterazione del normale stato chimico-fisico dell'aria, anche se è molto vago l'aggettivo *normale*. Viene in soccorso a questo insieme di concetti difficilmente applicabili nella pratica corrente, il concetto di **stato di qualità dell'aria**. In pratica con questo termine si indica la *quantizzazione del concetto di inquinamento*. E' proprio lo stato di qualità dell'aria il tema delle norme che si riferiscono al controllo dell'inquinamento dell'aria ed al suo risanamento e per la sua definizione si parte da una serie di ipotesi *a priori* che l'edificio normativo, tipico di ogni nazione, pone all'inizio di tutto. La definizione di qualità dell'aria parte dalla definizione di un elenco di sostanze chimiche che vengono definite come inquinanti. L'*osservabile* che costituirà l'elemento base della definizione di qualità dell'aria è la *misura* della concentrazione di tale elemento nell'aria. Una volta definite le metodologie necessarie per realizzare in pratica la misura di tali concentrazioni, devono venire definiti degli indicatori statistici e dei riferimenti temporali ad essi correlati (es. il valore medio nel periodo invernale, ecc.) per ogni singolo inquinante considerato ed infine degli *standard di qualità*, cioè dei valori soglia, che se superati, determinano uno stato di qualità dell'aria inaccettabile, cioè un episodio di inquinamento. A questo punto i concetti vaghi di inquinante e di inquinamento vengono concretizzati attraverso il

concetto di standard di qualità dell'aria.

1.1.6 Il ruolo delle reti di monitoraggio

La prima e prevedibile risposta all'acuirsi del fenomeno dell'inquinamento atmosferico (o comunque della sua percezione da parte dell'opinione pubblica) è stata una accresciuta spinta alla installazione di nuove reti di monitoraggio o al potenziamento delle esistenti (nel senso di estendersi del numero di postazioni). In pratica, di fronte all'allarme ambientale che iniziava a manifestarsi, si è ritenuto che la prima azione da fare fosse conoscere l'entità e l'estensione del problema (come era ovvio) e lo strumento scelto per tale indagine è stato la *misura* (cosa decisamente meno ovvia). Tuttavia tali reti controllano un numero definito e limitato di punti del territorio e non è sempre garantito che essi rappresentino effettivamente la realtà di un territorio, soprattutto quando questo è una città di grandi dimensioni o una zona ad orografia complessa. Frequentemente, infatti, la localizzazione delle poche e costose centraline ha dovuto necessariamente seguire criteri di tipo *sanitario* (le si mette dove abita più gente), in pratica privilegiando cioè il monitoraggio della *dose* di inquinanti assorbita dalla popolazione, cosa non sempre coincidente con la lettera e lo spirito della normativa vigente.

Il criterio degli Standard di Qualità dell'Aria richiede un ulteriore passo di valorizzazione dei dati rilevati dalle reti di monitoraggio: le postazioni di misura dovranno essere considerate anche come punti di "campionamento" di un fenomeno fisico complesso che si vuole studiare e iniziare a controllare nella sua globalità. L'inventario delle sorgenti inquinanti, l'impiego di modelli matematici di simulazione della diffusione degli inquinanti e la conoscenza precisa della meteorologia locale diventano strumenti essenziali a questo scopo. La stessa localizzazione iniziale delle postazioni della rete di monitoraggio potrebbe essere rimessa in discussione in un processo di *feed-back* alimentato dal confronto tra dati misurati ed elaborazioni modellistiche che punta a massimizzare il contenuto informativo della strumentazione installata sul territorio.

1.2 IL RUOLO E LE CARATTERISTICHE DEI MODELLI DI DISPERSIONE DEGLI INQUINANTI IN ATMOSFERA

1.2.1 Il ruolo dei modelli

La norma prevede che gli standard di qualità dell'aria non vengano superati in alcun punto del territorio. Tuttavia, se si ipotizza che l'unico mezzo conoscitivo sia la misura diretta delle concentrazioni, in pratica il controllo della qualità dell'aria può essere effettuato solo in un numero finito di punti coincidenti con le postazioni di misura delle varie reti di rilevamento presenti sul territorio nazionale. Tale numero, estremamente esiguo, non consente certo di ottenere una fotografia, anche se approssimata, della distribuzione spazio-temporale della concentrazione dei vari inquinanti di interesse. Per poter fare un passo in avanti è necessario l'impiego di modelli matematici di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera.

In generale un modello matematico è uno strumento matematico/informatico che cerca di ricostruire il più fedelmente possibile lo stato della concentrazione dei vari inquinanti in un dominio di calcolo spazio-temporale di interesse. Di per sé non ha limitazioni nel fornire indicazioni in ogni punto del territorio, tuttavia il problema è quanto la previsione del modello sia realistica. E' evidente che il modello, in quanto tale, sarà sempre una approssimazione della realtà e quindi le sue previsioni saranno sempre in disaccordo con quanto misurato. Questo

disaccordo può essere quantificato in termini statistici e tali indicatori statistici possono essere utili per confrontare le *performances* di modelli differenti applicati alla medesima realtà. Va comunque rilevato che praticamente ogni modello presenta un maggiore o minore grado di calibrabilità (*tuning*) che gli consente in qualche modo di adattarsi alle misure. Da ciò deriva una possibile strategia di impiego dei modelli:

- si applichi ad una data realtà il modello che si intende esaminare senza alcun tipo di *tuning*;
- si confrontino i risultati ottenuti con le misure effettuate da una rete di rilevamento presente nel territorio o con i risultati di opportune campagne sperimentali;
- si effettui la taratura del modello in modo tale che le discrepanze tra modello e misure per il dominio spazio temporale considerato scenda al di sotto di un livello prestabilito.

A questo punto il modello può considerarsi tarato per quella realtà e può essere realistico vedere le sue previsioni come una rappresentazione abbastanza realistica della realtà stessa.

Va rilevato, inoltre, che le operazioni di pianificazione richiedono la stima preventiva dell'impatto ambientale di nuove installazioni energetiche ed industriali. E' evidente che non si possono effettuare questi studi *a posteriori*, pertanto è giocoforza effettuare simulazioni modellistiche che consentano di ottenere una base conoscitiva oggettiva per un confronto tra differenti strategie operative con l'obiettivo di individuare la strategia che può essere considerata a minimo impatto.

1.2.2 Caratteristiche generali di un modello di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera

Una sostanza (inquinante o meno), una volta immessa nell'atmosfera, per effetto dei numerosi fenomeni quali il trasporto dovuto all'azione del vento, la dispersione per effetto dei moti turbolenti dei bassi strati dell'atmosfera, la deposizione ecc., si distribuisce nell'ambiente circostante, diluendosi in un volume di aria di dimensioni più o meno grandi in funzione delle particolari condizioni atmosferiche presenti. Ciò significa, in altri termini, che se una sostanza viene immessa nell'atmosfera in un determinato punto del territorio (*sorgente*) ad un dato istante e con determinate modalità di emissione, è possibile ritrovarla in altri punti del territorio dopo un tempo più o meno lungo, con un diverso valore di concentrazione in funzione della diluizione che ha subito lungo il suo tragitto. La valutazione dei valori assunti dalla concentrazione in tutti i punti dello spazio ed in ogni istante o, in altri termini, la previsione dell'evoluzione nel tempo del campo di concentrazione $C(x,y,z;t)$ di una determinata sostanza costituisce l'obiettivo dei modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera.

Per valutare con un adeguato grado di approssimazione tale campo di concentrazione, è necessario prendere in considerazione e schematizzare un considerevole numero di fenomeni specifici che hanno luogo durante il trasporto della sostanza in atmosfera. Detti fenomeni specifici, che si prestano ad essere modellizzati con maggiore o minore grado di difficoltà, sono di diversa natura:

- fisici (trasporto, diffusione, innalzamento del pennacchio, ecc.),
- chimico-atomici (reazioni chimiche di trasformazione, decadimento radioattivo, ecc.)
- fisico-chimici (deposizione, ecc.).

Con queste premesse è facile intuire come le attività di ricerca e sviluppo in questo settore non siano state orientate verso la progettazione di un modello in grado di soddisfare le differenti esigenze di accuratezza e completezza, ma siano state bensì articolate in diversi filoni che hanno

condotto alla realizzazione di altrettante classi e/o categorie di modelli. Questo stato di fatto comporta in molti casi un attento vaglio dei modelli suggeriti dalla letteratura, prima dell'adozione di uno di essi per soddisfare una specifica esigenza. Per agevolare questo compito sono stati condotti numerosi tentativi di rassegna ragionata e di razionale categorizzazione. Presupposto essenziale di tali attività è l'individuazione degli elementi caratteristici che sono alla base dei vari modelli, mediante i quali è possibile suddividere i modelli stessi in classi, categorie, tipologie, ecc.. Detti elementi, peraltro, possono essere spesso sintetizzati in altrettante *Keyword* che sono di grande utilità nelle attività di ricerca bibliografica, specialmente se si ha la possibilità di consultare banche dati informatizzate.

Un primo elemento utile a tal fine è l'approccio analitico di base impiegato, mediante il quale i modelli si possono suddividere in:

- *modelli statistici*
- *modelli deterministici*

Nonostante entrambi siano indicati col termine modello, le differenze li contraddistinguono li sono abissali.

Per quanto riguarda i *modelli statistici* (o meglio stocastici), essi non prevedono la concentrazione di inquinanti sulla base di relazioni fisiche di causa-effetto, ma sulla base dei dati misurati dalla rete nel passato. Essi sono in grado di fornire il valore futuro della concentrazione di inquinante nei soli punti di misura della rete. La loro possibilità di utilizzo è quindi circoscritta alla previsione dei valori che le stazioni della rete registreranno nel futuro, ma, limitatamente a tale obiettivo, forniscono in genere risultati migliori dei modelli deterministici. Tuttavia da quanto detto, risulta che essi sono del tutto inadeguati a studiare i fenomeni in atto o a prevedere situazioni che non siano controllate da una rete di rilevamento. Vista la loro particolarità e la loro limitazione d'uso, non verranno più presi in considerazione in questa trattazione.

Per quanto riguarda, invece, i *modelli deterministici*, va detto che tale categoria è composta da un numero enorme di modelli differenti, tutti accomunati dal fatto di avere alla base delle relazioni di causa-effetto tra le emissioni delle sorgenti e la meteorologia da un lato (cause) e le concentrazioni degli inquinanti nel dominio di calcolo (effetti). E' di essi che ci si occuperà in questa trattazione.

Il primo elemento che consente di discriminare tra i vari modelli deterministici è il metodo con cui si descrive l'evoluzione nel tempo del fenomeno dell'inquinamento. Da questo punto di vista si modelli possono essere stazionari o dinamici.

Nei primi, l'evoluzione temporale di un fenomeno di inquinamento è trattata come una sequenza di stati quasi-stazionari, cosa che semplifica notevolmente il modello, diminuendone però la generalità e l'applicabilità. I secondi, viceversa, trattano l'evoluzione del fenomeno in modo dinamico. Va rilevato che i modelli stazionari sono molto utilizzati per la loro semplicità e per l'economicità d'impiego ed in genere costituiscono un valido strumento per un'analisi di primo tentativo di realtà non particolarmente complesse. Un altro importante elemento di distinzione dei modelli è costituito dalla *scala spaziale*, ovvero dalla distanza dalla sorgente entro cui il modello è in grado di descrivere il fenomeno. In relazione a questo parametro si distinguono le seguenti classi di modelli:

- *a scala locale (short range)* modelli, cioè, che descrivono la dispersione degli inquinanti fino a distanze dell'ordine della decina di chilometri;

- *a mesoscala*, cioè modelli che trattano domini spaziali dell'ordine dei cento chilometri;
- a grande distanza o *sinottici (long range)* che descrivono fenomeni che possono interessare aree molto vaste fino a migliaia di chilometri dalla sorgente.

I modelli possono essere distinti anche in funzione del loro livello di complessità o, in altri termini, del numero di fenomeni di cui tengono conto nel determinare il campo di concentrazione. Usualmente si fa riferimento alle seguenti tre tipologie:

- modelli complessi
- modelli di media complessità
- modelli semplici

L'elenco degli elementi di distinzione dei diversi modelli deterministici è ben più ampio di quello sin qui enunciato; si ritiene comunque che questi siano sufficienti a fornire un'idea sufficientemente adeguata della complessità della materia e che costituiscano quelli più comunemente impiegati per enunciare le caratteristiche di ciascun modello. Altri elementi impiegati a tal fine quando la descrizione del modello scende in un dettaglio maggiore sono:

- l'algoritmo matematico impiegato per valutare un determinato fenomeno (differenze finite, metodo Montecarlo, metodo gaussiano, ecc.)
- la modalità di descrizione spaziale del fenomeno (Euleriano, Lagrangiano, bidimensionale, tridimensionale, ecc.)
- la trattazione di aspetti di particolare importanza (orografia, chimica, fotochimica, ecc.)

1.3 GLI INQUINANTI E LE EMISSIONI (da Finzi e Brusasca, 1991)

Come detto, per inquinamento atmosferico si intende l'alterazione chimico-fisica dell'aria nelle sue condizioni di purezza naturale. Bisognerebbe, a questo punto, che fosse definibile in modo preciso ed univoco il concetto di *aria pura*, ma ciò non è possibile perché la composizione dell'aria viene spesso alterata dagli stessi fenomeni naturali, non solo da quelli di una certa entità (come le attività vulcaniche, gli incendi dei boschi, ecc.), ma anche dal semplice metabolismo e dalla decomposizione vegetale e animale, localizzati in maniera disomogenea sulla superficie terrestre. Per fissare le idee, nella *Tab. 2.1* si presenterà la composizione *tipica* dell'aria secca a livello del mare da cui emerge come il 78% è costituita da Azoto, il 21% da Ossigeno ed il restante 1% è ripartito in una miriade di sostanze chimiche presenti sostanzialmente in tracce. Agli *inquinanti naturali* si aggiungono poi altre sostanze provenienti dalle attività umane che, se uniformemente distribuite, non porterebbero particolari modifiche della composizione dell'aria. Ma il problema dell'inquinamento di origine antropica deriva proprio dal fatto di essere altamente concentrato in piccole aree (soprattutto urbane ed industriali) e di non essere in grado di diffondersi nell'intera atmosfera per la presenza o di barriere geomorfologiche naturali o create dall'uomo che ne limitano la diffusione laterale. Si assiste, quindi, ad un vero e proprio accumulo, accentuato in alcuni giorni anche da particolari condizioni meteorologiche. Tradizionalmente si distingue tra *inquinanti primari* ed *inquinanti secondari*. Una possibile loro definizione è la seguente:

- gli *inquinanti primari* sono quelle sostanze presenti nelle emissioni e che intervengono direttamente sulla salute umana. Essi sono: Monossido di Carbonio, Monossido di Azoto, Idrocarburi, Biossido di Zolfo, Particolato.
- gli *inquinanti secondari*, invece, sono le sostanze frutto di reazioni tra inquinanti primari o tra inquinanti primari e i componenti naturali dell'atmosfera.

In Tab.1.1 (Finzi e Brusasca, 1991) sono presentati, per i diversi inquinanti, le principali sorgenti di origine antropica e naturale, i tempi di persistenza (notare che la maggior parte degli inquinanti permangono nell'atmosfera solo pochi giorni, ad eccezione dei composti carboniosi come CO₂, CO e HC) ed i possibili meccanismi che portano alla loro rimozione naturale.

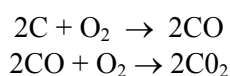
<i>Inquinante</i>	<i>Sorgente antropica</i>	<i>Sorgenti naturali</i>	<i>% Emissione antropica</i>	<i>Tempo di persistenza</i>	<i>Rimozione naturale</i>
SO ₂	Combustione	Vulcani	100	4 giorni	ossidazione in SO ₄ e rimozione da parte della pioggia
H ₂ S	Trattamento fanghi industriali	Vulcani Azione biologica	3	2 giorni	Ossidazione in SO ₂
NO _x	Combustione ad alta temperatura	Azione batterica nel suolo	0.5	5 giorni	ossida in NO ₃ ⁻
NH ₃	Trattamento rifiuti	Decomposizione biologica	0.3	7 giorni	reazione con SO ₂ per formare (NH ₄) ₂ SO ₄
CO ₂	Combustione	Depurazione. Decomposizione. Oceani	1.4	2-4 anni	fotosintesi, oceani
CO	Combustione	Incendi di foreste Oceani	79	< 3 anni	nessuna prova
HC	Combustione Industria chimica	Processi biologici	7.6	3 anni	reazione fotochimica con NO-H ₂ O

Tab. 1.1: Sorgenti, tempi di persistenza, rimozioni (da Finzi, Brusasca, 1991)

1.3.1 Monossido di Carbonio

Il monossido di carbonio (Finzi, Brusca, 1991) è un componente inodore, incolore, insapore, gassoso a temperature superiori a -192°C, non apprezzabilmente solubile in acqua e con peso pari al 96.5% del peso dell'aria. La formazione di ossidi di carbonio può avvenire secondo tre processi:

Processo 1: combustione incompleta di Carbonio o di composti contenenti Carbonio. Le reazioni coinvolte sono essenzialmente le seguenti:

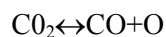


La prima è molto più veloce (circa 10 volte) della seconda. Si avrà quindi CO presente o come prodotto intermedio o come prodotto finale, qualora l'O₂ non sia sufficiente o sufficientemente miscelato con il combustibile.

Processo 2: reazione a elevata temperatura tra CO₂ e composti contenenti Carbonio.



Processo 3: dissociazione ad elevate temperature di CO₂ in CO e O.
Nelle combustioni ad alte temperature l'equilibrio:



si sposta a destra, ad esempio a 1745°C l'1% della CO₂ prodotta dalla combustione, si dissocia in CO e O, mentre a 1940°C se ne dissocia il 5%. Se i fumi vengono poi bruscamente raffreddati, l'equilibrio non riesce a spostarsi verso sinistra tanto rapidamente, così la CO₂ rimane dissociata.

E' ormai noto come la sorgente più importante sia costituita dai mezzi di trasporto (91.4%) in generale e dagli autoveicoli a benzina in particolare, dato che le emissioni di CO dai motori dipendono:

- dal rapporto aria-combustibile (più è ricca la miscela, più CO viene emesso. Si spiega così perché il diesel, che utilizza miscele molto povere, ha emissioni di CO molto ridotte);
- dalla temperatura dell'acqua di raffreddamento del motore;
- dalle caratteristiche tecniche della camera di combustione;
- dallo stato di usura del motore;
- dalle condizioni di marcia (al diminuire della velocità di marcia le emissioni di CO aumentano raggiungendo valori massimi con il motore al minimo).

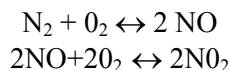
Le emissioni industriali di CO (2.76%) sono dovute essenzialmente ai processi siderurgici che consistono nell'arricchimento dei minerali in impianti di sinterizzazione, nella produzione della ghisa in altoforno e nell'attività di fonderia ed in parte alle raffinerie di petrolio soprattutto a causa della rigenerazione dei catalizzatori usati nei processi di trasformazione del petrolio. Si hanno poi le emissioni di CO dovute alla combustione in impianti fissi con l'impiego di carbone, olio combustibile, legno, mentre la combustione di gas naturale produce delle emissioni di CO in quantitativi pressoché trascurabili.

Fin qui le emissioni di CO di origine antropica. Per un bilancio più corretto bisognerebbe considerare anche le emissioni dovute a processi geofisici e biologici come le attività vulcaniche, le emissioni naturali di gas, le scariche elettriche nel corso di temporali, il metabolismo eduse nei mari, la germinazione dei semi e sviluppo di piante, la produzione di metano, ma tali quantitativi sono del tutto trascurabili nelle zone urbane, se confrontate con l'apporto di CO dalle attività umane.

Le emissioni complessive di CO ed il lungo tempo di persistenza nell'aria, sarebbero sufficienti a raddoppiare ogni 4-5 anni la concentrazione atmosferica mondiale, ma dato che ciò non si verifica si è ipotizzata la capacità di alcuni microorganismi, comunemente presenti nel suolo di rimuovere molto rapidamente l'ossido di carbonio presente nell'atmosfera; pare che tale tipo di rimozione sia preponderante rispetto all'adsorbimento da parte delle piante e all'ossidazione del CO in atmosfera in presenza di ossigeno. Purtroppo il CO viene soprattutto prodotto dai motori delle autovetture in zone urbane, dove il terreno è asfaltato e quindi inadatto all'adsorbimento. Ciò porta all'impossibilità da parte dei microorganismi di procedere all'opera di rimozione del CO. L'inquinamento di ossido di carbonio è quindi un inquinamento tipicamente urbano e la sua concentrazione in aria è determinata soprattutto dal grado di emissione del gas in atmosfera da parte delle autovetture, dal grado di rimozione del terreno (nella città molto basso) e, come per ogni inquinamento atmosferico, dal grado di dispersione nell'atmosfera. La presenza di CO in atmosfera porta alla diminuzione della capacità dei batteri di fissare l'azoto nelle radici delle piante. Perché il CO possa danneggiare però le piante deve raggiungere concentrazioni superiori ai 100 ppm per lunghi periodi (mesi), ma le condizioni attuali sono ben lontane da questi livelli. Non si sono riscontrati particolari effetti del CO sui materiali. Per quanto riguarda, invece, l'effetto sugli uomini, è noto che inalazioni d'aria ad alta concentrazione (superiori a 100 ppm) possono portare alla morte, ma l'inquinamento non giunge a concentrazioni così elevate.

1.3.2 Ossidi di Azoto

In termini di inquinamento atmosferico, gli ossidi di azoto (*in forma gassosa*) che destano più preoccupazione sono l'NO e l'NO₂ provenienti dalla reazione tra due gas (N₂ e O₂) comunemente presenti nell'aria nelle percentuali di circa 80% e 20% rispettivamente. I due gas reagiscono, però, solo ad elevate temperature (più di 1210°C) formando monossido di azoto che, ossidandosi a sua volta, forma biossido di azoto secondo le seguenti reazioni:



La quantità di NO prodotta dipende dalla temperatura di combustione, dal tempo di permanenza a tale temperatura dei gas durante la combustione e dalla quantità di ossigeno libero contenuto nella fiamma. La produzione di NO₂ invece, aumentando col diminuire della temperatura, ha luogo durante il raffreddamento. Essa inoltre è direttamente proporzionale alla concentrazione di O₂ ed al quadrato della concentrazione di NO. Così, poiché durante il raffreddamento la concentrazione di O₂ aumenta mentre quella di NO diminuisce, l'effetto globale porta ad una limitata produzione di NO₂, stimata pari al 10% dell'NO presente nei fumi.

Altri quantitativi di NO si convertono in NO₂ una volta giunti nell'atmosfera, per il verificarsi del ciclo fotolitico, conseguenza diretta della interazione tra la luce solare e l'NO₂. In Fig. 1.1 è possibile seguire le fasi di tale ciclo:

- NO₂ assorbe energia dal sole sotto forma di luce ultravioletta;
- l'energia assorbita scinde le molecole di NO₂ in molecole di NO ed atomi di ossigeno O; l'ossigeno atomico prodotto è molto reattivo;
- gli atomi di ossigeno atomico reagiscono con l'ossigeno atmosferico (O₂) per produrre ozono (O₃), un inquinante secondario;
- l'ozono reagisce con l'NO per dare NO₂ e O₂ e così il ciclo si chiude.

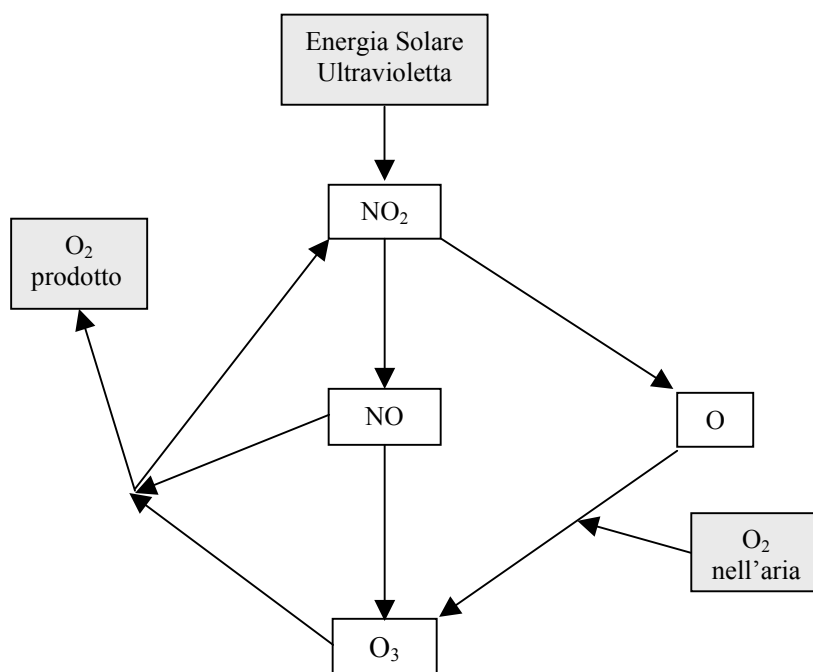


Fig.1.1: Ciclo fotolitico degli ossidi di azoto (Finzi, Brusca, 1991)

Se il ciclo avvenisse effettivamente così, l'NO₂ si convertirebbe in NO per poi convertirsi nuovamente in NO₂ senza modifiche nelle concentrazioni dei due composti. Ma gli idrocarburi presenti nell'atmosfera interferiscono nel ciclo permettendo che l'NO si converta in NO₂ più rapidamente di quanto l'NO₂ venga dissociato in NO e O, con un conseguente accumulo di NO₂ e di ozono.

La fonte principale di ossidi di Azoto (NO_x) è l'azione batterica che ne produce un quantitativo di un ordine superiore a quello di origine antropico. Quest'ultimo però ha la caratteristica di essere presente in alte concentrazioni in aree limitate. Infatti si è riscontrato che nelle città la concentrazione di NO_x è 10-100 volte maggiore che al di fuori di queste dove influisce soprattutto l'azione batterica. Dalla *Tab. 1.2* si può vedere come la maggior fonte di inquinamento di origine antropica siano i trasporti. Si è riscontrato in particolare che i motori diesel producono più ossidi di azoto dei motori a benzina, questo perché utilizzano miscele molto povere.

Sorgente di emissione	10⁶ t/anno	%
Trasporti	9.6	42.3
Impianti termoelettrici	6.3	27.8
Combustione in altri impianti	5.8	25.5
Processi industriali	0.6	2.6
Rifiuti solidi	0.2	0.9
Altre	0.2	0.9
Totale	22.7	100.0

Tab. 1.2 - Emissione di ossidi di azoto negli USA nel 1974.

Molto elevata è anche l'emissione dalla combustione in impianti fissi (53%), di cui più della metà è dovuta a impianti termoelettrici. Infine si nota come processi industriali che non contemplano combustioni, come nelle fabbriche di acido nitrico, producano quantità relativamente piccole di NO_x ma che influiscono molto sull'ambiente in quanto sono altamente concentrate e localizzate.

Il tempo medio di permanenza degli ossidi di azoto nell'atmosfera è di circa tre giorni per l'NO₂, e di circa quattro per l'NO; ciò fa pensare che possano intervenire meccanismi di rimozione naturali tali da eliminare gli ossidi di Azoto dall'atmosfera trasformandoli in acido nitrico (HNO₃), il quale poi precipita sotto forma di nitrati o con la pioggia o con la polvere.

L'NO₂ pare essere circa quattro volte più tossico dell'NO, ma entrambi rappresentano potenziali pericoli per la salute umana in quanto l'NO è in grado di ossidarsi facilmente in NO₂ una volta nell'atmosfera. Gli effetti degli ossidi di Azoto sui materiali sono dovuti essenzialmente alla loro acidificazione una volta giunti nell'atmosfera (formazione di HNO₃), che ha portato a casi di sbiadimento di tessuti colorati, perdita di resistenza delle fibre tessili, e corrosione di leghe al nichel e ottone.

1.3.3 Idrocarburi ed Ossidanti fotochimici

Tra questi due tipi di inquinanti esiste una stretta relazione, in quanto gli idrocarburi sono inquinanti primari immessi direttamente nell'aria, mentre gli ossidanti fotochimici sono inquinanti secondari, che nascono in atmosfera da reazioni in cui gli idrocarburi sono interessati sia direttamente che indirettamente. Caratteristica fondamentale di questi composti è quella di contenere solo atomi di carbonio e di idrogeno. Il loro stato di aggregazione (gassoso, liquido o solido) dipende dalla struttura molecolare, in particolare dal numero di atomi di carbonio presenti. Si ha, infatti, che alle temperature ordinarie, se il numero di atomi di carbonio varia da

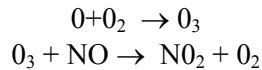
1 a 4, le molecole sono gassose mentre se è maggiore di 5 sono liquide (con tendenza allo stato solido all'aumentare di tale numero). Fra i composti noti (decine di migliaia) quelli di maggiore interesse per l'inquinamento dell'aria sono quelli allo stato gassoso alle temperature ordinarie e quelli altamente volatili alle alte temperature. Per tutti questi composti gli atomi di carbonio nella struttura molecolare sono circa 12 (o meno). In base a tale struttura molecolare si possono inoltre distinguere tre classi di idrocarburi, ciascuna caratterizzata da una certa reattività e tossicità; si hanno infatti:

- gli idrocarburi aciclici (o alifatici): la loro struttura presenta atomi di carbonio disposti a catena, con o senza ramificazioni,
- gli idrocarburi aromatici: gli atomi di carbonio sono disposti ad anello esagonale (benzenico) con ogni atomo dell'anello legato ad un solo atomo addizionale (C o H)
- gli idrocarburi aliciclici: la struttura è ad anello (ma diversa da quella benzenica).

Parte degli idrocarburi presenti nell'aria derivano da processi di origine naturale come i processi biologici di decomposizione della materia organica sulla superficie terrestre (nella maggior parte), l'attività geotermica, i processi in atto in giacimenti di carbone, il gas naturale ed il petrolio e i processi spontanei di combustione. Per quanto riguarda, invece, le emissioni dovute alle attività dell'uomo, si può notare come la fonte principale di inquinamento siano i mezzi di trasporto, fra i quali i veicoli a benzina hanno il peso più rilevante. I due meccanismi principali con cui le auto immettono idrocarburi nell'aria sono l'evaporazione della benzina e le emissioni di carburante incombusto nei gas di scarico. La seconda importante fonte di inquinamento è costituita dai processi industriali nelle fasi di produzione, lavorazione, immagazzinamento e trasporto dei prodotti contenenti idrocarburi (in particolare quelli della benzina, che evaporano durante il carico di autobotti, il riempimento dei serbatoi delle stazioni di servizio e delle automobili). Delle emissioni industriali, il 10% circa è dovuto inoltre all'evaporazione di solventi organici (ingredienti importanti di vernici, pitture, lacche, rivestimenti, ecc.) che di solito evaporano durante o dopo l'applicazione, se non nella preparazione stessa dei prodotti. Le emissioni derivanti da attività umane, però, sono concentrate in aree non molto estese in cui questi prodotti possono reagire facilmente con altri composti chimici; ad esempio gli idrocarburi insaturi del gruppo delle olefine reagiscono facilmente con gli ossidi di azoto in presenza di luce; tale processo è alla base della formazione dello smog tipico dell'ambiente urbano, la cui atmosfera presenta condizioni favorevoli all'innesco delle reazioni sopra dette.

Per quanto riguarda gli ossidanti fotochimici, essi sono prodotti in atmosfera da un processo fotochimico (vale a dire da un processo chimico che richiede luce per essere attivato) con ossidazione di inquinanti primari non facilmente ossidabili dall'ossigeno allo stato gassoso. In queste reazioni sono implicati attivamente una grande varietà di idrocarburi e le più importanti sono quelle che riguardano l'intervento degli idrocarburi nel ciclo fotolitico dell' NO_2 dove vengono prodotti due dei più noti inquinanti secondari, l'ozono e il perossiacetilnitrito. Si noti che mentre l'ozono non è un idrocarburo ma una forma di ossigeno (conseguenza diretta delle reazioni con gli idrocarburi), il perossiacetilnitrito invece è il più semplice membro della famiglia di composti detti PAN, considerati derivati degli idrocarburi. Lo studio viene in genere limitato a questi due composti, che sono i più noti sia perché prodotti in quantità maggiori rispetto agli altri ossidanti fotochimici, sia per il fatto che essendo molto simili agli altri ne possono essere assunti come traccianti. Nelle reazioni fotochimiche in cui sono coinvolti, gli idrocarburi non reagiscono direttamente con la luce solare, ma con altre sostanze prodotte fotochimicamente a loro volta. In particolare, in presenza di idrocarburi, viene modificato il ciclo fotolitico dell' NO_2 , data la capacità di certi idrocarburi di reagire sia con atomi di ossigeno che con ozono. Le reazioni interessate sono:





Come effetto finale si dovrebbe avere la formazione e la distruzione di O_3 ed NO in uguali quantità in modo da garantire un rapido ricambio di NO_2 . In realtà si ha che, essendo la reazione degli idrocarburi più veloce con l'O che con l' O_3 , essa diventa la più probabile e, malgrado sia meno veloce della reazione tra O e O_2 , risulta comunque rapida a sufficienza per arrivare ad alterare il ciclo. Il risultato finale è un composto medio molto reattivo, il radicale libero RO_2 che può reagire ulteriormente con NO , NO_2 , O_2 , O_3 e altri idrocarburi, secondo questi meccanismi:

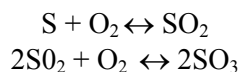
- a causa della rapida reazione dell' NO per produrre NO_2 , una volta eliminato l' NO dal ciclo, la concentrazione di O_3 nell'aria aumenta;
- dalla reazione tra O_2 e NO_2 si formano i PAN;
- dalla reazione di altri idrocarburi con l'ossigeno si formano ulteriori composti inorganici non desiderati.

Risultato finale dell'accumulo di O_3 , CO, PAN e di altri composti organici (aldeidi, chetoni, alchinitrati) è una miscela detta *smog fotochimico*. I tipici episodi da inquinamento da smog fotochimico si verificano nella stagione calda e soleggiata, con un evidente ciclo giornaliero caratterizzato da valori massimi attorno a mezzogiorno e prossimi allo zero durante la notte; questi valori estremi sono da collegarsi all'attività urbana e all'irradiazione solare variabile nell'arco delle 24 ore. Gli effetti degli idrocarburi e degli ossidanti fotochimici sulle piante sono stati tra i primi ad essere rilevati e mentre dall'inizio era stato individuato solo l'ozono come causa principale, attualmente si sta scoprendo anche l'importanza dei PAN. Per quanto riguarda l'ozono, il suo effetto nocivo è rilevabile da macchie bianche o piccoli punti (necrosi di gruppi di cellule) sulla superficie superiore delle foglie e dall'apparizione di bruciature alle estremità dei germogli; si noti che le piante più ricche di zuccheri sono le più resistenti all'ozono. La famiglia dei PAN, in particolare il perossiacetilnitrato, causa invece sulla superficie inferiore delle foglie (specie le più giovani) una colorazione traslucida e bronzea. In alcuni casi il tessuto della foglia muore. Generalmente i PAN non danneggiano le piante non esposte in precedenza alla luce ed i livelli di danneggiamento possono essere molto diversi a seconda delle ore di esposizione e della concentrazione. Fra gli idrocarburi, infine, l'etilene (C_2H_4) sembra essere il solo a provocare effetti negativi (inibizioni dello sviluppo, cambiamento del colore delle foglie, morte dei fiori) per concentrazioni ambiente di circa 1 ppm. Altri idrocarburi, quali l'acetilene e il propilene, hanno invece dato effetti tossici solo per concentrazioni da 60 a 500 volte più alte di quelle dell'etilene. Gli effetti prodotti, per esempio sulla gomma, sono di due tipi: il primo è dovuto alla rottura della catena degli atomi di carbonio (per cui il materiale diventa più fluido e perde resistenza alla tensione), mentre il secondo causa una minore elasticità ed una maggior fragilità per la formazione di nuovi legami tra catene di carbonio parallele. L'attacco dell'ozono riguarda anche le fibre tessili, in funzione della luce e dell'umidità, che sembrano elementi necessari perché abbia luogo un'apprezzabile alterazione della resistenza delle fibre. Gli effetti dannosi sono risentiti in modo via via più intenso, nell'ordine, da cotone, acetato, nailon, poliestere.

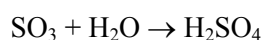
1.3.4 Ossidi di Zolfo

Dalla combustione di ogni materiale contenente zolfo si producono particolari tipi di ossidi di questo elemento: l'anidride solforosa (SO_2) e l'anidride solforosa (SO_3). Lo zolfo può inoltre essere immesso in atmosfera come H_2S , H_2SO_3 e H_2SO_4 (oltre a diversi altri solfati). I due composti SO_2 e SO_3 (indicati con il termine generale di SO_x) sono i principali imputati dell'inquinamento atmosferico da ossidi di zolfo e le loro caratteristiche più importanti sono l'assenza di colore, l'odore pungente, il fatto che l' SO_2 non brucia nell'aria e l'elevata reattività

dell' SO₃. Il meccanismo semplificato della formazione degli SO_x è rappresentato da due equilibri:



La piccola quantità di SO₃ generalmente prodotta è determinata da due fattori: il primo è la velocità della reazione ed il secondo è la concentrazione di SO₃ nel miscuglio in equilibrio risultante dalla reazione. Poiché alle elevate temperature la velocità è alta, si ha che l'equilibrio viene raggiunto rapidamente e quindi che la concentrazione di SO₃ nella miscela è bassa; viceversa alle basse temperature la reazione è più lenta e la quantità prodotta nella miscela in equilibrio è maggiore. Si ha però che in realtà la reazione è così lenta che le condizioni di equilibrio non vengono mai raggiunte per cui la concentrazione di SO₃ tende comunque a rimanere bassa. Inoltre l'SO₃ gassosa può essere presente nell'aria solo se la concentrazione di vapore è bassa. In caso contrario infatti accade che l'SO₃, combinandosi con il vapore dell'acqua, porta alla formazione di goccioline di acido solforico, secondo la seguente reazione:



E' questo il motivo per cui in atmosfera è più facile trovare H₂SO₄ che SO₃. La quantità di acido solforico in atmosfera non deriva unicamente dalla produzione primaria di SO₃; infatti una volta in atmosfera, l'SO₂ parzialmente si converte in SO₃ e quindi in H₂SO₄ per processi fotolitici e catalitici. Questa conversione è influenzata da numerosi fattori tra cui l'umidità dell'aria, l'intensità, la durata e la distribuzione spettrale della luce solare, la presenza in maggiori o minori quantità di materie catalizzatrici, assorbenti e alcaline. E' questo il motivo per cui alla luce del giorno e a bassa umidità sono molto importanti per l'ossidazione le reazioni fotochimiche che coinvolgono SO₂, NO₂ e idrocarburi (dato l'effetto catalitico degli ossidi di azoto sull'ossidazione dell'SO₂). Di notte invece, in condizioni di umidità, nebbia o pioggia, l'SO₂ viene assorbita dalle gocce di acqua alcalina presenti in atmosfera e reagisce con essa con conseguente formazione, a velocità apprezzabili, di solfati come l'ammonio e il solfato di calcio.

Lo zolfo presente nell'atmosfera proviene per circa due terzi da fonti naturali (tipicamente i vulcani) e per la restante parte dall'attività dell'uomo. Il problema principale è legato al fatto che il secondo tipo di emissioni, essendo concentrato in aree urbane industriali abbastanza ristrette, non è distribuito equamente.

Sorgente di emissione	10⁶ t/anno	%
Trasporti	0.7	2.3
Impianti termoelettrici	19.1	61.8
Combustione in altri impianti	5.2	16.8
Processi industriali	5.7	18.5
Rifiuti solidi	0.1	0.3
Altre	0.1	0.3
Totale	30.9	100.0

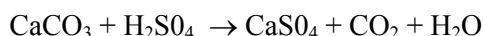
Tab. 1.3 - Stima delle emissioni di ossido di zolfo negli USA (1974)

Come si può osservare dalla *Tab. 1.3*, le maggiori fonti di inquinamento da SO_x prodotti in tali aree sono gli impianti di combustione fissi; una parte infatti proviene dalla combustione di carbone e la restante dall'uso di oli combustibili (lo zolfo è infatti presente come impurità nei combustibili fossili, carbone e petrolio, data la sua resistenza al processo di fossilizzazione dei materiali originali). Il traffico non è quindi la fonte principale in questo caso. Le fonti che emettono ossidi di zolfo sono le centrali elettriche in primo luogo, seguite dagli impianti

industriali, tra i quali i più importanti sono le fonderie, le raffinerie di petrolio, gli impianti di produzione di acido solforico e gli impianti per la conversione del carbon fossile in coke. Il contributo delle fonderie è poi doppio essendo molti dei metalli utili (rame, zinco, piombo, mercurio, ecc.) presenti in natura sotto forma di solfuri nei minerali. L'SO₂ è infatti un sottoprodotto abituale nelle normali operazioni metallurgiche dato che, essendo lo zolfo un'impurità non desiderata nei metalli, è più facile ed economico eliminarlo dai minerali piuttosto che dal metallo finito. Per questo la maggior parte dei minerali di zolfo viene concentrata e quindi arrostita in presenza di aria con conseguente passaggio di SO₂ in atmosfera in una certa quantità.

La gravità dei danni arrecati alle piante dipende dalle concentrazioni di SO₂ e dalla durata di esposizione. Per brevi esposizioni ad alte concentrazioni si sono rilevati danni acuti, caratterizzati da zone di necrosi delle foglie che scoloriscono e si seccano assumendo una tinta avio-marrone. Questa fenomenologia è in relazione alla capacità delle piante di trasformare l'SO₂ assorbita in H₂SO₄ e quindi in solfati, depositati sulle regioni apicali o ai margini delle foglie. I solfati depositati si uniscono a quelli assorbiti dalle radici per cui, a concentrazioni sufficientemente alte, si manifestano sintomi cronici con caduta di foglie. A causa di esposizioni prolungate ma a concentrazioni più basse, si hanno invece danni cronici, caratterizzati da graduale ingiallimento delle foglie, dovuto ad un blocco nel meccanismo di formazione della clorofilla. Un'altra causa di formazione di macchie sulle foglie è la presenza di vapori di acido solforico, che si posano sulle foglie già bagnate da bruma o rugiada. L'SO₂ sembra inoltre interferire negativamente anche sullo sviluppo e produttività delle piante. Si può notare infine che, a seconda delle specie, la reattività delle piante varia grandemente e che in alcune aree urbane si raggiungono concentrazioni di SO₂ abbastanza alte da provocare danneggiamento alle piante più sensibili per durate di esposizione di circa 8-10 ore.

I materiali che sono maggiormente danneggiati dall'SO₂ sono le vernici, i metalli e i materiali da costruzione. Per le vernici si ha che il loro tempo di essiccazione ed indurimento aumenta dopo esposizione a SO₂, per cui alcune pellicole di vernici diventano più molle ed altre più fragili se essiccate in presenza di SO₂, fatto questo che influisce sulla loro durata. Nei metalli invece la velocità di corrosione viene accelerata notevolmente in ambienti inquinati da SO₂ quali sono le zone industriali e quelle con emissioni dovute all'uso di combustibili per il riscaldamento. Conferma di questo è che la velocità di corrosione si presenta più alta in autunno e in inverno, quando appunto gli inquinanti sotto forma di particelle e di anidride solforosa sono più concentrati. I metalli più attaccati sono il ferro, l'acciaio e lo zinco. Ma i danni maggiori causati dall'SO_x sono quelli dovuti all'acido solforico prodotto dalla reazione dell'SO₃ con il vapor d'acqua atmosferico. I materiali da costruzione (e specialmente quelli contenenti carbonati come il calcare, il marmo, l'ardesia e la malta) vengono attaccati dalle alte concentrazioni di acido solforico con conseguente conversione dei carbonati in solfati. Poiché questi sono solubili in acqua e quindi asportabili dalla pioggia ne consegue una diminuzione della resistenza meccanica del materiale. La reazione che avviene è la seguente:



1.3.5 Il materiale particolato

I particolati consistono in particelle solide e liquide di diametro variabile fra i 100 e 0.1 μm. Le particelle più grandi di 10 μm sono in genere polveri o ceneri volatili derivanti da processi industriali ed erosivi. Attorno a tale dimensione si hanno particolati che restano più a lungo sospesi in aria, mentre attorno ai 5 μm si hanno particelle che costituiscono quell'insieme denominato comunemente con *fumi e nebbie*. Gli aerosol sono invece caratterizzati da

dimensioni inferiori a 1 μm . Questo insieme di particelle solide e di goccioline liquide volatili costituisce, il più delle volte, un serio problema di inquinamento atmosferico. Le sostanze chimiche che possono essere presenti in atmosfera come particolati sono molto numerose ed anche per prodotti provenienti da una sola fonte di emissione, la variabilità è elevata.

<i>Componenti</i>	<i>Percentuale di ceneri volatili</i>
Carbonio	0.37-36.2
Ferro	2.0-26.8
Magnesio	0.06-4.77
Calcio	0.12-14.73
Alluminio	9.81-58.4
Zolfo	0.12-24.33
Titanio	0-2.8
Carbonati	0-2.6
Silice	17.3-63.6
Fosforo	0.07-47.2
Potassio	2.8-3.0
Sodio	0.2-0.9
Indeterminati	0.08-18.9

Tab. 1.4 - Composizione delle ceneri volatili (combustione di carbone)

In *Tab. 1.4* si è presa in considerazione ad esempio la combustione di carbone e la conseguente emissione di ceneri volatili. Le proprietà di interesse predominante sono:

- la dimensione delle particelle,
- la capacità delle particelle di agire da centro di addensamento o di assorbimento,
- le proprietà ottiche.

Il periodo in cui le particelle rimangono in sospensione varia da pochi secondi a molti mesi (il tempo di permanenza in troposfera è di solo pochi giorni mentre, in stratosfera, possono girare attorno al globo terrestre anche per parecchi anni ed avere così un consistente impatto sul clima). La seconda proprietà è invece da mettere in relazione all'area superficiale, grande in generale per la maggior parte delle molecole. Con il termine assorbimento si indica il fenomeno per cui una molecola, urtandone un'altra, si incorpora con essa. Ciò può avvenire in tre modi diversi:

1. la molecola incidente viene fisicamente attratta, aderendo alla particella (adsorbimento);
2. avviene un'interazione chimica tra le due molecole (assorbimento chimico);
3. la molecola incidente si dissolve nella particella senza che avvengano reazioni chimiche (assorbimento).

Le proprietà ottiche, infine, sono legate agli effetti delle particelle volatili sulle radiazioni solari e sulla visibilità. In particolare se il diametro è inferiore a 0.1 μm , le particelle sono così piccole rispetto alla lunghezza d'onda della luce visibile da reagire in maniera simile alle molecole (con effetto di ritrazione della luce). Se invece il diametro è molto maggiore di 1 μm le particelle obbediscono alle stesse leggi degli oggetti macroscopici, intercettando o disperdendo la luce approssimativamente in proporzione alla loro sezione trasversale.

I particolati presenti in atmosfera provengono in buona parte anche da processi naturali, quali le

eruzioni vulcaniche e l'azione del vento sulla polvere e sul terreno, processi che non sono comunque la causa dell'inquinamento da particolati (a meno di fenomeni di concentrazione locale elevata). La causa è infatti da ricercarsi nelle ceneri volatili e nei processi di combustione incompleta (fumi). In particolare sia la combustione in impianti fissi che i processi industriali sono responsabili ciascuno di quasi un terzo del totale. Per quanto riguarda gli impianti fissi, il maggior contributo è fornito dalle centrali termoelettriche, mentre tra i processi industriali quelli metallurgici occupano il primo posto nella emissione di polveri inquinanti, seguiti dalle industrie di lavorazione delle pietre e del cemento; al terzo posto si ha l'industria della lavorazione e stoccaggio del grano. Un fatto curioso da notare è che il traffico urbano contribuisce all'inquinamento dell'aria da particolati attraverso la lenta polverizzazione della gomma dei pneumatici. E' stato infatti dimostrato, ad esempio, che ogni giorno a Los Angeles si logorano 50 tonnellate di gomma, la maggior parte sotto forma di particolati. Il diametro delle particelle in sospensione è indicativamente così correlato alla fonte di provenienza:

- diametro > 10 μm : processi meccanici (es. erosione del vento, macinazione e diffusione), polverizzazione di materiali da parte di veicoli;
- 1 μm < diametro < 10 μm : provenienza da particolari tipi di terreno, da polveri e prodotti di combustione di determinate industrie e da sali marini in determinati località;
- 0.1 μm < diametro < 1 μm : combustione e aerosol fotochimici,
- diametro < 0.1 μm : particelle non sempre identificabili chimicamente, originate apparentemente quasi del tutto da processi di combustione.

Infine è importante notare che, sempre in relazione alle dimensioni delle particelle, sono stati effettuati studi sui tempi di permanenza nell'aria e sul meccanismo di rimozione dei particolati da parte delle piogge. Questo meccanismo, noto con il termine *washout*, è efficace per le particelle di dimensioni non inferiori a circa 2 μm . Esso consiste nel fatto che le piogge possono avere un effetto ripulente dell'atmosfera poiché le nubi negli alti livelli della troposfera si formano più facilmente per la presenza di piccole particelle che agiscono da nuclei di condensazione. Le gocce così formatesi, cadendo, inglobano anche altre particelle ingrandendosi man mano che scendono nei livelli più bassi.

Le ricerche finora effettuate riguardano solo effetti da polveri specifiche. E' stato comunque possibile rilevare da studi riguardanti le polveri di forni per cemento che tali polveri, mescolandosi con nebbia leggera o pioggia, formano una spessa crosta sulla superficie superiore delle foglie che può essere rimossa solo con forza, non essendo sufficiente il lavaggio con acqua. Tale incrostazione, facendo da scudo alla luce solare, interferisce con la fotosintesi e sconvolge il processo di scambio della CO_2 con l'atmosfera, oltre a inibire lo sviluppo della pianta. Inoltre il danneggiamento della foglia per abrasione meccanica rende le piante più suscettibili agli attacchi da parte di insetti. Non ultimo è da rilevare il danno indiretto recato agli animali che usano le piante come alimento, poiché i particolati depositatisi sulle piante possono contenere componenti chimici dannosi.

Relativamente agli effetti sull'uomo, il sistema maggiormente attaccato dai particolati è l'apparato respiratorio e il fattore di maggior rilievo è probabilmente la dimensione delle particelle, in quanto da esse dipende l'estensione della penetrazione nelle vie respiratorie. Prima di raggiungere i polmoni, i particolati devono oltrepassare delle barriere naturali, predisposte dall'apparato respiratorio stesso. Tali barriere sono innanzitutto costituite dai peli delle narici, che agiscono da filtro per le particelle più grosse; quelle più piccole sono invece fermate dalle mucose (a cui le particelle aderiscono) che rivestono l'apparato respiratorio. In alcune parti si hanno inoltre dei minuti peli (ciglia) che ondeggiano avanti e indietro fra le mucose in una corrente che convoglia le particelle intrappolandole verso la gola (dove vengono inghiottite). Alcuni particolati sono efficacemente bloccati dalle dimensioni e dalla forma dei passaggi

dell'aria. Si può ritenere che le particelle con dimensione superiore a 5. μm siano fermate e depositate nel naso e nella gola Il pericolo è invece rappresentato dalla parte che raggiunge gli alveoli, dai quali viene eliminata in modo meno rapido e completo, dando luogo ad un possibile assorbimento nel sangue con conseguente intossicazione. Il materiale che permane nei polmoni può o avere intrinseca tossicità, a causa delle sue caratteristiche fisiche o chimiche, o interferire con l'eliminazione di altri materiali più pericolosi o causare fenomeni di assorbimento oppure adsorbimento sulle particelle (per cui possono essere convogliate molecole di gas irritante nei polmoni ad es. il carbone sotto forma di fuliggine può incorporare per adsorbimento molte molecole di gas sulla sua superficie). Come già sopra accennato si hanno diversi particolati tossici i cui effetti sulla salute sono tuttora oggetti di studio. Ad eccezione dell'aerosol dell'acido solforico, è difficile trovare in atmosfera particolati intrinsecamente tossici ad alte concentrazioni. L'interesse è volto piuttosto a determinare particelle tossiche, come ad esempio alcuni metalli presenti nell'aria in tracce e in continuo aumento a causa delle attività umane.

I danni sui materiali sono legati soprattutto alla composizione chimica e allo stato fisico dell'inquinante. Un primo tipo di danno indiretto è causato dall'annerimento dei materiali, dovuto alla sedimentazione dei parti colati; la pulitura necessaria indebolisce il materiale (sempre che ancor prima le particelle non siano anche di per sé corrosive veicolino sostanze corrosive adsorbite o assorbite). Gli edifici (case, monumenti, strutture, ecc.) vengono sporcati e danneggiati da particelle solitamente catramose, collose ed acide, le quali aderiscono alle superfici fungendo da serbatoi di acidi per la corrosione (fatto questo che si verifica soprattutto in città, dove vengono usate grandi quantità di carbone ed oli a base di zolfo). Anche le superfici con verniciature fresche o già asciutte subiscono l'attacco dei particolati; ne sono un esempio le condizioni delle auto parcheggiate nei pressi di impianti industriali o in aree urbane fortemente inquinate. In aria asciutta e pulita i metalli resistono bene alla corrosione che però aumenta in velocità all'aumentare dell'umidità.

2. LA MICROMETEOROLOGIA E LA CAPACITÀ DISPERDENTE DELL'ATMOSFERA

2.1 FONDAMENTI FISICI E FENOMENOLOGICI

Lo *Strato Limite Planetario* o *Planetary Boundary Layer (PBL)* è quella porzione di Troposfera a diretto contatto con la superficie terrestre prevalentemente interessata dall'Inquinamento Atmosferico. Essa può anche essere definita come quella *porzione di Troposfera direttamente influenzata dalla superficie terrestre, che risponde all'immissione di energia da essa proveniente con scale temporali dell'ordine dell'ora* (Stull, 1989). L'attrito subito dalle masse d'aria in movimento, le distorsioni indotte al loro flusso dall'orografia, l'evapotraspirazione, il trasferimento di calore dal suolo all'aria e l'emissione di inquinanti in prossimità del suolo causata dalle attività umane o dai fenomeni naturali (es. eruzioni vulcaniche, ecc.) rappresenta nel complesso l'influenza determinata dalla superficie terrestre sul *PBL*.

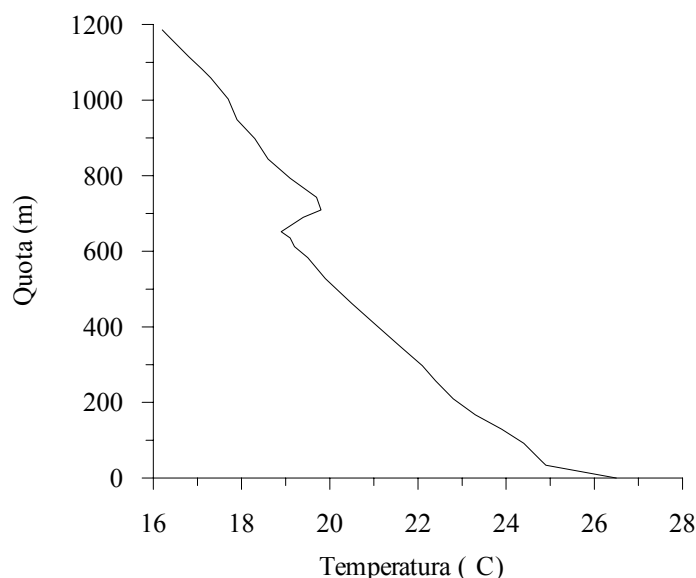


Fig. 2.1: profilo verticale di temperatura (28/7/2000, 12GMT, Milano Linate).

Se, per esempio, si considera il profilo verticale della temperatura dell'aria rilevato in un radiosondaggio di un'ora centrale della giornata, il limite superiore del *PBL* può essere individuato nella base dell'inversione termica in quota in esso presente (Fig.2.1). Normalmente l'estensione verticale del *PBL* presenta una notevole variabilità temporale ed un pronunciato ciclo diurno, cosa che evidenzia come il *PBL* possa essere considerato (Sorbjan, 1989) come un'enorme *macchina termica* che *trasforma l'energia solare in movimento delle masse d'aria*.

Mentre la Meteorologia Generale studia l'Atmosfera nel suo complesso e la Troposfera in particolare (i principali riferimenti bibliografici a questo proposito sono Stull, 1995, Dutton, 1995 e Holton, 1992), la disciplina che studia le proprietà e l'evoluzione del *PBL* prende il nome di *Micrometeorologia*. Per dettagli maggiori si rimanda a Sozzi e al., (2002).

2.1.1 Concetti di base

2.1.1.1 Le variabili

Il PBL è un *fluido continuo*, il cui *stato* è completamente definito da un *insieme di variabili di tipo macroscopico*. Prima di introdurle, è necessario presentare due concetti fondamentali: il *volume di controllo* ed il *sistema di riferimento*. Ad ogni posizione nel PBL è associabile un *volume di controllo* (o *particella*), cioè un volume d'aria di dimensioni finite, tanto piccolo da avere dimensioni trascurabili rispetto alle dimensioni caratteristiche del dominio di indagine, ma sufficientemente grande da contenere una porzione d'aria con caratteristiche chimico-fisiche omogenee. Per descriverne il movimento nello spazio e nel tempo, è necessario adottare un adeguato *sistema di coordinate*. Dato che nella maggior parte delle applicazioni pratiche si considera un *dominio di indagine* con un'estensione verticale ridotta (dell'ordine di 1÷2 km) ed una estensione orizzontale dell'ordine delle centinaia di chilometri, non è normalmente necessario tener conto esplicitamente della curvatura terrestre e quindi è sufficiente un *normale sistema di riferimento cartesiano ortogonale*. A priori tale sistema potrebbe essere qualsiasi, tuttavia è comodo adottarne uno tale che:

- l'asse x sia orientato nella direzione *Est - Ovest* (positivo verso Est),
- l'asse y sia orientato nella direzione *Nord - Sud* (positivo verso Nord),
- l'asse z sia orientato nella direzione *Alto - Basso* (positivo verso l'alto).

Questa scelta non è unica ed in certe situazioni risulteranno più comode scelte differenti.

In questo contesto, un fluido risulta essere un'entità continua per la quale, in ogni punto $\underline{X}(x,y,z;t)$ dello spazio-tempo, è definibile un *vettore* $\underline{U}(x,y,z;t)$, cioè un *campo di velocità*. Nel caso del PBL la velocità del fluido (*variabile vettoriale*) prende il nome di *vettore vento*, definita in modo univoco dalle componenti rispetto agli assi coordinati (indicate come v_x, v_y, v_z oppure u, v, w). In moltissime situazioni, però, il vento viene anche descritto attraverso:

- il modulo del vettore \underline{U} (o più spesso della sua proiezione sul piano orizzontale), che prende il nome di *velocità del vento*. In pratica si ha che la velocità del vento è definita come:

$$U = \sqrt{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} \cong \sqrt{(v_x^2 + v_y^2)} \quad [2.1]$$

E' normale trascurare nei pressi del suolo la componente verticale visto che spesso, ma non sempre, tale componente è di molto inferiore alle componenti orizzontali, specialmente quando si considerano valori medi su tempi sufficientemente lunghi. Dal punto di vista delle unità di misura, si adotta sia per le singole componenti del vettore vento che per la sua velocità l'unità ($m \cdot s^{-1}$).

- secondo le *convenzioni aeronautiche* si definisce *direzione del vento* la *direzione da cui spira il vento*. Essa è 0° quando la direzione di provenienza è il Nord e questo angolo cresce fino a 360° , in particolare è 90° quando il vento proviene da Est, 180° quando proviene da Sud e 270° quando proviene da Ovest. Matematicamente la direzione del vento si ottiene dalle componenti cartesiane nel modo seguente:

$$D = 90^\circ - \frac{360^\circ}{2\pi} \tan^{-1} [v_y / v_x] + \alpha_0 \quad [2.2a]$$

dove:

$$\alpha_0 = \begin{cases} 0^\circ & \text{se } v_x < 0 \\ 180^\circ & \text{altrimenti} \end{cases} \quad [2.2b]$$

Un generico volume di controllo, posizionato nel punto $P(x,y,z)$, contiene un elevato numero di molecole in continua agitazione termica e quindi è definibile ad ogni istante una temperatura dell'aria T , cioè la funzione $T(x,y,z;t)$ (normalmente misurata in gradi Kelvin). Va sottolineato che nella descrizione del *PBL* vengono spesso impiegate anche definizioni differenti di temperatura, come si vedrà nel seguito.

Per un generico volume di controllo si definisce *pressione* p la forza per unità di superficie che agisce perpendicolarmente alla superficie esterna del volume stesso. L'unità di misura più usata in Micrometeorologia è il *chiloPascal* (kPa) e l'*ectoPascal* (hPa, numericamente equivalente ai mbar). In condizioni standard e al livello del mare, la pressione atmosferica è pari a 1013.25 hPa. In atmosfera la *pressione è isotropica*, cioè in un dato punto essa è uguale in ogni direzione ed è la conseguenza del peso dell'aria sovrastante: più ci si innalza, meno numerose sono le molecole presenti nella colonna d'aria sovrastante il punto in considerazione, cosa che determina una *diminuzione della pressione* con la quota pressoché esponenziale e dipendente dalla temperatura. Una relazione approssimata che esprime tale variazione è la seguente:

$$p = p_0 \cdot \exp[-(0.0342/T) \cdot z] \quad [2.3]$$

in cui p_0 è la pressione al livello del mare, T è la temperatura in (K) e z è la quota in metri. Come ordine di grandezza per calcoli rapidi ed approssimati, si ricordi che nel *PBL* si ha una riduzione di pressione con la quota pari a circa 10 hPa per ogni innalzamento di 100 metri.

2.1.1.2 Le caratteristiche dell'aria secca e dell'aria umida

Quando nel *PBL* è assente il vapor d'acqua, si è in presenza di *aria secca*. Essa è una miscela di vari costituenti gassosi la cui composizione è in continuo cambiamento nello spazio e nel tempo. Questa affermazione, vera in generale, ha comunque bisogno di alcune spiegazioni. Nell'aria sono presenti alcuni gas (*gas permanenti*) la cui concentrazione non cambia apprezzabilmente nel tempo. I principali gas di questo tipo sono l'*Azoto* (N_2), che rappresenta in volume il 78% dell'intera aria secca, e l'*Ossigeno* (O_2), che rappresenta circa il 21% dell'aria secca. In pratica l'aria secca è rappresentata dalla miscela di questi due gas a cui si affiancano altri costituenti gassosi come i gas nobili *Argon* (Ar), *Neon* (Ne), *Elio* (He) e *Xeno* (Xe) e *Idrogeno* (H_2). Dato che la quasi totalità dell'aria secca è rappresentata dalla miscela di un numero ridotto di gas permanenti, non ci si aspetta che la sua composizione vari significativamente nello spazio e nel tempo. Tuttavia, se si considera la sua composizione con maggior attenzione, si nota come in essa siano presenti numerose altre sostanze chimiche che, sebbene in concentrazioni estremamente ridotte, possono influenzare notevolmente la vita del pianeta. In genere, tali sostanze sono il risultato delle attività umane, soprattutto di quelle industriali, e spesso la loro presenza più o meno marcata nei vari punti del globo viene indicata genericamente come *inquinamento atmosferico*.

Un'importante famiglia di queste sostanze è costituita dai gas responsabili dell'assorbimento della radiazione ad onda lunga emessa dalla superficie terrestre, noti come *gas serra*, il cui rappresentante principale è il Biossido di Carbonio (CO_2), anche se svolgono un'azione rilevante il Metano (CH_4), l'Ossido Nitroso (N_2O) ed in misura minore l'Ozono (O_3).

Un'altra importante famiglia è quella dei *Clorofluorocarburi* (CFC) che svolge un ruolo determinante nei processi di distruzione della fascia di Ozono stratosferico: tali sostanze, per la

loro scarsa reattività, hanno tempi di residenza in atmosfera molto lunghi (dell'ordine delle decine o centinaia di anni) che permettono loro di raggiungere la stratosfera e di entrare in complesse reazioni chimiche che portano alla distruzione delle molecole di Ozono, con conseguente diminuzione dell'effetto schermante nei confronti della radiazione ultravioletta.

Componente	Simbolo	Peso Molecolare	Concentrazione (% in volume)
Azoto	N ₂	28.01	78.084
Ossigeno	O ₂	32.00	20.946
Argon	Ar	39.95	0.934
Biossido di Carbonio	CO ₂	44.01	0.030
Neon	Ne	20.18	2.821 10 ⁻³
Elio	He	4.00	0.524 10 ⁻³
Metano	CH ₄	16.04	0.150 10 ⁻³
Kripton	Kr	83.80	0.114 10 ⁻³
Idrogeno	H ₂	2.02	0.050 10 ⁻³
Xeno	Xe	132.30	0.009 10 ⁻³
Ozono	O ₃	48.00	0.007 10 ⁻³
Ammoniaca	NH ₃	16.04	0.001 10 ⁻³
Iodio	I ₂	253.81	0.001 10 ⁻³
Biossido di Azoto	NO ₂	46.01	0.0001 10 ⁻³
Biossido di Zolfo	SO ₂	64.06	0.00002 10 ⁻³
Monossido di Azoto	NO	30.00	0.00002 10 ⁻³
Acido Solfidrico	H ₂ S	34.08	0.00002 10 ⁻³
Monossido di Carbonio	CO	28.01	tracce

Tab. 2.1: - *Costituenti principali dell'aria secca.*

Accanto a queste famiglie di inquinanti, responsabili di fenomeni a scala planetaria e capaci di influire sui processi fisici che regolano i meccanismi di equilibrio atmosferico, vanno ricordati tutti gli inquinanti presenti in quantità rilevanti in prossimità del suolo, importanti soprattutto per gli effetti diretti sulla salute degli organismi viventi, animali e vegetali: ossidi di azoto, ossidi di zolfo, composti del carbonio (soprattutto Monossido di Carbonio, CO, e tutta la classe degli idrocarburi), oltre a sostanze presenti in fase solida o liquida, solitamente indicata col termine di Particolato o Aerosol, caratterizzati dalle loro dimensioni fisiche e dalla loro composizione chimica, entrambe estremamente variabili nello spazio e nel tempo. Tutte queste sostanze sono presenti a concentrazioni assolute estremamente piccole, tali da non essere rilevanti nei processi fisici atmosferici (tranne che in qualche misura sulla sua trasparenza, che va ad alterare i bilanci energetici radiativi), ma importanti per la già ricordata azione dannosa sugli organismi viventi. In Tab.2.1 è presentata una sintesi di quanto detto. Mentre per i gas permanenti le concentrazioni indicate sono sicuramente rappresentative di una generica aria secca, per tutte le altre sostanze i valori di concentrazione riportati devono essere visti come un ordine di grandezza indicativo.

L'aria secca (Matveev, 1965) *soddisfa la legge dei gas perfetti* come un gas con peso molecolare medio di circa 28.96. Tenendo conto di ciò, *l'equazione di stato dell'aria secca* è:

$$p = R_d \rho T \quad [2.4]$$

dove ρ è la densità dell'aria e R_d è la costante universale dei gas (287.053 J·K⁻¹·kg⁻¹ oppure 2.8705 hPa·K⁻¹·m³·kg⁻¹ se la pressione è in hPa). Dalla (2.4) si ottiene una relazione per la *densità dell'aria secca* (kg·m⁻³), nota la pressione (in hPa) e la temperatura (K):

$$\rho = 0.3484 p/T \quad [2.5]$$

da cui risulta come la densità dell'aria sia inversamente proporzionale alla temperatura e direttamente proporzionale alla pressione. A livello del mare, con p pari a 1013.25 hPa e T pari a 288.15K, la densità dell'aria secca ρ_a vale 1.225 kg m⁻³.

Il calore specifico a pressione costante (C_p) è dato da (Garratt, 1992):

$$C_p = 1005 + (T - 250)^2 / 3364 \quad [2.6]$$

con C_p in (J·kg⁻¹·K⁻¹) e T in (K). Da essa si vede quanto poco questa variabile dipenda dalla temperatura, per cui il valore 1005 J·kg⁻¹·K⁻¹ è praticamente sempre corretto. Come sarà evidente nel seguito, ha una notevole importanza nella pratica il prodotto ρC_p espresso come:

$$\rho C_p = 350.14 \cdot p/T \quad [2.7]$$

Nella realtà, l'aria del *PBL* non è mai secca: la presenza di nubi alla sua sommità ne è un indizio evidente. La maggior parte dell'acqua allo stato gassoso entra nel *PBL* attraverso l'*evaporazione* e la *traspirazione*. Il fenomeno dell'evaporazione ha luogo quando una singola molecola di acqua, presente allo stato liquido sopra una superficie liquida, acquista (per esempio a causa della radiazione solare incidente) sufficiente energia cinetica da rompere il legame esistente tra le varie molecole presenti. Quest'iniezione di energia conferisce alla molecola un moto che, se diretto verso l'alto, le consente di lasciare lo specchio d'acqua e di mescolarsi con gli altri componenti gassosi dell'aria. Per quanto riguarda, invece, la traspirazione, il meccanismo è differente e riguarda l'acqua presente negli organismi viventi vegetali. Durante le ore diurne, gli *stomi* delle foglie si aprono in risposta alla presenza di energia solare incidente; se la tensione di vapore dell'acqua nelle foglie supera la tensione di vapore dell'acqua presente nell'aria, le molecole di acqua si muoveranno dalla zona ad alta tensione di vapore (le foglie appunto) a quella a minore tensione di vapore (l'atmosfera). Questi due processi spesso vengono indicati collettivamente col termine *evapotraspirazione*.

Per quantizzare il vapor d'acqua in aria, si ipotizzi di eseguire un esperimento (in realtà è ciò che avviene in uno strumento chiamato psicrometro). Si ponga una piccola quantità di acqua liquida a diretto contatto con l'aria: la quantità di aria è tanto grande che la sua temperatura, la sua umidità (cioè la concentrazione di vapor d'acqua) e la sua pressione rimarranno praticamente inalterate durante le trasformazioni che avverranno nel sistema. Si assuma inoltre che tali trasformazioni abbiano luogo in modo adiabatico. Se l'aria e l'acqua sono inizialmente alla stessa temperatura, l'evaporazione dell'acqua abbasserà la temperatura dell'acqua stessa, creando così un gradiente termico e di conseguenza un flusso di calore dall'aria all'acqua. La temperatura dell'acqua quindi si abbasserà finché il calore trasmesso dall'aria non eguaglierà il flusso di calore di cui essa ha bisogno per la transizione di fase. All'equilibrio, l'acqua avrà una temperatura T_w (temperatura di bulbo umido) mentre l'aria avrà ancora la sua temperatura originaria T_d (temperatura di bulbo secco).

La tensione di vapore (e), è la pressione parziale (hPa) posseduta dal vapor d'acqua. Ad una data temperatura la tensione di vapore non può normalmente superare un valore di soglia, la tensione di saturazione (e_s), che dipende dalla temperatura dell'aria. Sono state proposte molte relazioni empiriche che legano e_s alla temperatura dell'aria T_d (a bulbo secco); una delle più usate è la seguente (Iribarne e Godson, 1981):

$$e_s = \begin{cases} \exp[-6763.6/T_d - 4.9283 \cdot \ln(T_d) + 54.23] & T_d > 273.15K \\ \exp[-6141/T_d] + 24.3 \end{cases} \quad [2.8]$$

Normalmente il vapor d'acqua è presente in aria ad una concentrazione inferiore al valore massimo consentito; in tal caso la tensione di vapore attuale e dipende dalla pressione p (hPa) e da T_d e T_w (K) secondo la relazione:

$$e = e_{sw} - 0.00066 \cdot [1 + 0.00115T_w] \cdot p \cdot (T_d - T_w) \quad [2.9]$$

dove e_{sw} è calcolata con la (2.8) sostituendo T_d con la temperatura a bulbo umido T_w .

La tensione di vapore saturo e_s e la pressione di vapore effettiva e caratterizzano quindi il contenuto di vapor d'acqua in aria. In pratica, può essere utile impiegare anche altre grandezze che quantificano il vapor d'acqua in una massa d'aria:

- l'umidità relativa (RH), cioè il rapporto tra la massa di vapor d'acqua presente e quella alla saturazione, che può essere calcolata nel modo seguente (espressa in %):

$$RH = 100 \cdot e/e_s \quad [2.10]$$

- l'umidità assoluta (a) è la massa di vapor d'acqua (espressa in grammi) presente in 1 m³ di aria umida. Espressa in (g_{acqua} · m⁻³_{aria}) si ottiene dalla relazione seguente:

$$a = 216.7 e/T_d \quad [2.11]$$

- l'umidità specifica (q) è l'ammontare di vapor d'acqua (in grammi) per ogni grammo di aria umida (g_{acqua}/g_{aria}). La relazione che ne permette il calcolo è:

$$q = 0.622 \cdot e/(p - 0.378 \cdot e) \quad [2.12]$$

- il rapporto di mescolanza (r) è definito come il rapporto tra la massa di vapor d'acqua in un dato volume di aria e la massa di aria secca presente nello stesso e si calcola (riferendosi sempre alle solite unità di misura) con la relazione seguente:

$$r = 0.622 \cdot e/(p - e) \quad [2.13]$$

- la temperatura di rugiada (T_{dw}), cioè la temperatura a cui l'aria deve essere raffreddata a pressione costante perché diventi satura, data da (in cui la tensione di vapore è in hPa):

$$T_{dw} = 273.15 + \frac{237.3 \cdot \log_{10}[e/6.1078]}{7.5 - \log_{10}[e/6.1078]} \quad [2.14]$$

Nelle condizioni reali del *PBL*, la tensione di vapore d'acqua in aria umida è molto inferiore ai valori critici e quindi anche l'aria umida può essere considerata molto simile ad un gas perfetto. In queste condizioni si può derivare un'equazione di stato molto simile a quella dei gas perfetti che lega tra loro la pressione, la temperatura e la densità dell'aria umida:

$$p = R_d \rho T \cdot (1 + 0.608q) \quad [2.15]$$

in cui si nota la presenza di un fattore addizionale derivante dal vapor d'acqua presente in aria.

Per semplicità è consuetudine introdurre la temperatura virtuale (T_v) definita come:

$$T_v = T(1 + 0.608q) \quad [2.16]$$

con cui l'equazione di stato dell'aria umida diventa formalmente identica all'equazione di stato dell'aria secca:

$$p = R_d \rho T_v \quad [2.17]$$

Per l'aria umida, la *densità* è ancora data dalla (2.5), a patto di sostituire alla temperatura normale la temperatura virtuale.

Nel caso del *calore specifico a pressione costante*, detto C_p^{dry} il valore che si avrebbe in assenza di umidità, la relazione seguente determina la variazione di tale parametro con la concentrazione di vapor d'acqua:

$$C_p = C_p^{dry} (1 + 0.8r) \quad [2.18]$$

In pratica, l'influenza dell'umidità sul prodotto ρC_p è praticamente trascurabile.

Inoltre, una caratteristica di primaria importanza dell'aria umida è il calore latente di vaporizzazione λ , espresso in ($J \cdot kg^{-1}$) e che dipende da T secondo la relazione seguente:

$$\lambda = 2.50 \cdot 10^6 - 2250(T - 273.15) \quad [2.19]$$

2.1.1.3 L'equazione Idrostatica

In un *PBL* in quiete, la *forza di gravità bilancia esattamente la forza dovuta al gradiente verticale di pressione*. Da questa constatazione, esprimendo in termini matematici tale bilancio di forze, si giunge facilmente (Sozzi, 2002 e al.) alla relazione seguente:

$$\frac{dp}{dz} = -g\rho \quad [2.21]$$

cioè all'equazione idrostatica dell'atmosfera, secondo cui *la pressione decresce con la quota*. Nonostante sia stata ottenuta per un *PBL* in quiete, questa relazione conserva la propria validità anche nelle situazioni reali. Un'importante applicazione dell'equazione idrostatica è la seguente. Se si considera la equazione di stato dell'aria, dalla (2.21) si ha che:

$$dp/p = -g/(R_d \cdot T_v) \cdot dz \quad [2.22]$$

relazione molto usata per interpretare le misure raccolte durante un radiosondaggio. Noti, infatti, il profilo verticale di temperatura virtuale e di pressione, considerando uno strato d'aria tra il livello a pressione p_i ed il livello p_{i+1} e se è nota la quota *i-esima* (z_i), ipotizzando che in questo strato la temperatura virtuale sia pari alla media delle temperature virtuali misurate ai due livelli, l'integrazione della (2.22) porta alla conoscenza della quota z_{i+1} :

$$z_{i+1} = z_i + (R_d/g) \cdot (T_{v_i} + T_{v_{i+1}})/2 \cdot \ln(p_i/p_{i+1}) \quad [2.23]$$

L'impiego di questa relazione a partire dal suolo, consente di ricostruire molto fedelmente la corrispondenza tra quote e pressioni.

2.1.1.4 La temperatura potenziale

Per una particella di aria secca di massa unitaria il *Primo Principio della Termodinamica* può essere espresso nella forma seguente:

$$dQ = dU + dW \quad [2.24]$$

dove dQ è l'energia acquisita da tutte le sorgenti di calore esterne, cui la particella *risponde* incrementando (o decrementando) la propria energia interna dU ed il lavoro subito (o realizzato) dW . Considerazioni termodinamiche consentono di riformulare il Primo Principio della Termodinamica nella più semplice forma seguente (Sozzi e al., 2002):

$$dQ = C_p dT - 1/\rho \cdot dp \quad [2.25]$$

Ciò si applica ad una particella di aria secca in moto o a riposo nel *PBL*. Se, in particolare, tale particella possiede un moto ascensionale, nella sua ascesa incontrerà pressioni esterne progressivamente inferiori, espandendosi di conseguenza a spese dell'energia cinetica posseduta dalle molecole contenute, con una conseguente diminuzione della propria temperatura. *Quindi una particella di aria in salita entro il PBL si espande e si raffredda ed analogamente una particella in discesa si comprime e si riscalda*. La salita o la discesa della particella potrebbe essere realizzata in modi differenti, anche se il più interessante è un *moto di tipo adiabatico*. In tal caso, dalla (2.25) e dall'equazione idrodinamica (2.21) si ha che:

$$\left[\frac{dT}{dz} \right]_{ad} = -\Gamma_d = -\frac{g}{C_p} = -0.0098 \text{ K/m} \quad [2.26]$$

dove Γ_d (0.0098 K/m) è denominato *gradiente adiabatico dell'aria secca*. In pratica, una particella in salita adiabatica si raffredda di 0.98 K per ogni 100 m di incremento di quota.

Un importante parametro termodinamico caratterizzante il *PBL* è la temperatura potenziale θ , cioè *la temperatura che assume una particella di aria secca, originariamente alla temperatura T , dopo essere stata spostata adiabaticamente da una quota cui corrisponde una pressione p , ad una quota di riferimento (approssimativamente il livello del mare) cui corrisponde una pressione di 1000 hPa*. Per ottenere una relazione di pratico interesse tra θ a T , si procede ipotizzando che il processo subito dalla particella sia di tipo *adiabatico*. In questo caso, impiegando ancora una volta la relazione (3.25) e la legge dei gas perfetti (Sozzi e al., 2002), il legame tra la temperatura potenziale θ e la temperatura normale T risulta essere:

$$\theta = T [1000/p]^{R/C_p} \quad [2.27]$$

dove R/C_p è pari a 0.286 e p è espresso in hPa. Al di là del suo significato termodinamico, la (2.27) può essere vista semplicemente come una *nuova definizione di temperatura* che, per la sua utilità, è ampiamente impiegata nella modellizzazione del *PBL*. Naturalmente, se nella (2.27) si sostituisce la temperatura T con T_v , quello che si ottiene è la *temperatura potenziale virtuale* θ_v . Differenziando la (2.27), utilizzando l'equazione di stato dei gas e la definizione di Γ_d (2.31) ed operando alcune semplificazioni, si giunge alla fine alla relazione seguente:

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{dT}{dz} + \frac{g}{C_p} = \frac{dT}{dz} + \Gamma_d \quad [2.28]$$

che mette in relazione il gradiente di temperatura *normale* col gradiente di temperatura *potenziale*. Da questa relazione è immediato verificare che:

- se $dT/dz < -0.0098$ ($^{\circ}\text{K/m}$), $d\theta/dz < 0$
- se $dT/dz = -0.0098$ ($^{\circ}\text{K/m}$), $d\theta/dz = 0$
- se $dT/dz > -0.0098$ ($^{\circ}\text{K/m}$), $d\theta/dz > 0$

L'integrazione della (2.28) porta alla relazione semplificata per la temperatura potenziale:

$$\theta \cong T + 0.0098 \cdot z \quad [2.29]$$

molto usata nella pratica corrente.

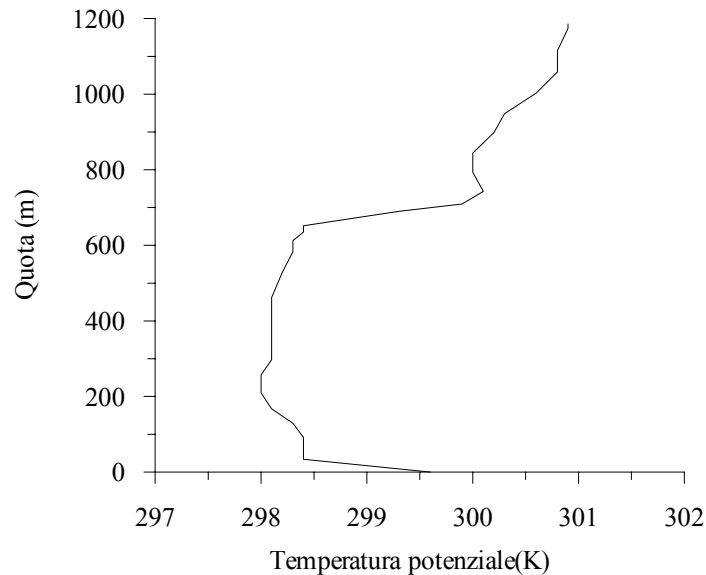


Fig. 2.2: profilo verticale di temperatura potenziale (30/9/2000, 12GMT, Milano Linate).

Per illustrare l'importanza del concetto di temperatura potenziale nello studio del *PBL*, è conveniente riconsiderare il profilo verticale di temperatura di Fig.2.1. Applicando la (2.27) o la (2.29) per trasformare T in θ , si ottiene il profilo di temperatura potenziale riportato in Fig.2.2. La trasformazione è sorprendente! Mentre nel profilo verticale della temperatura *normale* si notava solo una lieve, ma inequivocabile, irregolarità che indicava la presenza di uno strato atmosferico distinto, la trasformazione in temperatura *potenziale* fa emergere una complessa stratificazione termica che suggerisce un'analisi ancora più accurata, questa volta basata sul gradiente di temperatura potenziale. In effetti, mentre in Fig.2.1 il *PBL* (mostrato in un'ora a forte soleggiamento) presentava un gradiente di T sempre positivo, tranne nella parte superiore dello strato dove era presente una spiccata inversione ($dT/dz > 0$), nella Fig.2.2 sono evidenti almeno 4 zone distinte:

- una zona, nelle immediate vicinanze del suolo, con $d\theta/dz$ fortemente negativo,
- una zona intermedia con $d\theta/dz$ circa nullo,
- un'altra zona con $d\theta/dz$ fortemente positiva,

- la zona superiore con $d\theta/dz$ positiva, ma inferiore alla precedente, che continua con gradiente circa uguale fino alla sommità della troposfera.

2.1.1.5 La stabilità statica

Come si potrebbe comportare una particella di aria ad una quota z se subisse un piccolo spostamento verticale senza con ciò disturbare l'ambiente circostante? La legge fisica utilizzata per studiare questo problema è la legge di Archimede (Dutton, 1995). Tralasciando i dettagli analitici, da essa si ottiene la seguente equazione per ζ , la variazione della posizione verticale della particella rispetto alla sua posizione originale:

$$\frac{d^2\zeta}{dt^2} + \left(\frac{g}{\theta} \cdot \frac{d\theta}{dz} \right)_0 \zeta = 0 \quad [2.30]$$

Come si può notare, la variazione temporale di ζ dipende dal valore di θ e dal relativo gradiente nella posizione iniziale della particella, o meglio dalla variabile N^2 definita come:

$$N^2 = \left[\frac{g}{\theta_0} \left(\frac{\partial\theta_0}{\partial z} \right) \right] \quad [2.31]$$

La soluzione generale di questa equazione differenziale è la seguente:

$$\zeta = Ae^{jNt} + Be^{-jNt} \quad [2.32]$$

dove $j = \sqrt{-1}$, A e B sono costanti dipendenti dalle condizioni iniziali. N può assumere valori reali o immaginari, a seconda del segno di $d\theta/dz$. Quando il gradiente verticale della temperatura potenziale è positivo, N è reale e viene indicato con il nome di frequenza di Brunt-Vaisala. Con la condizione iniziale $\zeta = 0$ e $d\zeta/dz = w_0$, si ha che:

$$\zeta = w_0 / (2jN) \cdot [e^{jNt} - e^{-jNt}] \quad [2.33a]$$

Si possono avere i tre casi seguenti:

- se $(d\theta/dz) > 0$ (inversione della temperatura potenziale) la relazione precedente diventa:

$$\zeta = z - z_0 = w_0 / N \sin(Nt) \quad [2.33b]$$

che è l'equazione dell'oscillatore armonico. Pertanto, *se il gradiente di temperatura potenziale è positivo, nell'atmosfera immobile la particella oscilla con frequenza N . Con una formulazione più rigorosa del problema, si otterrebbe una soluzione sempre oscillante, ma con smorzamento. Tutto ciò porta ad affermare che una particella in un'atmosfera a gradiente di temperatura potenziale positivo, se allontanata dalla propria posizione iniziale, tende a ritornarci con un moto oscillante smorzato. In pratica la particella è in equilibrio statico stabile.*

- se invece $(d\theta/dz) < 0$, non è definibile la frequenza di Brunt-Vaisala e N è un numero immaginario. In questo caso la (2.33a) si riduce a:

$$\zeta = z - z_0 = \frac{w_0}{2} \left[\exp\left(\left|\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}\right|^{1/2} t\right) - \exp\left(-\left|\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}\right|^{1/2} t\right) \right] \left(\left|\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}\right|\right)^{-1/2} \quad [2.33c]$$

che indica come una particella, spostata dalla sua posizione di equilibrio, proceda in un moto di allontanamento inarrestabile. La particella si trova quindi in una situazione di equilibrio statico instabile.

- E' facile vedere che quando il gradiente della temperatura potenziale è nullo, la particella si trova in un equilibrio statico indifferente (neutro o adiabatico), cioè spostata dalla sua posizione di equilibrio procederà con moto uniforme.

Si è quindi arrivati alla determinazione dei criteri di stabilità statica:

$$\begin{aligned} \Rightarrow d\theta_0/dz > 0 & \quad \text{il PBL risulta staticamente Stabile,} \\ \Rightarrow d\theta_0/dz = 0 & \quad \text{il PBL risulta staticamente Neutro,} \\ \Rightarrow d\theta_0/dz < 0 & \quad \text{il PBL risulta staticamente Instabile} \end{aligned}$$

Questi concetti di stabilità, tipici della meteorologia generale, pur costituendo un utile punto di riferimento da soli non sono sufficienti a descrivere quanto avviene nel *PBL*, a causa della presenza della turbolenza atmosferica che nel *PBL* rappresenta l'elemento più importante e caratterizzante. E' interessante sottolineare, però, che il gradiente verticale di temperatura potenziale influenza in maniera determinante il tipo di moto di una particella entro il *PBL*.

2.1.2 Particolarità del PBL

2.1.2.1 Caratteristiche di un fluido viscoso

Teoricamente, i fluidi possono essere raggruppati in due categorie: *fluidi viscosi* e *fluidi non viscosi*. Il moto di un **fluido non viscoso** è estremamente regolare e ordinato e può essere visto come un insieme di strati adiacenti di dimensione infinitesima che *scorrono liberamente* gli uni su gli altri senza attrito e ciò avviene anche tra il fluido e una frontiera solida. In questo tipo di moto non ci può quindi essere rimescolamento e tantomeno trasferimento di quantità di moto, di calore o di massa tra gli strati mobili del fluido. L'unica possibilità di scambio la si ha solo lungo la direzione del moto (*streamline*) e solo per avvezione. L'osservazione sperimentale del *PBL* evidenzia immediatamente quanto poco ci sia in comune tra questo tipo di moto e quello dell'atmosfera nei pressi del suolo.

Al contrario, nello studio del *PBL* è indispensabile considerare l'aria come un **fluido viscoso**, un fluido cioè il cui moto è condizionato da una resistenza interna alla deformazione, proprietà di tipo molecolare che prende il nome di *viscosità*. Un'importante manifestazione degli effetti della viscosità è il fatto che *le particelle di fluido aderiscano alla superficie solida* con cui si trovano in contatto e di conseguenza non si ha alcun moto relativo tra il fluido e quest'ultima. Questa è la ben nota "*no-slip condition*", facilmente riscontrabile nel moto delle masse d'aria sopra la superficie terrestre. La viscosità del fluido è quindi la causa dello *sforzo di taglio* tra strati adiacenti di fluido, definito come quella *forza per unità di superficie* che determina una variazione di velocità tra strati adiacenti (*shear*).

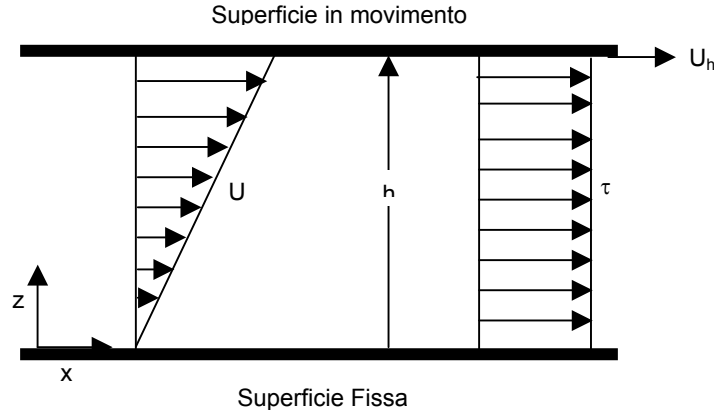


Fig. 2.3: moto unidirezionale di un fluido viscoso (Flusso di Couette).

Per rendersi conto di ciò, si consideri il *Flusso di Couette* (Fig.2.3), cioè il moto di un fluido viscoso tra due superfici piane distanti h , parallele ed infinite, una fissa e l'altra in *lento* movimento alla velocità U_h . In questo caso il fluido si muove in modo ordinato e regolare (*laminare*), ma dovendo aderire ad entrambe le superfici, le particelle di fluido a contatto con la superficie in movimento possiedono una velocità U_h , mentre quelle a contatto con la superficie fissa hanno velocità nulla. Nel fluido si viene a creare una variazione lineare di velocità proporzionale alla distanza dalla superficie fissa, con gradiente $dU/dz = U_h/h$ costante in tutto il fluido. Osservando questo tipo di moto, Newton scoprì la proporzionalità tra lo sforzo (*stress*) τ ed il gradiente della velocità del fluido:

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial z} \quad [2.34]$$

dove μ è chiamato **viscosità dinamica** del fluido (per l'aria, $2.789 \cdot 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$). In pratica è più frequente l'uso della **viscosità cinematica** $\nu = \mu/\rho$ (per l'aria, $2.460 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). Tutti i fluidi con tale proprietà vengono detti **fluidi Newtoniani**. La reazione del fluido allo *stress viscoso* è dunque una *deformazione*. La (2.34) a rigore è valida solo per un moto unidirezionale come quello in Fig.2.3. Il moto di un fluido reale è in generale molto più complesso e la variazione spaziale della velocità del fluido dà luogo a *shear stress in differenti direzioni*. Tralasciando i dettagli (Sozzi e al., 2002), in questo caso lo *sforzo di taglio* τ è un'entità *tensoriale*, definito dalla matrice seguente:

$$\tau = \begin{bmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{bmatrix} \quad [2.35]$$

in cui elemento rappresenta un *vettore*. Se, per esempio, si considera la superficie rappresentata in Fig.2.4 (con la normale lungo l'asse z), si nota come τ_{zx} e τ_{zy} siano sforzi che tendono a *stirare in orizzontale* tale superficie, mentre τ_{zz} è una forza perpendicolare alla superficie stessa. Analoghe considerazioni possono essere fatte per le altre componenti della matrice (2.35).

Sinteticamente il *tensore degli sforzi* può essere indicato come τ_{ik} , $i, k=1, 2, 3$ ($1 = x$, $2 = y$, $3 = z$) dove il primo pedice indica la direzione normale alla superficie (la sua orientazione, quindi) ed il secondo la direzione lungo cui agisce lo sforzo stesso.

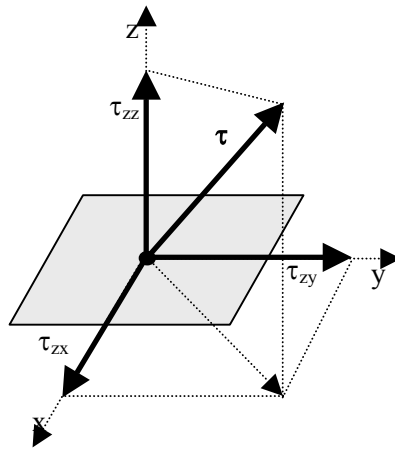


Fig. 2.4: decomposizione dello sforzo su una superficie nelle relative componenti cartesiane.

Un'importante proprietà dello sforzo è che la somma dei 3 elementi diagonali della matrice che lo rappresenta è una quantità scalare invariante ad ogni rotazione degli assi. Ovviamente ci si aspetta che tale somma abbia un significato fisico; in effetti si può vedere come tale somma sia legata alla pressione presente nel fluido in quel punto dalla relazione seguente:

$$p = -(\tau_{11} + \tau_{22} + \tau_{33})/3 \quad [2.36]$$

Senza entrare nei dettagli, lo sforzo in un fluido viscoso fa sì che il *moto di una particella di fluido* possa sempre essere visto come la *sovrapposizione* di una traslazione rigida (che non ne cambia né la forma né il volume), di una rotazione attorno ad un asse definito (che non cambia né forma né volume), di una deformazione (che ne cambia la forma) e di una espansione (che ne cambia il volume). Il tensore degli sforzi viscosi rappresenta quindi la causa della deformazione subita dalla particella e, com'è evidente, dipende direttamente dalla viscosità propria del fluido.

Un altro effetto importante dovuto alla viscosità è la dissipazione di energia cinetica che, durante il moto del fluido, viene costantemente convertita in calore. Perciò, per mantenere il moto, è necessario fornire continuamente energia al fluido oppure ci deve essere una conversione di energia potenziale, presente sotto forma di gradienti di pressione e densità. Prima di proseguire è interessante notare come un valore tipico per il *PBL* di *shear* del vento sia dell'ordine di 0.5 s^{-2} . Se, per semplificare la valutazione, si prende a riferimento la (2.34), risulta che τ/ρ (*sforzo in forma cinematica*) è circa $7.3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-2}$, valore trascurabile rispetto agli altri tipi di sforzo presenti nel *PBL*. Pertanto la situazione reale del *PBL* sarà decisamente più complessa di quella tipica di un fluido viscoso Newtoniano.

2.1.2.2 Il moto turbolento

Il moto di un fluido viscoso può essere classificato in *moto laminare* e *moto turbolento*. Un moto laminare è un *moto ordinato* di strati adiacenti di fluido che scorrono gli uni sugli altri con piccolo rimescolamento e con trasferimento reciproco di proprietà fisiche e chimiche esclusivamente a scala molecolare. I vari campi associati al fluido (velocità, temperatura e concentrazione) sono altamente regolari e solo gradualmente variabili nello spazio e nel tempo, niente di più lontano da ciò che accade nel *PBL*. Un aspetto interessante di un fluido viscoso in moto laminare è il suo comportamento in prossimità di un confine rigido, come si può vedere nel caso illustrato in Fig.2.5.

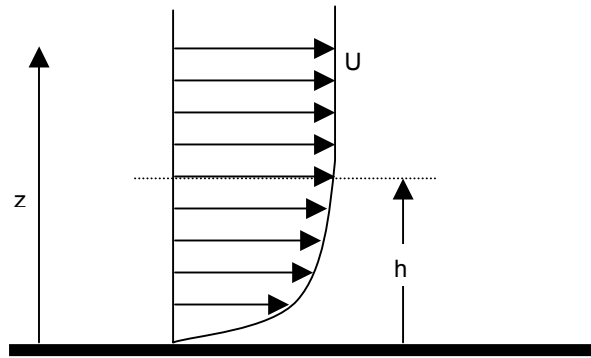


Fig. 2.5: moto di un fluido viscoso su una superficie e sviluppo di uno strato limite.

L'analisi del profilo di velocità del fluido evidenzia come la *no-slip condition* faccia sì che il profilo di velocità sia nullo alla superficie ed aumenti fino a raggiungere un *valore di equilibrio* lontano dalla superficie stessa. Si può quindi individuare uno strato di spessore h in cui è presente un *disturbo* al moto del fluido, determinato dalla presenza della superficie rigida e dalla sua interazione col fluido viscoso, disturbo costituito dal gradiente verticale di velocità che diminuisce progressivamente con l'allontanarsi dalla superficie. Nell'esempio considerato, sia entro lo strato di spessore h che al di sopra, il moto del fluido continua ad essere di tipo laminare, cioè ordinato. Questa evidenza sperimentale in tutti i fluidi reali (in movimento a velocità estremamente basse) fu scoperta da Prandtl nel 1905 e lo spessore h viene ancora oggi definito *Strato Limite (Boundary Layer)*.

Questa situazione ideale è quasi sempre lontana dalla realtà dei fluidi di interesse geofisico e può essere riprodotta in laboratorio solo con fluidi ad elevata viscosità, in un moto estremamente lento su superfici molto lisce. Sperimentale si nota che, quando le superfici sono rugose (come lo sono le superfici naturali su cui scorrono le masse d'aria), la velocità di traslazione del fluido è considerevole e la viscosità è bassa, il moto cambia drasticamente d'aspetto e si presenta altamente disordinato ed irregolare sia nello spazio che nel tempo. Per comprendere ciò, è conveniente rifarsi agli studi di Reynolds, prendendo a riferimento la situazione sperimentale descritta in Fig.2.5. Si supponga di realizzare in laboratorio una situazione come quella descritta in figura (un fluido che scorre parallelamente ad una superficie piana rigida, in cui sia evidente la presenza di un *Boundary Layer* di spessore h e che, lontano dalla frontiera rigida, sia caratterizzato da una velocità U). Si supponga, poi, di poter variare a piacimento U . Prima di condurre l'esperimento è conveniente definire uno o più parametri che lo possano descrivere, anche se sinteticamente. Sicuramente un parametro è U , tuttavia per poter descrivere anche la natura fisica della frontiera rigida risulta spontaneo considerare anche h come un parametro di interesse. Ovviamente si avranno diversi comportamenti del fluido (in particolare tanti profili di velocità diversi) a seconda del tipo di fluido considerato e quindi è necessario tenerne in considerazione la viscosità cinematica ν . Effettivamente questi sono anche i parametri che Reynolds prese in considerazione nei suoi storici esperimenti. In particolare, invece di considerarli separatamente, Reynolds costruì con essi un *indicatore sintetico adimensionale* noto come *numero di Reynolds* e definito come:

$$Re = Uh/\nu \quad [2.37]$$

Si inizi l'esperimento e si aumenti gradualmente U a partire da $U = 0$. Una volta realizzato un piccolo incremento di U , se ne registri il valore, si individui h e si calcoli il relativo valore di Re . L'esperimento evidenzierà la situazione seguente:

- a bassi valori di Re (inferiori a circa 10^3) il moto si mantiene regolare (cioè laminare);
- sopra tale valore critico, variabile a seconda di molti fattori, come la rugosità della frontiera, la geometria della stessa, ecc., ma comunque dell'ordine di 10^3 , si iniziano a notare i primi sintomi di cambiamento nel moto del fluido. Infatti, (Tennekes e Lumley, 1972) il moto laminare del fluido progressivamente presenta instabilità *bidimensionali*, che si possono manifestare con ondeggiamenti verticali che evolvono con l'aumentare di Re fino a diventare *tridimensionali*. A questo punto, il moto del fluido, ancora sostanzialmente ordinato, comincia ad evidenziare *disturbi intensi e localizzati* di tipo tridimensionale che si presentano casualmente nello spazio e nel tempo;
- con l'aumentare di Re , i disturbi tridimensionali, apparentemente *casuali*, aumentano di numero, di frequenza e di intensità, si mischiano tra loro, si rompono, fino a coinvolgere tutto il fluido presente nella *Boundary Layer*. A questo punto il moto del fluido è lontano dal suo stato originale: si individua ancora un moto di traslazione cui però si vanno a sovrapporre perturbazioni, all'apparenza senza senso e casuali, più o meno intense a seconda del valore di Re e della distanza dalla frontiera rigida. Nella *Boundary Layer* si viene ad instaurare quindi un moto sostanzialmente disordinato e caotico (*casuale*) cui diamo il nome di *moto turbolento*.

Ciò ha riscontri oggettivi nel moto di tutti i fluidi di interesse geofisico (oceani e atmosfera). E' difficile dare una definizione precisa della turbolenza (Tennekes e Lumley, 1972; Monin e Yaglom, 1971a) anche se è possibile indicarne alcune proprietà generali:

- l'irregolarità: la caratteristica più evidente della turbolenza in un fluido è l'irregolarità del campo delle principali variabili che ne descrivono il moto, irregolarità con caratteristiche proprie di un *fenomeno stocastico*;
- la diffusività: tale irregolarità comporta un *rimescolamento* di vaste porzioni di fluido a caratteristiche differenti e quindi un incremento del tasso di trasferimento di massa, quantità di moto e calore;
- l'alto numero di Reynolds: la turbolenza si instaura solo ad Re elevati. Come spiegato in Monin e Yaglom (1971a), il numeratore della (2.37) rappresenta le *forzanti inerziali*, che dipendono dal gradiente di velocità ed agiscono nel senso di destabilizzare il moto del fluido, mentre il denominatore risulta proporzionale alle forze viscosi che ne regolarizzano il moto. Alti valori di Re comportano che l'azione destabilizzante delle forzanti inerziali prevale sull'effetto regolarizzante dei termini viscosi;
- la sua tridimensionalità: anche se nel moto dei principali fluidi geofisici sono spesso evidenti *perturbazioni bidimensionali*, esse non sono mai turbolente (un esempio sono i cicloni); l'impronta della turbolenza è data, invece, dalla presenza di strutture irregolari *tridimensionali*;
- è un fenomeno dissipativo: i flussi turbolenti sono sempre dissipativi. Gli sforzi viscosi compiono lavoro di deformazione che aumenta l'energia interna a spese dell'energia cinetica posseduta dal fluido stesso; per mantenersi, la turbolenza richiede quindi una continua fornitura di energia per compensare le perdite dovute all'azione degli sforzi viscosi. In caso contrario, essa decade rapidamente;
- è un fenomeno continuo: la turbolenza è un fenomeno di tipo macroscopico, governato

quindi dalle leggi della Fluidodinamica. Questa affermazione parrebbe in contraddizione con la prima delle caratteristiche elencate, tuttavia così non è. Come sarà più chiaro nel seguito, effettivamente è possibile presentare un apparato teorico che descriva il moto turbolento di un fluido impiegando le leggi della Meccanica dei Fluidi, tuttavia la presenza di non linearità in tali leggi da un lato spiega la *caoticità* del moto turbolento e dall'altro evidenzia come un tale costrutto teorico non sia in grado di produrre un *modello* praticamente utilizzabile. Pertanto, il trattare la turbolenza come un fenomeno più o meno stocastico, più che essere dettata da una necessità teorica, è dettata dalla *disperazione* nel trattare nella pratica moti di questo genere.

Per quanto riguarda il *PBL*, dalla *Fig.2.2*, si può individuare in 10^3 m l'estensione tipica del *Boundary Layer*. Con valori tipici di velocità del vento di $5 \div 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, *Re* risulta dell'ordine di $10^8 \div 10^9$, valore estremamente elevato che dovrebbe comportare un moto di tipo turbolento, cosa effettivamente confermata dalle osservazioni sperimentali, come si può vedere in *Fig.2.6* in cui è presentata l'evoluzione temporale delle tre componenti del vento rilevati a 10 m dal suolo con uno strumento a bassa inerzia.

Analizzando la *Fig.2.6*, ciò che incuriosisce è *l'estrema irregolarità delle misure*, non dovuta a disturbi della strumentazione impiegata, ma propria dell'aria del *PBL*. Le irregolarità si riscontrano in tutte le componenti del vento e ciò è un'impronta inequivocabile della tridimensionalità di un fenomeno turbolento. In quanto turbolento, il *PBL* non presenta, in condizioni nominalmente stazionarie, un campo di velocità veramente costante nel tempo, ma piuttosto un andamento irregolare, anche se non completamente casuale. La varietà di fluttuazioni di differenti periodi e ampiezze osservate nei tre andamenti di *Fig.2.6* illustrano la complicata struttura della turbolenza che è la responsabile della elevata capacità da parte di un fluido turbolento di trasferire quantità di moto e calore, di rimescolare specie chimiche differenti e di propagare reazioni chimiche.

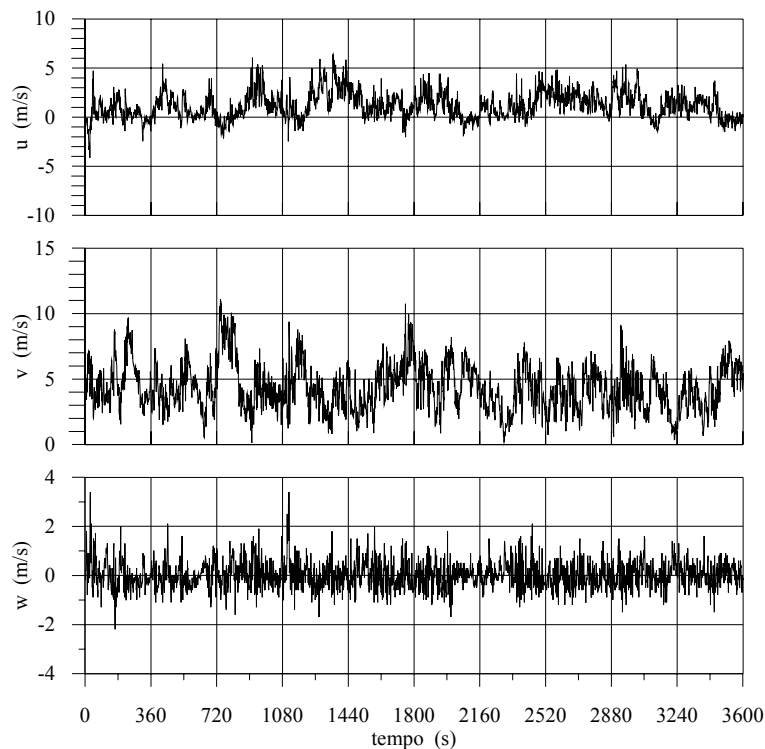


Fig. 2.6: andamento temporale delle componenti del vento(frequenza di campionamento di 1Hz, Città del Messico, 14 Settembre 1993)

2.1.2.3 La fenomenologia della turbolenza del PBL

L'aria del *PBL* è un fluido viscoso in moto su una frontiera rigida e rugosa (il suolo) e ciò comporta che la velocità media del fluido decresca con l'avvicinarsi al suolo, fino ad annullarsi in corrispondenza di questa barriera rigida rispettando la *no-slip condition*. Si produce quindi un gradiente nella velocità dell'aria (*shear*), tanto più marcato quanto minore è la distanza dal suolo. Oltre a ciò, il moto dell'aria è altamente turbolento, tranne che per un piccolo strato a contatto con il suolo ed estremamente sottile (dell'ordine di v/U) in cui è sostanzialmente laminare. Nella maggior parte del *PBL* quindi la turbolenza è presente con strutture più o meno irregolari e tridimensionali normalmente indicate col termine di **vortici** (*eddy*). L'osservazione del *PBL* ha evidenziato come le situazioni diurne con forte soleggiamento differiscano profondamente da quelle notturne, anche se in entrambe è presente la turbolenza, rappresentando di fatto due regimi completamente differenti. Il primo caso prende normalmente il nome di situazione convettiva, mentre il secondo caso viene normalmente indicato come situazione stabile.

2.1.2.3.1 *Il PBL Convettivo*

Dal punto di vista geometrico, il *PBL* è in una situazione del tutto simile ad altri fluidi confinati da una frontiera rigida, come l'oceano per esempio. Ciò che rende il *PBL* unico nelle situazioni convettive è che su di esso agisca una *fonte di calore ciclica*. In effetti (*Fig.2.7*), alle medie e basse latitudini, il sole è una presenza diurna costante con un suo ciclo giornaliero e stagionale. Senza entrare nel dettaglio, la radiazione elettromagnetica emessa dal sole attraversa tutta l'atmosfera, perdendo solo una parte della propria energia, e raggiunge il suolo dove subisce una riflessione più o meno rilevante a seconda del tipo di suolo. L'atmosfera è quindi praticamente trasparente alla radiazione solare e non riceve, se non in misura ridotta, energia direttamente, mentre è il suolo che ne riceve la maggior parte e la restituisce all'aria sovrastante, realizzando un efficiente trasferimento energetico. Infatti il calore assorbito dal suolo viene reintrodotta con vari meccanismi all'interfaccia suolo-atmosfera. L'atmosfera si trova quindi nelle condizioni di una *enorme pentola* (generalmente animata da un moto di traslazione orizzontale) piena di aria posta al di sopra di una intensa fonte di calore.

All'interfaccia suolo-atmosfera si stabiliscono due sorgenti di turbolenza completamente differenti. La prima è di *tipo meccanico*, comune a tutti i fluidi viscosi in moto su una superficie rigida e rugosa e che dà luogo a *vortici* di dimensione relativamente limitata. La seconda è di *tipo convettivo* e quindi *di origine termica*, che produce vortici (*thermals*) di dimensione decisamente maggiore sui quali agisce la forza di Archimede dovuta alla differenza di densità dell'aria contenuta nei vortici rispetto alla densità dell'aria circostante. La loro forza motrice è quindi il *galleggiamento* (*buoyancy*) e le loro dimensioni sono ben maggiori di quelle di origine meccanica, raggiungendo anche molte centinaia di metri.

Un possibile meccanismo per la loro formazione ed evoluzione è quello illustrato in *Fig.2.8*. L'aria sopra superfici particolarmente calde si riscalda in maniera prevalente, dando origine ad una *bolla* molto più calda dell'aria circostante, appiattita al suolo (stadio 1) e che possiede un'instabilità interna che non si manifesta immediatamente, ma solo dopo che la bolla ha catturato sufficiente calore. A questo punto (stadio 2) essa inizia a contrarsi e ad assumere una forma sempre più sferica finché inizia a staccarsi dal suolo ed ad iniziarsi entro il *PBL*, mossa dalla forza di galleggiamento (stadio 3). Inizialmente la velocità di ascesa è elevata, tuttavia, durante l'ascesa, la bolla inizia il processo d'*inglobamento* (*entrainment*) dell'aria fredda circostante (a temperatura inferiore) che, da un lato, produce un aumento dimensionale della stessa e dall'altro un abbassamento della sua temperatura media e quindi della spinta di galleggiamento. La diminuzione della spinta di galleggiamento e l'aumento della resistenza

aerodinamica dovuta all'incremento di dimensione fanno sì che la velocità di ascesa del *thermal* diminuisca progressivamente fino ad arrestarsi completamente.

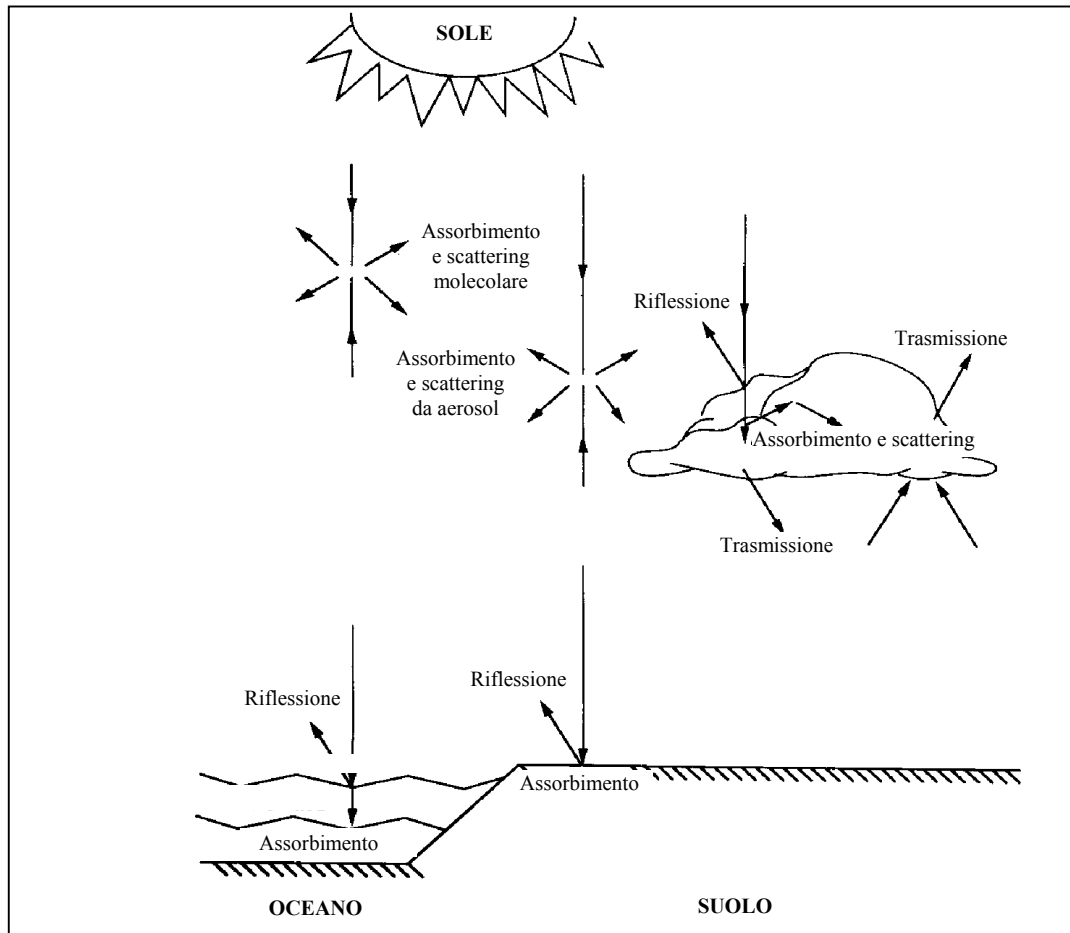


Fig.2.7: la destinazione della radiazione solare (Sozzi e al., 2002).

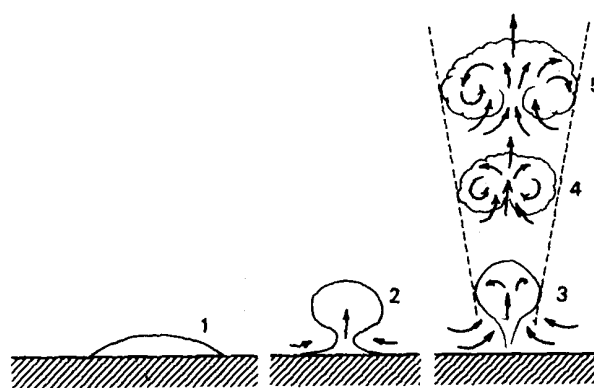


Fig. 2.8: modello semplificato dello sviluppo dei vortici convettivi (Oke, 1987).

La generazione di bolle calde o *thermals* ed il loro innalzamento nel *PBL* fa sì che il profilo verticale della temperatura potenziale media in situazioni convettive abbia una forma ben precisa, come quella riportata in Fig.2.9.

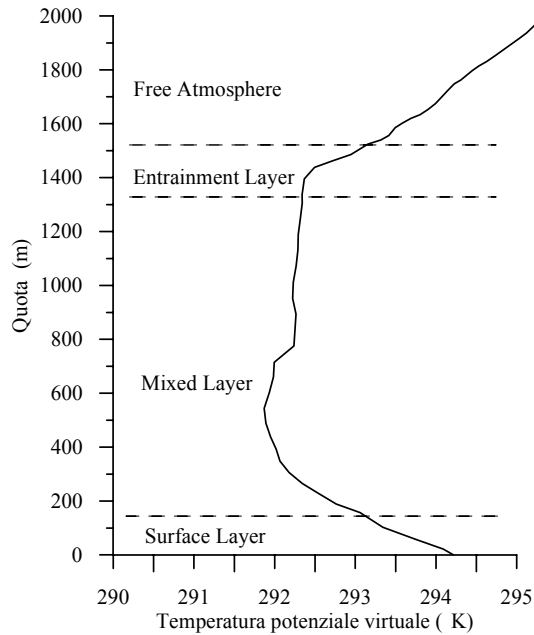


Fig. 2.9: profilo verticale diurno di temperatura potenziale virtuale (Città del Messico 20/5/1992, 12LT)

Come si nota, sono distinguibili alcuni *strati tipici*. Il primo strato, relativamente sottile, si estende dal suolo ad una quota di circa un centinaio di metri e prende il nome di *Strato Superficiale (Surface Layer, SL)*. In esso la temperatura potenziale diminuisce con la quota, evidenziando uno stato di instabilità statica. È questo lo strato in cui si ha la formazione e la prima evoluzione delle strutture termiche coerenti ed in cui sono concentrati la maggior parte degli effetti di *shear*. Ricordando quanto detto, in presenza di un gradiente negativo di temperatura potenziale, una particella d'aria (in questo caso un *thermal*), liberata nei pressi del suolo con una data velocità iniziale, abbandona la propria posizione iniziale acquisendo un moto ascensionale sempre più veloce. Questo strato rappresenta quindi una specie di *catapulta* per il flusso verso l'alto di particelle di aria e quindi di quantità di moto, di calore, di umidità e di inquinamento.

Al di sopra è presente un ulteriore strato caratterizzato da una temperatura potenziale praticamente costante, corrispondente ad una situazione di adiabaticità statica. Tale strato prende il nome di *Strato Rimescolato (Mixed Layer, ML)*. È questo lo strato in cui le strutture coerenti hanno il loro massimo sviluppo. Una particella che raggiunge il *ML* dal *SL* non incontra ostacoli al proprio moto ascensionale, salvo la resistenza aerodinamica.

Al di sopra del *ML*, però, i vortici cominciano a perdere energia e contemporaneamente inizia un processo di infiltrazione dell'aria proveniente dagli strati superiori che partecipa alla rapida dissoluzione dei vortici convettivi. Lo strato di *PBL* in cui ciò avviene è indicato come *Strato di Entrainment* ed è caratterizzato da un forte gradiente positivo di temperatura potenziale. Una particella d'aria che lo raggiunge dopo essere partita dal *SL* ed aver attraversato il *ML*, si trova in uno stato di stabilità statica che ne frenerà il moto fino ad arrestarla. A questo punto, la particella verrà inglobata in un vortice discendente, raggiungerà con esso il suolo e verrà nuovamente *catapultata* verso l'alto in un ciclo che avrà fine solo quando verrà meno l'apporto di radiazione solare. A questo punto risulta più chiaro perché il *PBL* sia il luogo in cui è praticamente confinato l'inquinamento atmosferico e quindi risulta evidente come per studiare l'inquinamento atmosferico sia necessario studiare le caratteristiche del *PBL*. Infatti, un profilo

di temperatura potenziale come quello di Fig.2.9 evidenzia come il PBL sia una *trappola* per le particelle che, una volta emesse, non riescono più a sfuggirgli. Al suo termine, la troposfera presenta i suoi tratti caratteristici con un incremento pressoché costante della temperatura potenziale (*Free Atmosphere*). Per PBL si intende, quindi, l'insieme dello Strato Superficiale, dello Strato Rimescolato e di quello di Entrainment e spesso il profilo verticale della temperatura potenziale rilevato nelle ore a grande insolazione lo individua in maniera estremamente chiara.

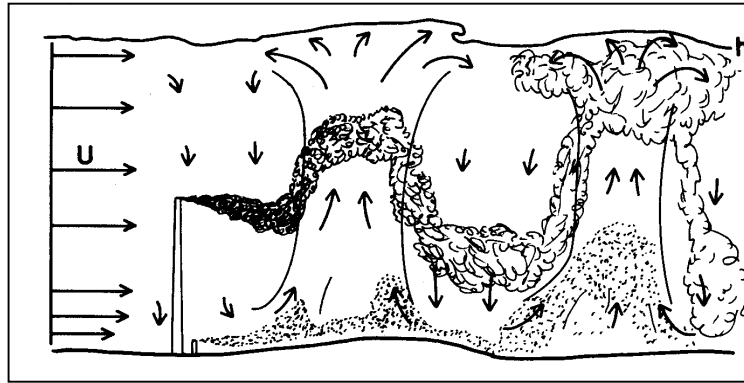


Fig. 2.10: comportamento dei pennacchi di fumo in un PBL convettivo (Briggs, 1988)

I pennacchi di inquinanti emessi a varie quote nel PBL sono in balia dei moti ascendenti e discendenti che vi si instaurano e, prima di disperdersi, presentano i tipici *ondeggiamenti (looping)* rappresentati in Fig.2.10. In Fig.2.11 si ripropone una celebre rappresentazione grafica realizzata da Wyngaard (1990) per illustrare questi concetti fenomenologici. Da essa risulta che nel PBL si può individuare:

- un **flusso ascendente** (*updraft*) che consiste in vortici di grandi dimensioni che hanno origine nei pressi del suolo, salgono nel SL ed nel ML arrivando fino allo strato di *entrainment* dove si mescolano con una parte di aria dell'atmosfera libera;
- un **flusso discendente** (*downdraft*) che lentamente scende verso il suolo.

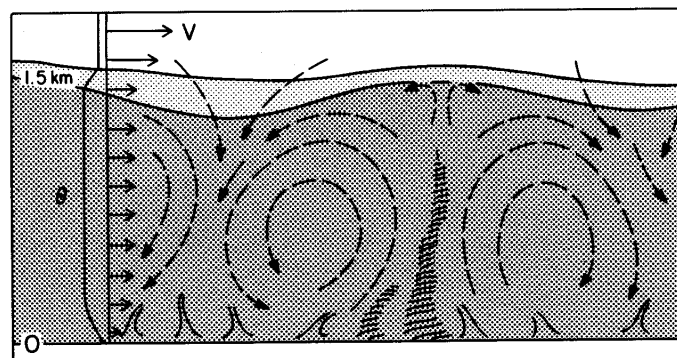


Fig.2.11: rappresentazione pittorica del PBL convettivo realizzata da Wyngaard (1990).

Gli inquinanti tendono ad accumularsi nel ML mentre sopra il PBL la loro concentrazione è molto bassa; sono trasportati dai *thermals*, perciò l'incapacità di questi ultimi a superare la sommità del ML porta di conseguenza l'intrappolamento degli inquinanti e ciò spiega perché

l'inquinamento atmosferico è prevalentemente localizzato nel *PBL*. Tuttavia il meccanismo di *entrainment* non solo immette aria della *Free Atmosphere* nel *PBL*, ma immette nella *Free Atmosphere* anche aria del *PBL*. Se in questa aria è presente dell'inquinante, esso si propagerà ben poco disperso (la turbolenza della *Free Atmosphere* è estremamente limitata) per grandi distanze ed anche ad alta velocità se avrà la sventura di raggiungere quote dove è presente una corrente a getto di forte intensità.

L'umidità del *PBL* ha come sorgente principale la superficie terrestre, sia per evaporazione dagli specchi d'acqua (oceani, laghi e fiumi) che per traspirazione della vegetazione. Essa tende a *diminuire con la quota* con un tasso relativamente elevato entro il *SL*, mantenendosi pressoché costante nel *ML*. In corrispondenza dello *Strato di Entrainment* si assiste ad una sua rapida diminuzione fino praticamente ad annullarsi nella *Free Atmosphere* (questo non è vero in generale, soprattutto quando si è in presenza di nubi *sinottiche*). Questo comportamento molto netto spesso viene utilizzato per identificare la sommità del *ML* dai radiosondaggi. La struttura fisica del *PBL* costituisce anche per l'umidità dell'aria una trappola da cui è difficile sottrarsi.

Per quanto riguarda il profilo verticale della velocità del vento, la condizione di *no-slip* determina una velocità nulla in prossimità del suolo (non proprio al suolo, come si vedrà nel seguito, ma in corrispondenza ad una quota piccola, ma variabile a seconda delle dimensioni verticali tipiche degli elementi presenti al suolo che ne determinano la rugosità). Col crescere della quota, la velocità del vento aumenta in maniera circa logaritmica entro il *SL* in cui la presenza di *shear* è una chiara indicazione della turbolenza meccanica sempre presente in un fluido viscoso come l'atmosfera. Entro il *ML* la velocità del vento si mantiene circa costante e lo *shear* è ridotto, chiaro indice del fatto che nello strato rimescolato la produzione di turbolenza meccanica è ridotta. Viceversa nell'*entrainment* la velocità del vento presenta brusche variazioni adeguandosi rapidamente, con l'aumentare della quota, alla situazione a mesoscala dettata dai gradienti di pressione a grande scala (*vento geostrofico*).

Durante il giorno l'estensione verticale del *PBL* non è costante, ma continua ad aumentare con l'immissione nel sistema di energia solare. È minima nelle prime ore della mattina, quando è prevalente l'influenza della pura turbolenza meccanica, ed aumenta proporzionalmente all'integrale di energia solare fino al tramonto quando decade molto rapidamente in corrispondenza dell'interruzione di apporto energetico solare. A questo punto il *PBL* convettivo inizia a distruggersi: prima si dissolve nel *SL* il profilo a gradiente di temperatura potenziale negativo e progressivamente anche una parte del profilo nel *ML*, cui si sostituisce un profilo di temperatura potenziale a gradiente positivo tipicamente notturno. Il profilo termico nella parte alta del *PBL* viene invece *abbandonato ad un lento decadimento* e spesso risulta ancora visibile il giorno successivo (*Residual Layer, RL*).

2.1.2.3.2 Il *PBL* Stabile

Considerando una tipica situazione notturna, si nota come essa risulti molto meno definita e chiara di quella diurna. L'aria continua ad essere turbolenta, tuttavia tale turbolenza non ha origini convettive, essendo assente l'apporto energetico solare, ma è solo di tipo meccanico ed è indotta dallo *shear* del vento. Essa in parte viene inibita e contrastata da un intenso fenomeno di raffreddamento dell'atmosfera, più intenso negli strati più vicini al suolo.

Dalla *Fig.2.12* si nota come il *PBL* notturno (*Stabile*) sia sede di una turbolenza caratterizzata da vortici di piccola dimensione localizzati nelle immediate vicinanze del suolo. Più ci si allontana dalla superficie, più diminuisce il livello di turbolenza. Il moto è intrinsecamente instabile e favorevole all'instaurarsi di effetti ondosi, come per esempio le tipiche onde di gravità.

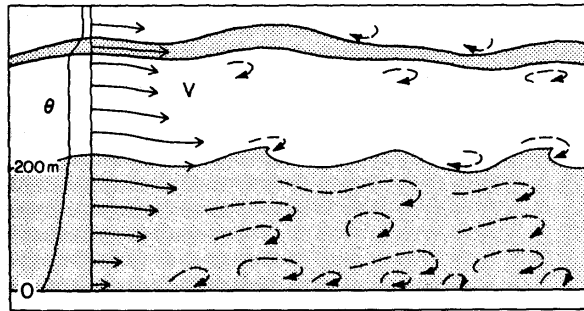


Fig.2.12: rappresentazione pittorica del PBL stabile (Wyngaard, 1990)

Un tipico profilo di temperatura potenziale in una situazione *notturna* è quello di Fig.2.13, in cui il *PBL* può essere individuato, almeno in prima approssimazione, nello strato più vicino al suolo sede di un profilo termico a maggior gradiente termico. Durante la notte si forma vicino al suolo uno *Strato Stabile (SBL)* con debole e sporadica turbolenza. Sebbene il vento al suolo diventi frequentemente molto debole, in quota può diventare addirittura *supergeostrofico*, con un *low level nocturnal jet*. In questo strato stabile la turbolenza tende a venire soppressa anche se il jet produce uno *shear* che, a sua volta, genera turbolenza. Il risultato di tutto ciò sono improvvisi *scoppi di turbolenza* che possono rimescolare l'intero *SBL*. Al contrario del *ML* diurno, lo *SBL* non presenta un limite superiore ben definito e si allaccia al *RL* in maniera molto *smooth*. In pratica la sommità dello *SBL* viene definita come quella quota in cui l'intensità della turbolenza è inferiore ad una piccola frazione del valore assunto in superficie o come lo strato di atmosfera con il maggior gradiente termico.

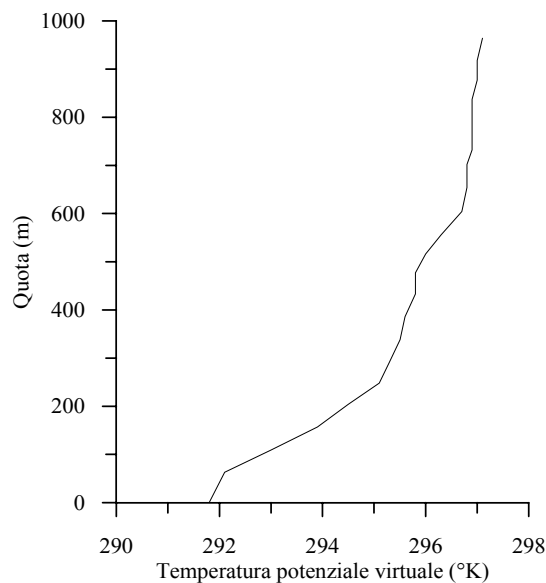


Fig.2.13: profilo notturno di temperatura potenziale (alba del 29/06/1999, Milano Linate).

Gli inquinanti emessi nello *SBL* si disperdono relativamente poco in verticale e maggiormente in orizzontale, dando luogo in situazioni di vento debole a tipiche oscillazioni orizzontali chiamate *meandering*. La ridotta estensione verticale del *SBL* può produrre fenomeni particolari e spesso pericolosi. Se la ciminiera da cui fuoriescono i fumi emette al di sopra del *SBL* (o, che è lo stesso, i fumi per la spinta di galleggiamento superano tale quota), si ha una situazione per cui

il pennacchio di fumo *galleggia* al di sopra del *SBL* senza essere in grado di raggiungere il suolo e quindi producendo al suolo livelli di concentrazione praticamente nulli. Al contrario, se la sorgente emittente è molto vicina al suolo, la ridotta capacità disperdente dello *SBL* determina l'instaurarsi di fenomeni di forte inquinamento atmosferico. A volte due ciminiere vicine con caratteristiche di emissione molto differenti (una con fumi poco galleggianti e l'altra con fumi molto galleggianti), possono avere ripercussioni profondamente differenti sul livello di inquinamento al suolo. Lo sviluppo del *SBL* non è limitato alle sole ore notturne, ma lo si trova anche di giorno ogni qualvolta il suolo è più freddo dell'aria sovrastante, situazione spesso presente durante avvezioni di aria calda sul suolo freddo (fronti caldi) o nei pressi delle coste.

2.1.3 Introduzione alla turbolenza del *PBL*

In Fig.2.14 è presentato l'andamento temporale della velocità del vento rilevato in una situazione fortemente convettiva da un anemometro a risposta rapida. Analizzando questa figura è possibile fare le riflessioni seguenti:

- la velocità del vento varia irregolarmente e questa è proprio una manifestazione tipica della turbolenza. E' infatti questa *caoticità* che la rende differente da altri tipi di moto.
- è possibile definirne un *valore tipico* (in questo caso una velocità media di $4.8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).
- la velocità varia in un intervallo limitato, in altre parole c'è un'intensità della turbolenza definibile e misurabile che nel grafico è data dallo *spread* verticale. Sempre dal grafico, si può notare come tale variabilità cambi col tempo. Queste caratteristiche portano alla consapevolezza che si possa usare il concetto di varianza o di deviazione standard per quantificare l'intensità della turbolenza (in questo caso la deviazione standard è pari a circa $2.7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).
- è visibile una gran varietà di scale temporali sovrapposte. Si nota infatti come il periodo tra due picchi piccoli di velocità sia dell'ordine del minuto. Picchi più elevati si notano ogni 5 minuti circa. Altre variazioni indicano un periodo di 10 minuti. La più piccola variazione di velocità misurabile è di circa 10 secondi. Se si trasforma ciascuna *scale temporali* nelle equivalenti scale spaziali rappresentative dei vortici turbolenti più significativi (come meglio sarà chiaro, una volta introdotta l'ipotesi di Taylor), si può concludere che sono visibili vortici di dimensione compresa tra 48 e 2880 metri.

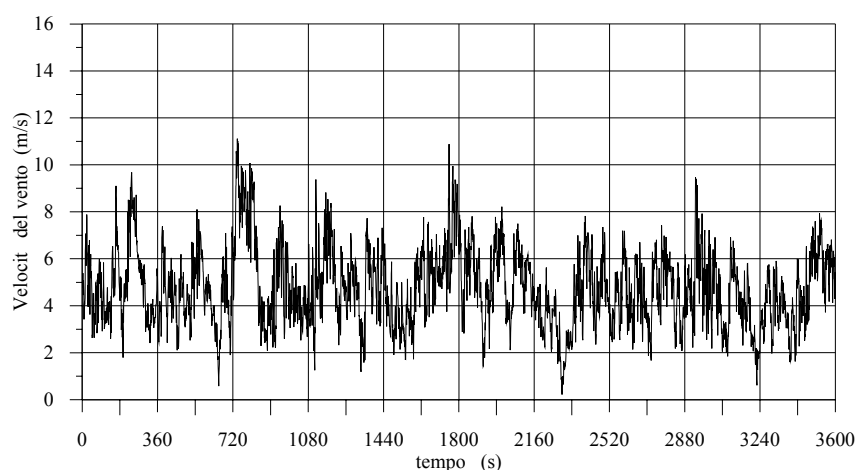


Fig.2.14: andamento della velocità del vento (Città del Messico, 14/9/1993 12LT, anemometro triassiale meccanico).

Tutte le osservazioni sperimentali delle variabili meteorologiche ci spingono ad adottare una visione statistica della turbolenza del *PBL*, cioè a ritenere che i campi delle variabili

meteorologiche (le tre componenti della velocità del vento, la temperatura potenziale, la pressione, ecc.) siano *variabili stocastiche*. Se si adotta una tale visione si ha che:

- in un punto generico del *PBL* ed in un istante temporale qualsiasi, *non è possibile definire esattamente il valore che assumeranno queste variabili*, ma è possibile *solo* individuare la probabilità con cui è possibile osservarne un determinato valore;
- la probabilità di osservazione di una variabile non è a priori indipendente dall'analoga probabilità di osservazione delle altre variabili: esse non sono quindi statisticamente indipendenti, dato che tra loro devono comunque sempre valere le leggi di conservazione della fluidodinamica;
- quanto è visibile in un istante temporale, a priori, può non essere indipendente da quanto si è visto agli istanti precedenti e da quanto si vedrà nei successivi, dato che le relazioni della fluidodinamica cui devono necessariamente ubbidire le variabili sono relazioni differenziali nello spazio e nel tempo.

Ci aspetta l'impresa titanica di dover individuare l'evoluzione spazio-temporale di variabili stocastiche tra loro dipendenti! Per iniziare, si consideri una generica variabile meteorologica che, ad un istante t e in un punto dello spazio, assume il valore U . Tale valore si riferisce ad un *PBL* in una condizione ben precisa, determinata dall'evoluzione fino al tempo attuale delle forzanti a livello locale e a mesoscala. Se fosse possibile riottenere le medesime condizioni per il *PBL* e si fosse ancora in grado di osservare questa variabile, si noterebbe come il nuovo valore assunto nel medesimo punto nello stesso istante in generale possa differire da U . Se la variabile che si sta considerando è una variabile stocastica (e questa è l'ipotesi di lavoro), per essa sarà definibile una *funzione di densità di probabilità* $p(u)$ con il seguente significato: *la probabilità P che per la variabile U si osservi un valore compreso tra u e $u+du$ è pari a $p(u) \cdot du$* . Ovviamente, dato che in un dato istante e in un dato punto la variabile U dovrà pure avere un valore, quale che sia, sarà necessario che:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p(u) \cdot du = 1 \quad [2.38a]$$

ed è pure altrettanto ovvio che, ripetendo l'osservazione un numero enorme di volte, emergerà un valore caratteristico che rappresenta il *comportamento medio di U* , cioè:

$$\bar{U} = \int_{-\infty}^{+\infty} u \cdot p(u) \cdot du \quad [2.38b]$$

L'osservazione del valore u in un punto dello spazio-tempo è quindi una *realizzazione della variabile stocastica U cui è associata una densità di probabilità $p(u)$* ed un valore medio (*media di insieme*) \bar{U} , completamente definita da $p(u)$ e data dalla (2.38b).

Questa visione è estremamente parziale, dato che porterebbe a ritenere che ciò che capita in un dato punto dello spazio-tempo sia indipendente da quanto sta capitando negli altri punti. La natura tridimensionale della turbolenza evidenzia, invece, come il valore di U in un dato punto dello spazio-tempo *sia correlato con ciò che accade negli altri punti dello spazio-tempo*. Quindi, se U_1 è il valore osservato in $M_1 = (x_1, y_1, z_1; t_1)$ e U_2 è il valore in $M_2 = (x_2, y_2, z_2; t_2)$, le osservazioni sperimentali ed il fatto che si debbano rispettare le relazioni di conservazione della fluidodinamica ci assicura che è necessario che esista una *densità di probabilità bidimensionale* $p_{M_1 M_2}$ tale che la probabilità P che U sia compresa tra u_1 e u_1+du_1 a M_1 e u_2 e u_2+du_2 a M_2

valga $p_{M_1, M_2}(u_1, u_2) du_1 du_2$. Ciò consente di tener conto, almeno parzialmente, della tridimensionalità della turbolenza, ma non della sua *continuità temporale*. A tal proposito, se si considerano i punti $M_1 = (x_1, y_1, z_1; t_1)$, $M_2 = (x_2, y_2, z_2; t_2)$, ..., $M_n = (x_n, y_n, z_n; t_n)$ dovrà esistere una *funzione di densità di probabilità tale da consentire di definire la probabilità di U nell'intero spazio tempo*.

Sempre per la natura tridimensionale della turbolenza del *PBL*, una data variabile non può essere indipendente dalle altre variabili e quindi devono essere definibili anche *densità di probabilità congiunte* che leghino tra loro le realizzazioni delle singole variabili. La formulazione matematica di tali densità di probabilità congiunte è piuttosto complessa e la tralasciamo; l'importante è comprendere a quale conclusione si sia giunti. Una visione stocastica della turbolenza del *PBL* porta alla definizione di densità di probabilità congiunte che consentono di definire *la probabilità che in un dato punto dello spazio-tempo le variabili che descrivono la turbolenza del PBL assumano dati valori*. Dato che il *PBL* è un fluido viscoso che, come tale, deve rispettare le leggi di conservazione della fluidodinamica, questa visione di fatto cerca di *riscrivere* (almeno concettualmente) le relazioni di conservazione in termini di funzioni di densità di probabilità congiunta. Trattare direttamente tali funzioni di densità di probabilità non è comodo e cerchiamo quindi una via più semplice per affrontare lo studio della turbolenza. Se ci si limita a considerare una sola variabile U nel punto M_1 dello spazio-tempo, si definisce *momento di ordine n la grandezza seguente*:

$$\overline{u^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} u^n(M_1) \cdot p(u) \cdot du \quad [2.39a]$$

Si nota immediatamente come *il momento del primo ordine* coincida con la media sopra definita. Una volta nota la media, è possibile definire i *momenti centrali* nel modo seguente:

$$\overline{M(u)^n} = \int_{-\infty}^{+\infty} [u(M_1) - \bar{u}]^n p(u) \cdot du \quad [2.39b]$$

Il momento centrale più importante dopo la media è il *momento centrale del secondo ordine*, detto *varianza* e definito come:

$$\sigma_u^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} [u(M_1) - \bar{u}]^2 p(u) \cdot du \quad [2.39c]$$

la cui radice quadrata σ viene chiamata *deviazione standard* e rappresenta la dispersione media attorno al valor medio della variabile U .

La statistica assicura che la conoscenza di tutti i momenti (centrali o no) è del tutto equivalente alla conoscenza della densità di probabilità $p(u)$, cosa che non esaurisce il problema, vista la necessità di conoscere anche l'interdipendenza tra i valori di una stessa variabile misurati in punti diversi dello spazio-tempo. A tale scopo, dati due punti M_1 e M_2 dello spazio-tempo, è possibile definire anche in questo caso dei momenti, in particolare centrali, anche se la loro espressione risulta relativamente complessa. Di essi, però, sicuramente il più interessante è il momento del secondo ordine, detto *autocovarianza*, definita come:

$$\overline{M(u_1, u_2)^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} [(U(M_1) - \bar{u}_1) \cdot (U(M_2) - \bar{u}_2)] \cdot p(u_1, u_2) \cdot du_1 du_2 \quad [2.39d]$$

spesso scritto come:

$$\overline{M(u_1, u_2)^2} = \sigma^2 \rho(M_1, M_2) \quad [2.39e]$$

dove $\rho(M_1, M_2)$ è la *funzione di autocorrelazione*, che esprime la *memoria che la variabile U in M_1 ha del valore assunto in M_2* . Quando M_1 coincide con M_2 , ρ ha valore unitario (la memoria è ovviamente perfetta) e nel caso della turbolenza del *PBL* dove gli *eddies* sono di varie dimensioni ma localizzati, quando la distanza tra M_1 e M_2 diventa molto grande, ρ tende a zero (più aumenta la distanza tra i punti di osservazione, più i valori assunti in queste posizioni da U sono tra loro non correlati).

Per descrivere statisticamente la dipendenza tra una variabile e l'altra (U e V per esempio) sono definibili anche in questo caso dei momenti centrali. Nel caso particolare del momento secondo per due variabili osservate nello stesso punto M_1 dello spazio-tempo, si può così definire la loro *covarianza* come:

$$Cov(U, V)_{M_1} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[(U(M_1) - \bar{u}_1)^n (V(M_1) - \bar{v}_1)^m \right] \cdot p(u_1, v_1) \cdot du_1 dv_1 \quad [2.39f]$$

Come nel caso dell'autocovarianza, anche per la covarianza è possibile una definizione alternativa:

$$Cov(U, V)_{M_1} = \sigma_U \sigma_V \rho(U, V) \quad [2.39g]$$

dove ρ è la funzione di correlazione tra U e V nel medesimo punto dello spazio-tempo.

La conoscenza di tutti i tipi di momenti di tutti gli ordini, per tutti i punti dello spazio-tempo e per tutte le variabili responsabili della turbolenza del *PBL* è del tutto equivalente alla descrizione statistica realizzata mediante le funzioni di densità di probabilità congiunte o meno. Ovviamente la difficoltà pratica di una tale descrizione non è cambiata, è solo cambiato il *formalismo impiegato*. In realtà, l'introduzione dei momenti centrali al posto delle funzioni di densità di probabilità può portare ad alcune interessanti e promettenti considerazioni di interesse pratico. In effetti, dovendo comunque tener conto le relazioni della fluidodinamica che, come si vedrà, si presentano in *forma prognostica*, cioè in un dato istante t legano il *tasso di variazione temporale* di una generica variabile alla *variazione spaziale* di un sottoinsieme delle variabili rilevanti nell'istante considerato, si può scegliere di lasciare alla fluidodinamica la descrizione delle variazioni nel tempo e nello spazio, prendendo però come variabili di riferimento non direttamente le variabili meteorologiche, ma i relativi indicatori statistici (cioè i momenti). La seconda considerazione che si può fare è che è pensabile (e sperabile) che i momenti realmente coinvolti nella descrizione della turbolenza siano un numero ridotto e quindi, di tutta la infinità di momenti che a rigore sarebbero necessari, ci si possa limitare a considerarne un numero esiguo. Queste due considerazioni rendono ora il panorama decisamente più ottimistico! Tuttavia si deve ancora superare la difficoltà che deriva dal fatto che i momenti centrali sono dei candidati ideali per la trattazione statistica delle variabili meteorologiche che dipendono, però, in maniera inscindibile dalla definizione di *media*, che a questo punto diventa il problema cruciale. La relazione data in precedenza è una definizione univoca e non ambigua, tuttavia è bene analizzare in dettaglio le implicazioni legate a tale definizione.

2.1.3.1 L'ipotesi di Reynolds e la definizione di media

Lo stato del *PBL* è quello tipico di un fluido viscoso turbolento in cui le variabili fisiche che lo caratterizzano presentano evoluzioni prevedibili e di chiaro aspetto deterministico a cui si sovrappone un *rumore* tipicamente stocastico e disordinato. E' quindi logico supporre che questa possa essere una chiave interpretativa promettente e fu proprio questo il modo con cui Reynolds affrontò lo studio della turbolenza dei fluidi in generale e del *PBL* in particolare, formulando un'ipotesi di lavoro (*ipotesi di Reynolds*) secondo cui il valore di una variabile U in un punto dello spazio-tempo è data dalla relazione seguente:

$$U(\underline{x};t) = \bar{U}(\underline{x};t) + u'(\underline{x};t) \quad [2.40]$$

dove \bar{U} è il *valore medio*, \underline{x} è un punto dello spazio e u' è la *fluttuazione turbolenta* (a media nulla). L'ipotesi di Reynolds altro non è che la formalizzazione della metodologia statistica presentata, in cui $\bar{U}(\underline{x};t)$ è naturale che coincida con la definizione (2.38b). In realtà Reynolds postulò che date due variabili U e V , la media introdotta nella (2.40) avesse le proprietà seguenti (note come *condizioni di Reynolds*) (Monin e Yaglom, 1971a):

$$\overline{U+V} = \bar{U} + \bar{V} \quad [2.41a]$$

$$\overline{aU} = a\bar{U}, \quad a = \text{costante} \quad [2.41b]$$

$$\bar{a} = a \quad [2.41c]$$

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{U}}{\partial x_i}, \quad x_i = x, y, z, t \quad [2.41d]$$

$$\overline{UV} = \bar{U} \cdot \bar{V} \quad [2.41e]$$

Le prime quattro condizioni sono soddisfatte da molte definizioni di media (per esempio la media spaziale e la media temporale). Più complessa è la condizione (2.41e) che a rigore non è soddisfatta né dalla media spaziale né dalla media temporale, ma solo dalla media di insieme. Sembra quindi che le condizioni di Reynolds inducano ad adottare la *media di insieme*, ma è realistico usare tale definizione nella pratica? Se il *PBL* fosse un laboratorio, non ci sarebbero problemi: si potrebbe ripetere l'esperimento ogni volta lo volessimo e si potrebbe stimarla agevolmente. Ma il *PBL* non è un laboratorio e ciò che si osserva in un dato istante non si ripeterà mai più, quindi anche se la scelta della media di insieme è teoricamente ottimale, in pratica non è praticabile. Al contrario, le misure che è realistico fare nel *PBL* allo stato attuale della tecnologia sono costituite prevalentemente da misure realizzate in un dato punto dello spazio (prevalentemente nei pressi del suolo) protratte nel tempo e quindi risulta semplice definire una *media temporale* nel modo seguente:

$$\langle U \rangle = 1/T \cdot \int_0^T U(t) dt \quad [2.42]$$

dove T è il tempo di mediazione. Essa è realisticamente realizzabile nella pratica, ma non rispetta tutte le condizioni di Reynolds. E' necessario quindi stendere un ponte tra le due definizioni di media, la seconda operativamente semplice da realizzare, la prima fondamentale nella teoria del *PBL*. A tal proposito è opportuno fare alcune osservazioni:

- la *turbolenza è stazionaria* se le proprietà statistiche del sistema sono indipendenti dal tempo; la stazionarietà implica quindi l'invarianza statistica alla traslazione rispetto all'asse dei tempi. Le caratteristiche della turbolenza nel *PBL* sono generalmente *non stazionarie*,

soprattutto perché la principale forzante del sistema è il sole, col suo caratteristico ciclo giornaliero. L'ipotesi di stazionarietà per funzioni casuali non stazionarie quali sono le variabili meteorologiche del *PBL* è talvolta accettabile se si considerano intervalli temporali di breve durata (inferiori all'ora) durante i quali i cambiamenti sembrano avvenire per stati quasi stazionari;

- la *turbolenza è omogenea* se il campo è statisticamente invariante rispetto alla traslazione degli assi coordinati nello spazio;
- la *turbolenza è isotropa* se il campo è indipendente dalla traslazione, rotazione e riflessione degli assi coordinati.

Nel caso in cui la turbolenza abbia tutte queste caratteristiche, allora si è in condizioni di *ergodicità* ed in questo caso la *media temporale è equivalente alla media di insieme*. Anche se la turbolenza del *PBL* è ben lontana dalla condizione di ergodicità, operativamente non si può fare altro che usare la media temporale al posto della media di insieme ogni volta che vengono applicate nella pratica le equazioni base che descrivono l'evoluzione del *PBL*. Questo è evidentemente un'approssimazione molto forte, tuttavia inevitabile.

2.1.3.2 Determinazione pratica dei momenti statistici di interesse

Nella realtà, ciò che si misura non è l'evoluzione continua nel tempo di una variabile U , dato che i sistemi di misura attuali permettono di conoscere la variabile meteorologica in esame solo in una sequenza più o meno fitta di istanti temporali successivi. Quindi, è realmente disponibile solo una sequenza di misure U_i , ottenute ad istanti t_i , normalmente regolari. Se l'intervallo tra una misura e l'altra è costante e pari a Δt , si dice che la *frequenza di campionamento* della misura è $f = 1/\Delta t$ (se Δt è in secondi, f è in Hz). La *media temporale di U* (che da questo momento si indica come \bar{U}) tra l'istante t_1 e l'istante $t_2 = N \cdot \Delta t$ è :

$$\bar{U} = 1/N \cdot \sum_{i=1}^N U_i \quad [2.43]$$

buon stimatore della vera media temporale se il numero di *campioni* N è sufficientemente elevato. Si definisce *periodo di mediazione* l'intervallo temporale $T = t_2 - t_1$. Il periodo di mediazione potrebbe essere qualsiasi, in pratica, mediando le differenti variabili meteorologiche di interesse su un periodo variabile tra 30 minuti ed 1 ora, si evidenziano, come sarà più chiaro nel seguito, i moti a grande scala ed in pratica il valor medio \bar{U} .

Per quanto riguarda gli altri momenti di interesse, le definizioni operative risultano essere le seguenti:

- la *varianza*, misura della *dispersione* dei dati sperimentali attorno ad un valore medio, è data dalla relazione seguente:

$$\sigma_U^2 = 1/(N-1) \cdot \sum_{i=1}^N (U_i - \bar{U})^2 \quad [2.44a]$$

Direttamente derivata dalla precedente è la *deviazione standard*, definita come:

$$\sigma_U = (\overline{u^2})^{1/2} \quad [2.44b]$$

- l'andamento irregolare nello spazio e nel tempo di ogni variabile meteorologica può essere vista come la *sovrapposizione* di fluttuazioni oscillanti a varie lunghezze d'onda. Se il segnale meteorologico è una funzione qualsiasi, l'Analisi Matematica assicura che tale funzione è scomponibile in serie di armoniche (*Teorema di Fourier*). Ciò porta, da un lato, all'analisi spettrale del segnale e, dall'altro, al concetto di funzione di autocorrelazione, che misura *quanto il segnale resta correlato con sé stesso in un intervallo temporale prefissato*. D'altro canto, quando l'autocorrelazione si annulla, c'è una chiara indicazione del fatto che il fenomeno si comporta in maniera totalmente casuale. Si ipotizzi di disporre di una serie di misure A_j , distanti temporalmente una dall'altra di un intervallo temporale Δt . Se N è elevato, la *funzione di autocorrelazione* è definita come:

$$R_{AA}(j\Delta t) = \frac{\overline{A'_k \cdot A'_{k+j}}}{\sigma_A^2} \quad [2.44c]$$

dove A'_k è la fluttuazione all'istante t_k e σ_A^2 è la varianza di A . Dalla relazione precedente è evidente come si abbia un valore di autocorrelazione per ogni valore del *time lag* $j\Delta t$. Se si prendono in considerazione infiniti valori di *time lag*, si otterrà una stima della funzione di autocorrelazione. Per *time lag* nulli, tale funzione presenta il valore unitario. Più aumenta il *time lag*, più diminuisce la autocorrelazione del segnale e quindi più il segnale si *dimentica della storia passata*.

- molto spesso è importante stabilire quanto due grandezze meteorologiche che evolvono nel tempo varino in maniera concorde, in particolare, se le due variabili crescono o diminuiscono insieme o se al crescere dell'una si assiste al diminuire dell'altra. Per quantificare ciò, vengono impiegati i momenti di ordine n tra variabili differenti nello stesso punto dello spazio. Il più celebre e più usato di tali momenti è sicuramente la *covarianza* tra due variabili A e B , definita, nel caso discreto, come:

$$Cov(A, B) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [(A_i - \bar{A}) \cdot (B_i - \bar{B})] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a' b' = \overline{a' b'} \quad [2.44d]$$

La covarianza indica quindi il grado di "parentela" tra due variabili A e B . Se è positiva, le due variabili variano nella stessa direzione, mentre è negativa se variano in direzioni diverse. A volte è di interesse la *covarianza normalizzata* o *coefficiente di correlazione lineare* definito come:

$$r_{AB} = \overline{a' b'} / (\sigma_A \sigma_B) \quad [2.44e]$$

variabile tra -1 e +1. Per due variabili perfettamente correlate $r = +1$. Per due variabili perfettamente negativamente correlate $r = -1$ e per due variabili non sono correlate $r = 0$.

2.1.3.3 L'ipotesi di Taylor

La descrizione del *PBL* richiede la conoscenza della distribuzione spazio-temporale dei vortici per determinare le densità di probabilità congiunte o, alternativamente, i momenti centrali corrispondenti. Sfortunatamente, allo stato attuale della tecnologia, è praticamente impossibile *fotografare* la struttura turbolenta del *PBL*. Di fatto è più difficile misurare ad un certo istante le caratteristiche di una vasta porzione del *PBL* piuttosto che fare misure protratte nel tempo in un punto preciso dello spazio. Se, per esempio, si installa una torre meteorologica dotata a varie

quote di un anemometro e di un termometro e si collegano tutti questi sensori ad un sistema di acquisizione dati, si è in grado di fotografare, in quella ristretta porzione di spazio, l'andamento temporale delle variabili meteorologiche rilevate (in questo caso vento e temperatura). La tecnologia disponibile è tale che l'intervallo temporale tra una misura e la successiva può essere ridotto a frazioni di secondo con costi e sforzi organizzativi, nel complesso, accettabili. Il passo verso una descrizione spaziale risulta possibile solo nel senso di un incremento dei punti di misura, fino a ricondursi ad un reticolo tridimensionale di postazioni di misura sufficientemente fitto. Il limite a ciò è l'aumento esponenziale dei costi e l'esplosione combinatoriale dei problemi organizzativi e logistici. L'introduzione attuale di *sensori remote sensing* come il *RADAR* per la misura della pioggia e del vento radiale, il *SODAR* per la misura del vettore vento ed il *RASS* per la misura della temperatura, pur avendo indotto sensibili miglioramenti in questa problematica, non ha comunque risolto tutte le difficoltà.

Da sempre l'impossibilità di misurare ha prodotto, per reazione, un notevole sforzo intellettuale volto alla costruzione di modelli o allo sviluppo di teorie con cui aggirare le difficoltà sperimentali stesse. Proprio in tale direzione deve essere inquadrato il lavoro di *G.I. Taylor* che, nel 1938, formulò la celebre *ipotesi di congelamento della turbolenza*, secondo cui *la turbolenza dei vari vortici poteva essere considerata congelata durante il loro transito nelle vicinanze di un sensore*. Così era possibile impiegare la velocità media del vento per trasformare la variazione temporale della turbolenza in una corrispondente variazione spaziale. Tale ipotesi non è vera in generale, ma lo diventa in tutti quei casi in cui i vortici turbolenti evolvono con una scala temporale maggiore del tempo da loro impiegato nel transitare per il sensore. Se un vortice di dimensione caratteristica λ è trasportato da un vento medio orizzontale U , il tempo che intercorre tra l'istante in cui il sensore inizia a sentire il vortice e l'istante in cui ciò si esaurisce sarà P , legato al modulo della velocità del vento ed alla dimensione caratteristica del vortice dalla relazione:

$$P = \lambda/U \quad [2.45]$$

In concreto, si consideri la temperatura come variabile caratteristica del vortice. Durante il transito del vortice nei pressi del termometro, si noterà una sua variazione misurata dal termometro. Si ipotizzi che la dimensione caratteristica del vortice sia $\lambda=100$ m e che, nel momento in cui il vortice lambisce il termometro, la temperatura misurata sia 10°C , mentre quando il vortice lascia il termometro sia di 5°C , evidenziando una variazione di -5°C . Se U è pari a 10 m/s, in 10 s tutto il vortice è passato per il termometro e, se non ha subito evoluzioni, la variazione di temperatura misurata coincide col gradiente termico del vortice. Localmente si è misurata una variazione temporale $\partial T/\partial t = -0.5$ ($\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$) per il passaggio del vortice caratterizzato da un gradiente termico spaziale pari a $\partial T/\partial x = 5\text{K}/100\text{m} = 0.05$ $\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$, dove x è misurata parallelamente alla direzione del vento medio. E' quindi immediato constatare che:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -U \frac{\partial T}{\partial x} \quad [2.46]$$

L'ipotesi di Taylor può essere ritenuta valida quando si è sicuri che il vortice non subisca cambiamenti significativi nel transito per il sensore e quindi quando l'intensità della turbolenza è piccola rispetto alla velocità del vento. Quantitativamente, tale ipotesi risulta valida quando $\sigma_U < 0.5 U$, dove σ_U è la deviazione standard della velocità del vento.

La (2.46) probabilmente non evidenzia a sufficienza la *potenza applicativa* dell'ipotesi di Taylor, pertanto è opportuno completare quanto si è detto con una formulazione meno rigorosa, ma più orientata alle applicazioni pratiche. Si consideri a tal proposito una serie di temperature

T_i ($i = 1, 2, \dots, N$) rilevate in un punto del *PBL* vicino al suolo. Tali rilevazioni siano state fatte agli istanti t_i ($i = 1, 2, \dots, N$) equidistanti nel tempo ($\Delta t = t_{i+1} - t_i = \text{costante}$ per ogni i). Si ipotizzi, inoltre, che durante la misura la velocità media del vento sia pari a U e che siano soddisfatte, inoltre, le condizioni di applicabilità dell'Ipotesi di Taylor. Per essere concreti, in *Fig. 1.15a* è riportato un esempio tipico di una serie temporale di temperature rilevate durante una situazione convettiva con velocità media del vento di $5.7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Come si può vedere, nel segnale di temperatura sono evidenti le caratteristiche rampe tipiche delle situazioni convettive. La temperatura è stata rilevata con una frequenza di campionamento di 10 Hz.

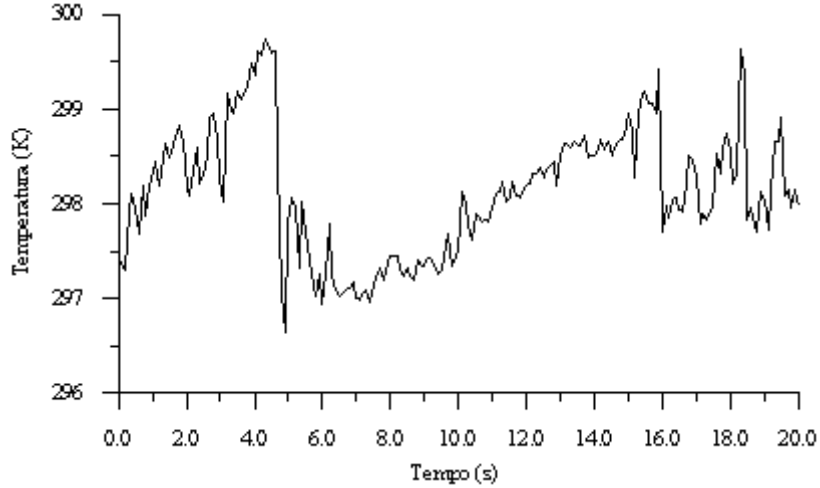


Fig. 1.15a: andamento nel tempo della temperatura in una situazione convettiva.

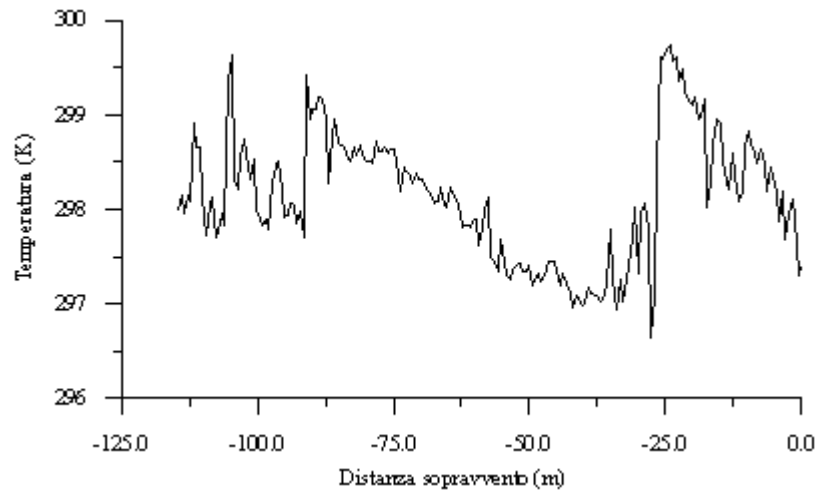


Fig. 1.15b: trasformazione della struttura termica di Fig. 1.15a operata dall'ipotesi di Taylor.

Si consideri ora la (2.46) e se ne realizzi una discretizzazione nello spazio e nel tempo:

$$(T_{i+1} - T_i) / \Delta t = -U \cdot (T_{k+1} - T_k) / (x_{k+1} - x_k) \quad [2.47a]$$

Va rilevato che la posizione del vortice al tempo t_i è x_i e quindi $T_i = T_k = T_{ik}$. Dalla relazione precedente si ha che:

$$T_{k+1} = T_{ik} - \frac{x_{k+1} - x_k}{U \cdot \Delta t} \cdot (T_{i+1} - T_{ik}) \quad [2.47b]$$

Se è valida l'ipotesi di Taylor, a quale distanza x_{k+1} si viene a trovare la porzione di vortice avente una temperatura $T_{k+1} = T_{i+1}$ (cioè pari alla temperatura rilevata dalla postazione fissa di misura all'istante t_{i+1})? E' facile verificare che:

$$x_{k+1} = x_k - U \cdot \Delta t \quad [2.47c]$$

quindi ad una distanza *sopravvento* alla postazione pari a $U \cdot \Delta t$. Nel caso specifico mostrato in Fig. 1.2a1, se si pone $x_I = 0$, si ha quanto riportato in Fig. 1.15b. E' facile rendersi conto che se si facesse transitare questa struttura termica senza deformarla (*congelata*, quindi) alla velocità media del vento attraverso il punto di misura, ciò che verrebbe rilevato è effettivamente quanto mostrato in Fig. 1.15a.

2.1.3.4 L'Energia Cinetica Turbolenta

Per ogni particella d'aria dotata di velocità propria è definibile *l'energia cinetica* corrispondente che, se ci si riferisce ad una massa unitaria, è data da:

$$e = 1/2 [u^2 + v^2 + w^2] \quad [2.48a]$$

dove le componenti del vento considerate sono le *componenti istantanee*. Se si considera un intervallo di tempo di osservazione, è definibile *un'energia cinetica media* come:

$$\bar{e} = 1/2 [\overline{u^2 + v^2 + w^2}] \quad [2.48b]$$

Applicando l'ipotesi di Reynolds, dalle relazioni precedenti risulta che:

$$\bar{e} = 1/2 \left\{ \left[\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2} \right] + \left[\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right] \right\} \quad [2.48c]$$

Il primo dei due addendi è *l'energia cinetica media* della particella, proprietà derivante dal moto medio della particella stessa, mentre il secondo addendo:

$$TKE = E = 1/2 [\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}] \quad [2.48d]$$

prende il nome di *energia cinetica turbolenta* e rappresenta l'energia cinetica che la particella incorpora a causa della turbolenza caratteristica del *PBL*. Questa grandezza, come si vedrà nel seguito, riveste una notevole importanza nella modellizzazione matematica del *PBL*. Va rilevato come i tre addendi nella (2.48d) altro non siano che le varianze delle tre componenti del vento.

L'energia cinetica turbolenta varia nel tempo in accordo con una opportuna legge prognostica. E' però importante fin da subito fare alcuni commenti in proposito. Il suo tasso di variazione in un generico istante ed in un punto qualsiasi del *PBL* deriva dalla somma di alcuni termini:

- un termine di produzione meccanica legato agli stress di Reynolds ed allo *shear* del vento,
- un termine di trasporto turbolento,
- un termine derivante dovuto al gradiente delle fluttuazioni di pressione
- un termine dovuto al galleggiamento
- un termine che rappresenta la dissipazione viscosa di energia cinetica in calore.

Questo ultimo termine, normalmente denominato tasso di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ed indicato col simbolo ε , riveste un ruolo estremamente rilevante nello studio del *PBL*, come sarà chiaro nel seguito.

2.1.3.5 Flussi Cinematici e Flussi Turbolenti

In un punto $P(x,y,z)$ del *PBL* e ad un istante t si stabiliscono dei flussi di quantità di moto, di calore, di vapor d'acqua e di specie chimiche, conseguenza non solo dei moti medi delle masse d'aria ma anche dei moti turbolenti. Si consideri inizialmente il flusso di calore. Se in $P(x,y,z)$ si considera una superficie infinitesima dS la cui normale è diretta lungo l'asse x , il calore che attraversa tale superficie nell'intervallo di tempo dt dipende dal valore di temperatura T posseduto dall'aria in P e dal valore della componente u del vento nel punto P e nell'istante considerato secondo la relazione:

$$dQ = \rho C_p \cdot T \cdot u \cdot dS \cdot dt \quad [2.49]$$

Quindi, il *flusso istantaneo di calore* lungo la direzione x in P all'istante t risulta pari a:

$$Q_x(P,t) = \rho C_p \cdot u \cdot T \quad [2.50a]$$

Analogamente si ottengono le relazioni seguenti per i flussi istantanei nelle direzioni y e z :

$$Q_y(P,t) = \rho C_p \cdot v \cdot T \quad [2.50b]$$

$$Q_z(P,t) = \rho C_p \cdot w \cdot T \quad [2.50c]$$

Il *flusso di calore istantaneo* è quindi una *quantità vettoriale* che, in P ed a t , risulta pari a:

$$\underline{Q}(P,t) = (Q_{yx}, Q_y, Q_z) = (\rho C_p u T, \rho C_p v T, \rho C_p w T) \quad [2.50d]$$

Normalmente il flusso di calore istantaneo è di ben poca utilità pratica, variando in modo pressoché casuale nel tempo col variare delle tre componenti del vento e della temperatura. Di interesse molto maggiore è invece il *flusso di calore medio* in un intervallo temporale τ . Anche tale flusso è un'entità vettoriale e per ottenere le tre componenti cartesiane si può considerare ancora una volta la superficie infinitesima dS orientata lungo l'asse x : il flusso di calore istantaneo lungo tale direzione è dato dalla (2.50a). Se si considerano due istanti successivi t_1 e $t_2 = t_1 + \tau$, il valor medio di Q_x sarà pari a:

$$\overline{Q_x}(P) = \frac{\rho C_p}{\tau} \int_{t_1}^{t_1+\tau} u(t) \cdot T(t) \cdot dt \quad [2.51a]$$

Se si adotta l'ipotesi di Reynolds e se si ricorda che il valor medio delle fluttuazioni è nullo, la (2.51a) si trasforma nella relazione seguente:

$$\overline{Q_x}(P) = \overline{Q_{x_cin}}(P) + \overline{Q_{x_turb}}(P) = \rho C_p \overline{U} \cdot \overline{T} + \rho C_p \overline{u'T'} \quad [2.51b]$$

da cui si nota come la componente media lungo x del flusso di calore in P sia la somma di $\overline{Q_{x_cin}}$ (*flusso cinematico di calore* dovuto al trasporto medio di calore) e $\overline{Q_{x_turb}}$ (il *flusso*

turbolento di calore causato dai moti turbolenti). Sorprendentemente, si nota che, *in assenza* di un movimento medio delle masse d'aria lungo la direzione x , la sola turbolenza è comunque in grado di trasferire calore. Analogamente, considerando sia la direzione y che la z , si ha che:

$$\overline{Q_y}(P) = \overline{Q_{y_cin}}(P) + \overline{Q_{y_turb}}(P) = \rho C_p \overline{V} \cdot \overline{T} + \rho C_p \overline{v'T'} \quad [2.51c]$$

$$\overline{Q_z}(P) = \overline{Q_{z_cin}}(P) + \overline{Q_{z_turb}}(P) = \rho C_p \overline{W} \cdot \overline{T} + \rho C_p \overline{w'T'} \quad [2.51d]$$

Nel caso particolare del flusso verticale di calore ($\overline{Q_z}$), se il terreno è piatto e se si considera un punto P molto vicino al suolo (entro il SL , in particolare), per la *no-slip condition* \overline{W} è nullo e quindi il flusso medio verticale di calore coincide col flusso turbolento. Ciò sta a significare che il flusso verticale di calore sensibile responsabile della generazione e dell'evoluzione degli enormi vortici che spazzano l'intero PBL è esclusivamente di origine turbolenta! Dato che questa circolazione di vortici è l'elemento vitale di tutto il PBL , risulta evidente come la turbolenza sia il meccanismo principale presente nel PBL e quindi anche il meccanismo più efficace di rimescolamento degli inquinanti in esso emessi.

Considerazioni del tutto analoghe possono essere fatte per il vapor d'acqua. Se si utilizza il concetto di umidità assoluta a , adottando ancora una volta l'ipotesi di Reynolds e seguendo la metodologia precedente, si giunge facilmente alla determinazione del flusso medio di vapor d'acqua in un punto P :

$$\overline{F_{H_2O}}(P) = (\overline{F_{H_2Ox}}, \overline{F_{H_2Oy}}, \overline{F_{H_2Oz}}) \quad [2.52a]$$

dove

$$\overline{F_{H_2Ox}}(P) = \overline{F_{H_2Ox_cin}}(P) + \overline{F_{H_2Ox_turb}}(P) = \overline{a} \cdot \overline{U} + \overline{a'u'} \quad [2.52b]$$

$$\overline{F_{H_2Oy}}(P) = \overline{F_{H_2Oy_cin}}(P) + \overline{F_{H_2Oy_turb}}(P) = \overline{a} \cdot \overline{V} + \overline{a'v'} \quad [2.52c]$$

$$\overline{F_{H_2Oz}}(P) = \overline{F_{H_2Oz_cin}}(P) + \overline{F_{H_2Oz_turb}}(P) = \overline{a} \cdot \overline{W} + \overline{a'w'} \quad [2.52d]$$

Anche in questo caso, se il punto di osservazione sta nel SL ed il terreno è piatto, il flusso cinematico verticale di vapor d'acqua è nullo e quindi l'intero flusso verticale di umidità (l'evapotraspirazione del suolo) è totalmente dovuto alla turbolenza. Naturalmente, perché sia presente del vapor d'acqua in aria è necessario che venga speso del calore di evaporazione. Se ci si limita a considerare il solo flusso verticale di vapor d'acqua, ad esso sarà associato un *flusso verticale di calore latente* che, indicando con λ il calore latente di vaporizzazione, sarà pari a:

$$\overline{Q_{Lz}}(P) = \overline{Q_{Lz_cin}}(P) + \overline{Q_{Lz_turb}}(P) = \lambda \cdot \overline{a} \cdot \overline{W} + \lambda \cdot \overline{a'w'} \quad [2.52e]$$

Nel SL e con terreno piatto, la componente cinematica del flusso latente verticale è nulla e tutto il flusso di calore latente verticale è dovuto al solo effetto della turbolenza.

Da quanto detto, si nota come la *parte turbolenta del flusso* medio in una delle direzioni cardinali sia *proporzionale* alla *covarianza* della variabile considerata con la componente del vento lungo la direzione cardinale stessa. Ciò sta a significare che il vettore delle covarianze tra uno scalare c (temperatura o vapor d'acqua) ed il vento ($c'u', c'v', c'w'$) coincide, a meno di una costante di proporzionalità, col vettore dei flussi turbolenti medi. Se il punto P in cui si determina il flusso sta entro il SL ed il terreno è piatto, risultano di estrema importanza nello studio del PBL i flussi seguenti:

- il flusso verticale di calore H_0 , normalmente indicato come Flusso Turbolento di Calore Sensibile, definito come:

$$H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'} \quad [2.53a]$$

- il flusso di calore latente H_E , dato da:

$$H_E = \lambda \overline{a'w'} \quad [2.53b]$$

- l'evapotraspirazione E , data da:

$$E = \overline{a'w'} \quad [2.53d]$$

Un'altra proprietà di cui è dotata una particella d'aria in movimento è la *quantità di moto*. Essa è un'entità vettoriale che, nel caso di una particella con volume unitario, è pari a:

$$\underline{p} = (p_x, p_y, p_z) = (\rho u, \rho v, \rho w) \quad [2.54a]$$

dove ρ è la densità dell'aria e quindi della particella considerata. Dato che le componenti u , v e w sono valori istantanei, il vettore \underline{p} nel punto P dovrà essere considerato istantaneo e varierà irregolarmente nel tempo per la turbolenza presente nel *PBL*. Non è immediato definire il flusso istantaneo di quantità di moto che è presente in un punto P dello spazio ad un istante t . Si consideri una superficie infinitesima dS con normale parallela all'asse delle x . Attraverso tale superficie sono definibili tre *flussi istantanei*: il flusso di p_x , p_y e p_z , cioè:

$$F_{p_x}^x = \rho \cdot u \cdot u \quad [2.54b]$$

$$F_{p_x}^y = \rho \cdot v \cdot u \quad [2.54c]$$

$$F_{p_x}^z = \rho \cdot w \cdot u \quad [2.54d]$$

Mentre nel caso del flusso di una variabile scalare in P lungo la direzione x , il flusso era uno scalare, nel caso della quantità di moto il *flusso è un vettore*. Analoghe considerazioni possono essere fatte per il flusso di quantità di moto in direzione y ed in direzione z ed in entrambi i casi si giunge alla conclusione che questi flussi direzionali sono entità vettoriali. Pertanto, il *flusso (non direzionale)* in P all'istante t sarà un *tensore* così definito:

$$F_p = \left(\underline{F_p^x}, \underline{F_p^y}, \underline{F_p^z} \right) = \rho \cdot \begin{vmatrix} uu & vu & wu \\ uv & vv & vw \\ uw & vw & ww \end{vmatrix} \quad [2.54e]$$

Finora si è considerato il *flusso istantaneo di quantità di moto*. Viceversa, in generale si è interessati al *Flusso Medio di Quantità di Moto*. Se inizialmente si considera solo F_{py}^x dato dalla (2.54c), e se ne fa la media tra l'istante t_1 e l'istante $t_2 = t_1 + \tau$, utilizzando l'ipotesi di Reynolds si ottiene:

$$\overline{F_{py}^x} = \frac{\rho}{\tau} \cdot \int_{t_1}^{t_1+\tau} [\overline{U} + u'(t)] \cdot [\overline{V} + v'(t)] \cdot dt = \rho \cdot [\overline{U} \cdot \overline{V} + \overline{u'v'}] \quad [2.55a]$$

La stessa metodologia può essere applicata a tutte le 9 componenti del *tensore* che rappresenta il flusso di quantità di moto, giungendo alla definizione seguente di *Flusso Medio di Quantità di Moto* in un punto *P* del *PBL* :

$$\overline{F_p} = \rho \cdot \begin{vmatrix} \overline{U \cdot U} & \overline{V \cdot U} & \overline{W \cdot U} \\ \overline{U \cdot V} & \overline{V \cdot V} & \overline{W \cdot V} \\ \overline{U \cdot W} & \overline{V \cdot W} & \overline{W \cdot W} \end{vmatrix} + \rho \cdot \begin{vmatrix} \overline{u'u'} & \overline{v'u'} & \overline{w'u'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'v'} & \overline{w'v'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'w'} \end{vmatrix} \quad [2.55b]$$

in cui il primo termine del membro di destra rappresenta il *Flusso Cinematico della Quantità di Moto* ed il secondo il *Flusso Turbolento* . A questo punto è possibile fare alcune considerazioni:

- il *Flusso Turbolento Medio di Quantità di Moto* , a meno di una costante pari alla densità dell'aria, coincide con la *matrice di varianza-covarianza* delle 3 componenti del vento;
- è possibile dimostrare che esiste una corrispondenza tra il *tensore degli sforzi viscosi* (Sforzi di Reynolds) ed il *Flusso Turbolento di Quantità di Moto* . In particolare, detto τ il tensore degli sforzi di Reynolds, si ha che $F_p = -\tau$;
- in un punto *P* nel *SL* e con terreno piatto, lo *Sforzo Verticale di Taglio* si riduce a due sole componenti ($\tau_{xz} = -\rho \overline{u'w'}$), ($\tau_{yz} = -\rho \overline{v'w'}$) ed il modulo di tale vettore è pari a:

$$|\tau_{Reynolds}| = \sqrt{\tau_{xz}^2 + \tau_{yz}^2} \quad [2.56a]$$

Storicamente è stata definita una *velocità di scala u_** , nota come *friction velocity* come:

$$u_* = [\tau_{xz}^2 + \tau_{yz}^2]^{1/4} \quad [2.56b]$$

da cui si ha ovviamente che:

$$|\tau_{Reynolds}| = \rho \cdot u_*^2 \quad [2.56c]$$

Prima di concludere questa discussione sui flussi cinematici e sui flussi turbolenti, si ritorni a considerare il Flusso Turbolento di Calore Sensibile H_0 , durante una *giornata non perturbata* (senza temporali, pioggia, ecc.). Tale variabile presenta delle situazioni tipiche:

- nelle situazioni convettive, cioè nelle ore diurne soleggiate, quando l'apporto di energia solare garantisce il trasferimento al *PBL* dell'energia necessaria per la generazione di vortici convettivi, è necessario che $H_0 > 0$. Quindi $\overline{w'\theta'} > 0$.
- nelle situazioni stabili, cioè nelle ore notturne poco ventose, H_0 è negativo e ciò implica che $\overline{w'\theta'} < 0$. La turbolenza è quindi di origine meccanica con vortici di dimensione estremamente limitata;
- nelle situazioni adiabatiche, corrispondenti alla transizione da situazioni convettive a situazioni stabili (e viceversa) o a ore con velocità del vento elevate, $H_0 = 0$ e quindi $\overline{w'\theta'} = 0$.

La convettività è quindi presente solo quando esiste un adeguato apporto energetico solare, mentre la turbolenza meccanica lo è sempre e costituisce l'unico contributo durante le situazioni adiabatiche e stabili. Per questo ed anche per come è stata definita, la *friction velocity* u^* risulta sempre positiva.

Per concludere, non si può dimenticare un aspetto fondamentale che soggiace alla definizione di Flusso Medio: il periodo di mediazione. La sua scelta deve essere fatta in modo che i Flussi Medi abbiano significato micrometeorologico.

2.1.3.6 Elementi spettrali di base

Invece di ritenere un generico segnale meteorologico un insieme caotico di valori, è anche possibile pensare che tale segnale sia il risultato della *sovrapposizione di una moltitudine di segnali armonici (seni e coseni) caratterizzati da periodi differenti*. In questo caso l'analisi non prenderà le mosse da una visione esclusivamente statistica, ma al contrario da una visione prevalentemente ondulatoria. Se si immagina che passino attraverso un sensore schiere di vortici equispaziati e che ogni schiera regolare di vortici possieda una ben precisa dimensione (per fissare le idee, si immaginino vortici sferici con diametro costante) e che le diverse schiere di vortici passino contemporaneamente, il sensore vedrà un segnale risultante dalla somma di tante sinusoidi di ampiezza proporzionale alla dimensione tipica di ciascuna schiera. Questa visione è congruente con l'adozione del *Teorema di Fourier* secondo cui un generico segnale x_i , campionato a istanti successivi equispaziati $t_i = t_0, t_1, t_2, \dots, t_{N-1}$, può essere visto come la somma di tante funzioni armoniche cioè come:

$$x_n = a_0 + \sum_{k=1}^{N-1} a_k \cos\left(\frac{2\pi kn}{N}\right) + \sum_{k=1}^{N-1} b_k \sin\left(\frac{2\pi kn}{N}\right) \quad [2.57a]$$

dove $k=1,2,\dots,N-1$ determina la frequenza di ciascuna armonica ($f_k=k/N\Delta t$). I coefficienti presenti in questa relazione sono dati da:

$$a_0 = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n \quad [2.57b]$$

$$a_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n \cos\left(\frac{2\pi kn}{N}\right) \quad [2.57c]$$

$$b_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n \sin\left(\frac{2\pi kn}{N}\right) \quad [2.57d]$$

Interessante è notare come la (2.57b) sia la media del segnale nel periodo di mediazione e quindi questa nuova visione della turbolenza *comunque* separa il segnale in un valor medio e in fluttuazioni: secondo l'ipotesi di Reynolds le fluttuazioni erano totalmente stocastiche, secondo la visione spettrale, invece, tali fluttuazioni sarebbero prevalentemente armoniche. L'analisi spettrale del segnale x_n risponde molto semplicemente alla domanda: *quanto pesano le differenti armoniche nel perturbare il segnale rispetto al suo valor medio?* Per rispondere a questa domanda e senza entrare nei dettagli, si può dire che un buon indicatore di questo *peso* è la *densità spettrale*, definita in prima approssimazione come:

$$P_k = 2 \cdot (a_k^2 + b_k^2)^{1/2} \quad [2.57e]$$

e l'insieme di tutti i coefficienti P_k rappresenta quello che viene indicato come *spettro* del

segnale x_n . Maggiore è il valore di P_k , più il segnale assomiglierà ad un segnale periodico di frequenza f_k . L'analisi spettrale da sola, non è in grado tuttavia di dire *perché* una frequenza pesa più di un'altra. La (2.57a) è espressa in termini di frequenze, ma l'ipotesi di Taylor consente di trasformare le frequenze (l'inverso di un tempo) in distanze e quindi, dal nostro punto di vista un po' semplicistico, in dimensioni di vortici.

Quest'analisi può essere applicata ai vari segnali meteorologici rilevati nei pressi del suolo. Se la variabile considerata è la velocità del vento e se il tempo di osservazione è abbastanza lungo, lo spettro che si ottiene è simile a quanto raffigurato in Fig.2.16 in cui l'ordinata rappresenta la porzione di energia associata ad un vortice di una particolare dimensione, mentre in ascissa è riportata la dimensione del vortice stesso in termini di frequenza. I vortici più piccoli hanno periodi più corti. I picchi nello spettro mostrano quali vortici contribuiscono di più all'energia complessiva *vista* in un punto P . Il picco più a sinistra, con periodo di circa 100 ore, si riferisce a variazioni di velocità del vento associate al passaggio di fronti. Il picco più a destra è quello più interessante; esso è dovuto ai vortici a microscala della durata variabile tra 10 secondi e 10 minuti, quelli in effetti già visti esaminando la Fig.2.14. Dalla Fig.2.16 emerge una circostanza singolare. Sono visibili variazioni nella velocità del vento o dell'ordine di alcune ore (derivanti dai moti a mesoscala) o dell'ordine dei minuti e dei secondi (dovuti alla turbolenza). Non si notano variazioni con periodi intermedi. Tale fenomeno è del tutto generale ed è noto col termine *spectral gap* ed è molto evidente nella figura (la valle tra i due picchi principali). Non era quindi arbitrario definire il *PBL* come *quella porzione di troposfera che risponde alle forzanti su una scala temporale dell'ordine dell'ora* (Stull, 1989); implicito era il fatto che la turbolenza fosse la principale forza motrice agente nel *PBL*. Lo *spectral gap* è quindi un mezzo per separare le influenze turbolente sul *PBL* da quelle influenze che turbolente non sono. Da queste considerazioni si può concludere che il periodo di mediazione da adottare nella stima della media e degli altri momenti di interesse dovrebbe essere di 15÷60 minuti.

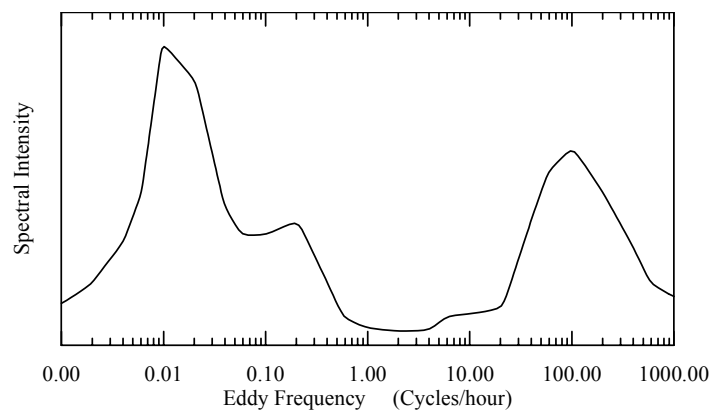


Fig.2.16: spettro della velocità del vento al suolo.

L'evidenza sperimentale ha mostrato come il *PBL*, specialmente se convettivo, sia sede di vortici di varie dimensioni (da vortici dell'ordine del chilometro a vortici dell'ordine del millimetro). Nel 1926 Richardson notò che i moti a scala più piccola hanno sempre origine dall'instabilità dei moti a scala maggiore e perciò ipotizzò l'esistenza di un processo di *energy cascade* in cui i vortici di dimensioni maggiori si frammentavano in vortici sempre più piccoli fino a giungere a dimensioni talmente limitate da dissipare tutta l'energia cinetica turbolenta disponibile in calore. Per quantificare questi concetti, si immagini di poter disporre di una fotografia spaziale della meteorologia in un dato istante. Se si immagina un'atmosfera omogenea, il coefficiente di correlazione R spaziale più che dipendere da due punti distinti dello spazio, dipende dalla loro distanza r . Una misura della distanza entro cui il segnale resta correlato con sé stesso è la *lunghezza integrale di scala* L , definita come:

$$L = \int_0^{\infty} R(r)/R(0) dr \quad [2.58a]$$

interpretabile come la *lunghezza caratteristica dei vortici dominanti* che trasportano la maggior parte dell'energia cinetica turbolenta e determinano la turbolenza atmosferica. In linea di principio, tale lunghezza di scala è tipica di ogni proprietà del flusso e, in generale, dipende dalla distanza dal suolo, dalla stabilità, e dalla direzione adottata per il suo calcolo.

Se E è l'energia cinetica turbolenta, ε il suo tasso di dissipazione (cioè la variazione nel tempo di E a causa della viscosità) e ν la viscosità cinematica, è possibile ottenere un'importante lunghezza di scala η , detta *microscala di Taylor*, così definita:

$$\eta = (\nu E / \varepsilon)^{1/2} \quad [2.58b]$$

che rappresenta la *dimensione in corrispondenza della quale gli effetti viscosi diventano significativi*. Con E pari a $2 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$, ν pari a $2.5 \cdot 10^{-5}$ ed ε di circa $3 \cdot 10^{-3}$, η vale circa 0.1 m.

Il *PBL* non è mai né omogeneo né isotropo per la presenza del suolo su cui scorrono le masse d'aria, anche se può essere considerato *localmente omogeneo ed isotropo* in piccole sottoregioni abbastanza distanti dal suolo. Misure fatte hanno mostrato come tale ipotesi sia soddisfatta dai vortici di piccole dimensioni che non riescono ad essere influenzati dalla superficie terrestre e presentano le medesime proprietà in ogni direzione. L'omogeneità ed isotropia locale era stata predetta nel 1941 da *Kolmogorov*, che introdusse *due ipotesi*.

La prima ipotesi di Kolmogorov dice che:

le proprietà medie dei vortici di piccola scala di ogni flusso ad elevato numero di Reynolds sono dissipate unicamente dalla viscosità cinematica del fluido ν e dalla dissipazione di energia cinetica turbolenta ε .

Tale ipotesi si applica in un intervallo (*equilibrium range*) determinato dalla disuguaglianza $L \gg l \gg \mu$, dove l è la dimensione tipica del vortice e μ è la *microscala di Kolmogorov*:

$$\mu = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4} \quad [2.58c]$$

che definisce la *dimensione dei vortici che dissipano energia a causa della viscosità del fluido*. Nel caso di un *PBL* convettivo, μ vale circa 0.001 m.

La seconda ipotesi di Kolmogorov dice che:

per numeri di Reynolds sufficientemente grandi, esiste un sottointervallo del range di equilibrio in cui le proprietà medie del flusso sono determinate solo dalla dissipazione di energia turbolenta ε .

Tale intervallo, definito dalla disequazione $L \gg l \gg \eta$, è noto come *inertial subrange*, poiché è dominato dalle forze inerziali la cui azione porta alla redistribuzione dell'energia tra i vortici di dimensioni differenti. In questo subrange non c'è dissipazione, ma solo *energy cascade*. Per questa ragione il regime fluidodinamico nell'*inertial subrange* deve essere stazionario ed avere un carattere universale.

La *Fig.2.17* riassume graficamente tutto ciò ed in essa si nota come i vortici convettivi vengano

generati con dimensioni ragguardevoli ed evolvano fino a raggiungere una dimensione pari ad L (100 metri, per esempio, è un valore tipico). A questo punto la loro dimensione diviene compatibile con l'*inertial subrange* e la loro riduzione dimensionale dipende solo dall'azione della dissipazione di energia cinetica turbolenta. Prima erano asimmetrici ed anisotropi, ora sempre più tendono alla simmetria ed all'isotropia finché, raggiunta la dimensione η (nel caso esempio 0.1 m), sono preda delle forze viscosse. Diminuiscono ancora di dimensione e quando raggiungono una scala dimensionale dell'ordine di μ (0.001 m), si dissipano in calore. Lo spettro dimensionale dei vortici di un PBL turbolento copre quindi almeno cinque decadi!

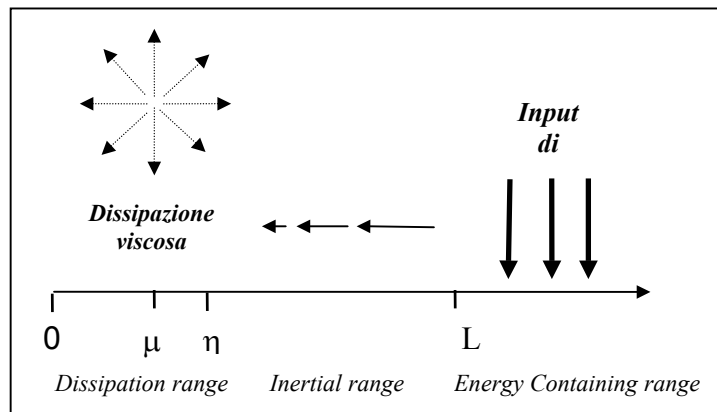


Fig.2.17: distribuzione schematica dell'energia nel PBL.

2.1.3.7 Parametri caratteristici della turbolenza atmosferica

Il parametro che descrive la forzante convettiva del PBL è sicuramente il *flusso turbolento di calore sensibile* definito come:

$$H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'} \quad [2.59a]$$

Il parametro che descrive lo scambio di vapor d'acqua tra il suolo ed il PBL è il *Flusso Turbolento di Calore Latente* H_E , dato da:

$$H_E = \lambda \cdot \overline{a'w'} \quad [2.59b]$$

La *turbolenza meccanica*, derivante dallo *shear* del vento, è parametrizzata dalla *friction velocity* u_* (velocità di scala dello Strato Superficiale), definita come:

$$u_* = \left[\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right]^{0.25} \quad [2.59c]$$

Questi parametri sono necessari e sufficienti per descrivere completamente le forzanti convettiva e meccanica nel *SL*, tuttavia è consuetudine definire altri parametri caratteristici:

- la *temperatura di scala* T_* : essa nasce dalla constatazione che H_0 diviso per ρC_p ha le dimensioni di una velocità per una temperatura. Da ciò deriva la definizione della temperatura di scala seguente:

$$T_* = -\overline{w'\theta'}/u_* \quad [2.59d]$$

- l'*umidità di scala* q_* : tale parametro viene definito nel modo seguente:

$$q_* = -\overline{a'\theta'}/u_* \quad [2.59e]$$

- la *lunghezza di Monin–Obukhov* L : essa è stata introdotta dai due ricercatori russi per definire una *lunghezza di scala* per il SL . Essa è definita come:

$$L = -\frac{\overline{T}}{kg} \frac{u_*^3}{\overline{w'\theta'_v}} \quad [2.59f]$$

dove T è la temperatura media del SL , g è l'accelerazione di gravità e k è la costante di von Karman (pari a 0.4). L , in valore assoluto, è la quota in cui si ha il bilancio tra la turbolenza meccanica e la turbolenza termica e quindi tale valore è in pratica dello stesso ordine dell'estensione verticale della SL . E' interessante osservare come le situazioni convettive presentino valori di L negativi, mentre le situazioni stabili valori positivi. E' poi immediato vedere come in modulo L aumenti all'avvicinarsi dell'adiabaticità, tendendo a $+\infty$ se l'avvicinamento avviene da situazioni stabili e a $-\infty$ se da situazioni convettive. Questo bizzarro comportamento di L ne fa un parametro scomodo nella pratica; come si vedrà nel seguito, verrà più spesso utilizzato il parametro $1/L$ o meglio z/L con z la quota di misura.

Riassumendo quanto si è detto, risulta che:

- la velocità di frizione u_* è sempre positiva, e ciò è la diretta conseguenza del fatto che la turbolenza meccanica è sempre presente e deriva dallo *shear* del vento,
- nelle situazioni convettive, $H_0 > 0$ e $L < 0$,
- nelle situazioni stabili, $H_0 < 0$ e $L > 0$,
- nelle situazioni adiabatiche $H_0 = 0$ e $|L| = \infty$.

Quelli sopra elencati sono i parametri caratteristici della turbolenza entro il SL . Ad essi si devono affiancare altri parametri che completano il quadro della turbolenza dell'intero PBL .

Nelle situazioni convettive, la *lunghezza di scala dell'intero PBL* è la sua estensione verticale z_i . Oltre a ciò si definisce anche una *velocità di scala convettiva* w_* , definita come:

$$w_* = \left(g/\overline{T} \cdot \overline{w'\theta'} \cdot z_i \right)^{1/3} \quad [2.59g]$$

A tale variabile (ovviamente non definibile nelle situazioni stabili e normalmente posta arbitrariamente a zero in tali situazioni) si può attribuire il significato di velocità ascensionale caratteristica degli *eddy* entro il ML . Questa velocità è normalmente piuttosto rilevante; in effetti se si considera una tipica situazione altamente convettiva caratterizzata da $T = 300K$, $H_0 = 150 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ e $z_i = 1000$, w_* risulta pari a $2.6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. Ciò comporta che un vortice turbolento che si forma al suolo impiega un tempo pari a circa 10 minuti per raggiungere la sommità del PBL ! Questa considerazione rafforza ulteriormente la scelta di un periodo di mediazione di $15\div 60$ minuti per le variabili meteorologiche.

Per quanto riguarda invece il PBL stabile, la velocità di scala caratteristica è solo la *friction velocity* e come scala spaziale caratteristica può essere considerata solo la sua estensione verticale h_m .

2.2 IL MODELLO DI PBL

Per definire un modello matematico di *PBL* è necessario individuare le relazioni matematiche che descrivono l'evoluzione nello spazio e nel tempo le principali variabili che ne caratterizzano lo stato, cioè la dipendenza della componente longitudinale della velocità del vento u , della componente trasversale v e verticale w , della densità ρ , della temperatura T , della pressione p e dell'umidità specifica dalle coordinate spaziali x , y e z e dalla coordinata temporale t . Per conseguire tale obiettivo, è giocoforza utilizzare l'apparato teorico della Fluidodinamica basato:

- sulla legge di *conservazione della quantità di moto*,
- sulla legge di *conservazione della massa*,
- sulla legge di *conservazione dell'energia*,
- sull'*equazione di stato dei gas*,
- sulla legge di *conservazione del vapor d'acqua*

L'impiego di tali leggi e la loro applicazione al caso del *PBL* è finalizzato all'individuazione di relazioni di tipo *prognostico* per ogni variabile fisica descrittrice dello stato di questo sistema fisico. Va ricordato che una relazione tipo prognostico è una *relazione differenziale* tra la variazione temporale di una variabile (per esempio una componente del vento) e la variazione spaziale della stessa variabile e di altre variabili rilevanti. Qui di seguito viene presentato in modo sintetico il modello fluidodinamico del *PBL*, tralasciando la deduzione delle varie relazioni che lo costituiscono. Per una discussione più dettagliata si rimanda a Mateev (1965), Holton (1992), Dutton (1995), Wallace e Hobbs (1977). Riferimenti più specifici alle problematiche del *PBL* sono Arya (1987), Blackadar (1997), Nieuwstadt e van Dop (1982), Stull (1988), Garratt (1992), Sorbjan (1989) e Sozzi e al., (2002).

2.2.1 Le equazioni per le variabili istantanee

Da un punto di vista teorico risulta ragionevole iniziare la discussione prendendo come riferimento il *valore istantaneo* che le diverse variabili assumono nello spazio e nel tempo. Ciò quindi equivale ad ignorare la natura stocastico/caotica di tali variabili e a focalizzare completamente l'attenzione sulle relazioni fisiche che comunque debbono legarle insieme, nello spazio e nel tempo.

2.2.1.1 L'equazione di continuità

La prima legge fisica considerata è la *conservazione della massa* che, in generale, può essere espressa dalla relazione prognostica seguente:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (u\rho)}{\partial x} + \frac{\partial (v\rho)}{\partial y} + \frac{\partial (w\rho)}{\partial z} = 0 \quad [2.60a]$$

Dato che nel *PBL* è ragionevole considerare l'aria del *PBL* come un *fluido incompressibile* in cui le variazioni di densità possono essere considerate trascurabili, l'equazione di continuità si può semplificare come segue:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad [2.60b]$$

Quando si assume valida questa semplificazione (**approssimazione di incomprimibilità**), la legge di conservazione della massa non porta ad un'equazione di tipo prognostico, bensì ad un'equazione diagnostica per le componenti del vento (la divergenza del vento deve essere ovunque nulla) condizione che tali componenti dovranno *sempre* rispettare durante la loro evoluzione temporale.

2.2.1.2 Le equazioni di Navier-Stokes

Le equazioni di Navier-Stokes (dal nome di coloro che per primi le hanno derivate) esprimono matematicamente la seconda legge di Newton per la conservazione della quantità di moto. La loro forma generale risulta essere la seguente:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial u}{\partial x_j} = f_c v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 u}{\partial x_j^2} \quad [2.61a]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial v}{\partial x_j} = -f_c u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 v}{\partial x_j^2} \quad [2.61b]$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial w}{\partial x_j} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 w}{\partial x_j^2} \quad [2.61c]$$

dove $\nu = \mu/\rho$ è la viscosità molecolare cinematica, g è l'accelerazione di gravità e f_c è il parametro di Coriolis che tiene conto della rotazione terrestre ($f_c = 1.45 \cdot 10^{-4} \sin \Phi$ (s^{-1}) dove Φ è la latitudine). Nelle relazioni seguenti si è utilizzata una notazione compatta secondo cui:

- la generica coordinata x_i è x se $i=1$, y se $i=2$ e z se $i=3$;
- la generica componente del vento u_j è u se $j=1$, v se $j=2$ e w se $j=3$.

In queste equazioni ogni termine riveste un significato specifico. Il membro di sinistra è la variazione lagrangiana complessiva della componente u_i della velocità del fluido (del vento quindi), dovuta ai fenomeni descritti dai membri di destra dell'equazione che hanno il significato seguente:

- il primo termine permette alla gravità di agire verticalmente;
- il secondo termine descrive l'influenza della rotazione terrestre (effetto di Coriolis) e, come si vede, tale influenza è limitata alle sole componenti orizzontali;
- il terzo termine descrive le forze legate al gradiente di pressione;
- il quarto termine rappresenta l'influenza dello sforzo viscoso.

2.2.1.3 L'equazione di stato dei gas

Il sistema di quattro equazioni differenziali costituito dall'equazione di continuità e dalle equazioni di Navier-Stokes contiene 5 incognite (ρ , p , u , v , w), quindi non è chiuso. D'altro canto, finora sono state considerate solo relazioni fisiche di tipo meccanico, senza tener conto in alcun modo delle leggi della termodinamica. La prima legge termodinamica presa in considerazione è l'equazione di stato di un gas perfetto che abbiamo visto valere anche per il PBL. La sua espressione è la seguente:

$$p = \rho RT \quad [2.62]$$

p è la pressione, R la costante dei gas ($R=287 \text{ J}\cdot\text{K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$) e T la temperatura assoluta. Tale relazione varrebbe rigorosamente solo nel caso in cui nella *PBL* fosse assente l'umidità. In sua presenza, come si è visto, l'equazione di stato vale ancora a patto di sostituire T_v a T .

2.2.1.4 La prima legge della termodinamica

L'impiego del primo principio della Termodinamica e della legge di conservazione dell'energia ad una particella di aria porta all'equazione prognostica per la temperatura potenziale istantanea:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = v_{\theta} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho C_p} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial Q_j^*}{\partial x_j} - \frac{L_p E}{\rho C_p} \quad [2.63]$$

in cui v_{θ} è la diffusività termica molecolare, L_p il calore latente associato alla massa E di vapore d'acqua per unità di volume e di tempo creata dal cambiamento di fase (si veda il paragrafo successivo) e Q_j^* la componente della radiazione netta nella direzione j . Il primo termine della relazione precedente rappresenta il tasso di variazione di temperatura potenziale, il secondo l'avvezione. Il terzo termine è la diffusione molecolare, il quarto termine è associato alla divergenza di radiazione, mentre l'ultimo è associato al calore latente liberato durante i cambiamenti di fase.

2.2.1.5 La conservazione dell'umidità

Dato che nella conservazione del calore è presente anche un termine che tiene conto della trasformazione di fase dell'acqua presente nell'aria umida, per chiudere il sistema di equazioni non basta solo la definizione di temperatura potenziale, ma occorre anche la relazione di bilancio dell'acqua in atmosfera.

Pertanto, sia q_T l'umidità specifica dell'aria, cioè la massa di acqua (in qualsiasi stato fisico) per unità di massa dell'aria umida. La sua conservazione, assumendo valida l'ipotesi di incomprimibilità, può essere scritta nel modo seguente:

$$\frac{\partial q_T}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial q_T}{\partial x_j} = v_q \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 q_T}{\partial x_j^2} + \frac{S_{q_T}}{\rho_{aria}} \quad [2.64]$$

dove v_q è la diffusività molecolare del vapore d'acqua in aria ed S_{q_T} è il termine netto di sorgente.

2.2.1.6 La conservazione di una quantità scalare

La conservazione di una quantità scalare, come per esempio la concentrazione in aria di una specie chimica, si ottiene allo stesso modo in cui si è ricavata l'equazione di continuità. Definendo c la concentrazione di una quantità scalare, l'equazione che ne esprime la conservazione è la seguente:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = v_c \sum_{j=1}^3 \frac{\partial^2 c}{\partial x_j^2} + S \quad [2.65]$$

dove v_c è la diffusività molecolare di c e S è la somma dei processi non rappresentati

esplicitamente nell'equazione, come ad esempio le reazioni chimiche. In S , a rigore, sarebbero contenuti anche gli effetti dell'interazione tra la presenza della specie chimica considerata ed i parametri meteorologici determinando un accoppiamento molto stretto tra parametri chimici e parametri meteorologici. Questi fenomeni non sono la normalità e quindi spesso è possibile trascurarne l'effetto sulla meteorologia del *PBL*. Va rilevato che la (2.65) costituisce il punto di partenza logico di ogni modello matematico dedicato alla descrizione della dispersione degli inquinanti in aria. Da essa si nota come l'evoluzione spazio-temporale della concentrazione di uno scalare non sia indipendente, in linea di principio, dall'evoluzione spazio-temporale delle variabili micrometeorologiche.

2.2.1.7 Osservazioni

Il sistema di equazioni differenziali individuato costituisce un sistema chiuso, essendo costituito da sei equazioni differenziali nelle sei variabili $(\rho, u, v, w, p, \theta, q)$. Si stanno considerando, però, delle variabili istantanee e le equazioni individuate ci dicono semplicemente che per esse valgono le leggi di conservazione della Fluidodinamica. In teoria, un sistema di equazioni differenziali chiuso, una volta definite opportune condizioni iniziali ed al contorno, dovrebbe essere risolubile, ma finora non è nota alcuna soluzione analitica di questo sistema in situazioni reali. Se si abbandonasse l'idea di una risoluzione analitica e si propendesse per una soluzione numerica, la difficoltà non diminuirebbe. In effetti vale la pena di sottolineare una circostanza importante. Si immagini pure di possedere le tecniche di risoluzione numerica per questo sistema di equazioni: esiste un uomo (o più uomini) in grado di dire con certezza quali siano le condizioni iniziali ed al contorno di un sistema così complesso, che si presenta all'osservazione con marcati tratti stocastici? Si tratterebbe di dare, per esempio, ad un dato istante iniziale i campi *istantanei certi* delle diverse variabili di interesse in un dominio spaziale reale. La non linearità di tanti termini presenti nelle equazioni di bilancio fa sospettare che piccoli errori nella determinazione delle condizioni iniziali ed al contorno possano avere effetti drammatici sui risultati ottenibili dall'integrazione del sistema. In effetti il comportamento *caotico* delle equazioni di bilancio è stato ampiamente evidenziato nelle sperimentazioni numeriche (Sorbján, 1989). Pur supponendo di poter superare queste difficoltà, la risoluzione di tale sistema è proibitiva anche da un punto di vista numerico, infatti la difficoltà sta nel fatto che risolvere in maniera corretta tale sistema di equazioni differenziali significa *risolvere* (cioè descrivere esplicitamente) tutte le scale spazio-temporali caratteristiche della turbolenza del *PBL*. Ricordando che lo spettro tipico della turbolenza si estende per oltre cinque decenni, è immediato constatare quanto questo problema sia ben al di là delle attuali capacità degli strumenti di calcolo disponibili. Pertanto il modello istantaneo, pur avendo il pregio teorico di descrivere in modo naturale, esauriente e corretto l'evoluzione spazio-temporale del *PBL*, risulta totalmente inapplicabile allo stato attuale della tecnologia.

2.2.2 *Le equazioni per le variabili medie*

Invece di considerare le variabili istantanee, si adotti la visione stocastica illustrata in precedenza, secondo cui le variabili che definiscono l'evoluzione spazio-temporale del *PBL* sono *variabili stocastiche* definibili mediante gli infiniti momenti centrali. A questo punto il ruolo della Fluidodinamica è quello di definire dei *vincoli* che devono rispettare le variazioni spazio-temporali delle differenti variabili. Come si è visto, la piramide dei momenti ha come vertice la media su cui si fonda qualsiasi definizione di momento centrale, ma il termine media non è un termine univoco e già si è visto come la scelta naturale (dal punto di vista teorico) della *media di insieme* non sia in pratica applicabile. Da qui la necessità di adottare una definizione di media più vicina alle possibilità sperimentali e la *media temporale* pare attualmente la scelta più

adeguata. L'adozione di una visione stocastica del fenomeno non è senza inconvenienti. Infatti alla difficoltà di dover dare condizioni iniziali e al contorno per le variabili istantanee e a risolvere vortici le cui dimensioni si estendono su cinque decadi (difficoltà della *visione istantanea*), si contrappone l'impresa ancor più ardua di scrivere infinite equazioni di bilancio per gli infiniti momenti che descrivono il *PBL*. L'intuizione ci dice che le varie distribuzioni di probabilità probabilmente potranno essere descritte in maniera soddisfacente con un numero ridotto di momenti.

Ciò premesso, rivisitiamo ora le relazioni di bilancio alla luce di queste considerazioni con l'obiettivo di costruire un *nuovo* modello matematico del *PBL* riferito non tanto alle variabili istantanee, quanto piuttosto alla previsione dell'evoluzione media delle stesse ed eventualmente dei principali momenti di interesse. Per prima cosa è opportuno formulare dettagliatamente l'ipotesi proposta nel 1895 da Reynolds, secondo cui:

$$\begin{aligned} \bar{\rho} &= \bar{\rho} + \rho' & \bar{u} &= \bar{u} + u' & \bar{v} &= \bar{v} + v' & \bar{w} &= \bar{w} + w' \\ \bar{p} &= \bar{p} + p' & \bar{\theta} &= \bar{\theta} + \theta' & \bar{q} &= \bar{q} + q' \end{aligned} \quad [2.66a]$$

Prima di procedere, è interessante calcolare il valor medio del prodotto di due variabili istantanee A e B . In pratica si ha che:

$$\begin{aligned} \overline{(A \cdot B)} &= \overline{(\bar{A} + a') \cdot (\bar{B} + b')} = \overline{\bar{A} \cdot \bar{B} + \bar{A}b' + a'\bar{B} + a'b'} \\ &= \overline{(\bar{A} \cdot \bar{B})} + \overline{(\bar{A}b')} + \overline{(a'\bar{B})} + \overline{(a'b')} \\ &= \bar{A} \cdot \bar{B} + 0 + 0 + \overline{a'b'} = \bar{A} \cdot \bar{B} + \overline{a'b'} \end{aligned} \quad [2.66b]$$

La covarianza $\overline{a'b'}$ tra le due variabili, non è necessariamente nulla: la principale differenza tra le equazioni per le variabili istantanee e quelle per le variabili medie sta proprio nella presenza in queste ultime dei momenti di secondo ordine del tipo $\overline{u'_i u'_j}$ (*Reynolds stress*) o $\overline{u'_i \theta'}$ (*flusso di calore turbolento*), che non possono essere trascurati.

2.2.2.1 L'equazione di stato

Utilizzando l'ipotesi di Reynolds e le proprietà della media d'insieme, dall'equazione di stato espressa in forma istantanea è semplice ottenere la relazione seguente:

$$\bar{p}/R = \bar{\rho} \cdot \bar{T}_v \quad [2.67]$$

che mette in relazione il valor medio della pressione con il valor medio della densità e della temperatura virtuale dell'aria.

2.2.2.2 L'equazione di continuità

Per semplicità, con l'equazione di continuità nella forma incomprimibile, l'impiego dell'ipotesi di Reynolds e delle proprietà della media comporta che:

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad [2.68]$$

Quanto ottenuto sta a significare che, in questo caso, la forma matematica con cui si presenta

l'equazione di continuità scritta per le variabili medie è del tutto identica all'analogha equazione scritta per le variabili istantanee; ciò è ovviamente vero *solo* se si assume valida l'ipotesi di incomprimibilità. In questo caso, inoltre, è interessante notare come l'equazione di continuità rappresenti anche una *relazione diagnostica* per le componenti medie del vento.

2.2.2.3 La conservazione della quantità di moto

Dalle equazioni prognostiche per le componenti istantanee u e v , una volta trascurati i termini dipendenti dalla viscosità del tutto irrilevanti nel *PBL*, è possibile ottenere le seguenti relazioni:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_j} = f_c \bar{v} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial (\overline{u'_j u'_j})}{\partial x_j} \quad [2.69a]$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} = -f_c \bar{u} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial (\overline{u'_j v'_j})}{\partial x_j} \quad [2.69b]$$

In esse, accanto ai valori medi delle componenti orizzontali del vento, sono comparsi anche gli elementi della matrice di varianza-covarianza delle tre componenti del vento stesso (cioè i flussi di quantità di moto), cosa che costituisce una novità importante. In queste relazioni:

- il primo termine rappresenta il guadagno di quantità di moto media;
- il secondo descrive l'avvezione della quantità di moto media causata dal vento medio;
- il terzo termine permette alla gravità di agire verticalmente;
- il quarto termine descrive l'influenza della rotazione terrestre (effetto di Coriolis);
- il quinto termine descrive l'effetto delle forze legate al gradiente di pressione medio;
- il sesto termine rappresenta l'influenza del Reynolds stress sul movimento medio. Può anche essere visto come la divergenza del flusso turbolento di quantità di moto.

La presenza di quest'ultimo termine implica che la *turbolenza deve sempre essere considerata*, anche quando si è interessati solo alle variabili medie, essendo questo termine dello stesso ordine di grandezza (a volte anche maggiore) di molti altri termini presenti nell'equazione. La cosa non è imprevedibile e ci sottolinea il fatto che il valore medio di una componente del vento non dipende solo dal valore medio delle altre, ma anche dalla loro covarianza.

La componente \bar{w} , normalmente indicata col termine *subsidenza*, in un *PBL* non interessato da fenomeni meteorologici particolarmente violenti è molto piccola, soprattutto se confrontata con le fluttuazioni w' . È consuetudine trascurare tale componente media, ragion per cui sparirà dal modello del *PBL* l'intera equazione prognostica ad essa relativa.

Ritornando alle equazioni relative alle componenti orizzontali, è consueto introdurre le componenti del vento geostrofico \bar{u}_g e \bar{v}_g definite come:

$$f_c \bar{u}_g = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \quad f_c \bar{v}_g = +\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad [2.69c]$$

In conclusione, dall'applicazione dell'operatore media alle relazioni di conservazione della quantità di moto, dopo l'adozione di alcune semplificazioni compatibili con le caratteristiche tipiche del *PBL*, quello che si ottiene sono le relazioni seguenti:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_j} = -f_c \cdot (\bar{v}_g - \bar{v}) - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u'_j u'}}{\partial x_j} \quad [2.69d]$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \cdot \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} = +f_c \cdot (\bar{u}_g - \bar{u}) - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u'_j v'}}{\partial x_j} \quad [2.69e]$$

E' importante sottolineare ancora una volta che l'applicazione dell'operatore media alle equazioni del bilancio della quantità di moto ha generato equazioni prognostiche per i valori medi delle componenti orizzontali del vento in cui sono presenti anche i momenti secondi centrali (varianze e covarianze).

2.2.2.4 La conservazione del calore

Consideriamo ora la relazione che rappresenta, in termini istantanei, la legge di conservazione del calore. L'impiego dell'ipotesi di Reynolds porta immediatamente alla relazione prognostica per la temperatura potenziale virtuale media:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \cdot \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho C_p} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \bar{Q}_j^*}{\partial x_j} - \frac{L_v E}{\rho C_p} - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial (\overline{u'_j \theta'})}{\partial x_j} \quad [2.70]$$

dove, anche in questo caso, si è trascurato il termine viscoso. Si può notare che:

- il primo termine rappresenta il guadagno di calore medio;
- il secondo termine descrive l'avvezione del calore medio a causa del vento medio;
- il terzo termine è la sorgente di radiazione netta associata alla divergenza di radiazione;
- il quarto termine è la sorgente di radiazione associata al rilascio di calore latente;
- il quinto termine rappresenta la divergenza del flusso turbolento di calore.

Anche il bilancio di calore ripropone la situazione vista nella conservazione della quantità di moto, solo che in questo caso la relazione ottenuta sottolinea il fatto che vento e temperatura non sono affatto disaccoppiati, anzi sono strettamente legati dalle covarianze componente del vento-temperatura, cioè dai flussi di calore sensibile, presenti nell'ultimo termine.

2.2.2.5 La conservazione dell'umidità

Se si opera in modo analogo sull'equazione del bilancio di umidità specifica totale, trascurando ancora una volta il termine viscoso, si giunge alla relazione prognostica seguente:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \cdot \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} = \frac{S_{qT}}{\rho_{aria}} - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u'_j q'}}{\partial x_j} \quad [2.71]$$

dove :

- il primo termine rappresenta la variazione temporale di umidità totale media;
- il secondo termine descrive l'avvezione di umidità totale media a causa del vento medio;
- il terzo termine è il termine netto di sorgente per l'umidità totale media;
- il quarto termine rappresenta la divergenza della umidità totale media.

L'equazione precedente afferma un concetto estremamente interessante: la presenza di vapor d'acqua in atmosfera è influenzata ed influenza a sua volta le altre variabili meteorologiche con un effetto di *controreazione* non facilmente immaginabile. La mutua interazione è rappresentata dalle covarianze tra l'umidità specifica e le componenti del vento, cioè dai flussi di umidità.

2.2.2.6 La conservazione di uno scalare

Per la conservazione di ogni specie chimica presente vale la relativa legge di conservazione in termini istantanei. L'introduzione dell'ipotesi di Reynolds e l'applicazione dell'operatore media conducono ad un'equazione prognostica per la concentrazione media \bar{c} che, una volta trascurato il termine viscoso, diventa:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \cdot \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} = S_c - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u'_j c'}}{\partial x_j} \quad [2.72]$$

dove S_c rappresenta collettivamente i termini di sorgente (emissioni, processi chimici e chimico-fisici). La (2.72) è veramente il punto di partenza effettivo per ogni modello (di tipo euleriano) per la dispersione degli inquinanti in aria e da essa è immediatamente visibile il fatto che, per poter essere utilizzata, richiede sia la conoscenza dei campi meteorologici medi che del campo dei flussi turbolenti. Questa è la dimostrazione più evidente di quanto sia importante la micrometeorologia nello studio della dispersione degli inquinanti entro il *PBL*.

2.2.2.7 Riepilogo delle relazioni ottenute

L'impiego della legge dei gas e delle leggi di conservazione (massa, quantità di moto, calore, umidità), l'adozione delle ipotesi di Reynolds e l'applicazione dell'operatore media, hanno condotto, dopo alcuni ragionevoli semplificazioni, al modello prognostico seguente:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_j} = -f_c (\bar{v}_g - \bar{v}) - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u' u'_j}}{\partial x_j} \quad [2.73a]$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_j} = +f_c (\bar{u}_g - \bar{u}) - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u' u'_j}}{\partial x_j} \quad [2.73b]$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho C_p} \cdot \left(L_v E + \frac{\partial \overline{Q_3^*}}{\partial z} \right) - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_j} \quad [2.73c]$$

$$\frac{\partial \bar{q}_T}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{q}_T}{\partial x_j} = \frac{S_{q_T}}{\rho} - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \overline{u'_j q'_T}}{\partial x_j} \quad [2.73d]$$

$$\frac{\bar{p}}{R} = \bar{\rho} \cdot \bar{T}_v \quad [2.73e]$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad [2.73f]$$

Non è difficile accorgersi che questo sistema di equazioni non è un sistema chiuso, dato che il numero di equazioni è inferiore al numero di variabili presenti.

2.2.3 Le equazioni per i Momenti del Secondo Ordine

Nelle equazioni prognostiche delle variabili medie compaiono i momenti del secondo ordine che non sono noti a priori e, in generale, non sono nemmeno trascurabili. Anche per essi è possibile ricavare delle equazioni prognostiche che si derivano (operazione algebrica semplice, ma estremamente laboriosa) dalle equazioni di conservazione per le variabili istantanee e dall'introduzione dell'ipotesi di Reynolds. Se queste nuove equazioni non contenessero ulteriori incognite, il sistema risulterebbe chiuso. Sfortunatamente si dimostra che in esse sono presenti i momenti del terzo ordine, innestando quindi un processo degenerativo secondo cui più elevato è il grado del momento considerato, maggiore è il numero di nuove incognite coinvolte, tutte costituite da momenti di ordine superiore al momento desiderato. Questo è il ben noto *problema della chiusura* che per primi misero in evidenza Keller e Friedmann nel 1924 e che porta alla conclusione che *il sistema di equazioni fluidodinamiche descrittive del PBL non può essere mai chiuso* congruentemente con la visione stocastica del *PBL*. Ciò non significa che tale apparato matematico non possa portare ad un modello operativo per la previsione dell'evoluzione spazio-temporale del *PBL*. Per ulteriori dettagli si rimanda a Stull (1989) e Sorbjan (1989).

2.2.4 Il Problema della Chiusura

Sono stati presentati due modi per descrivere matematicamente l'evoluzione spazio-temporale del *PBL*, entrambi basati sulle equazioni della fluidodinamica: il primo riferito ai valori istantanei delle variabili meteorologiche, il secondo ai momenti centrali delle stesse. Il risultato ottenuto è che mentre il primo metodo risulta costituito da un insieme chiuso di equazioni tra le variabili istantanee, il secondo invece, che utilizza variabili meteorologiche medie, non lo è. Tuttavia, l'unico metodo che si può ragionevolmente pensare di impiegare nelle applicazioni pratiche è l'integrazione numerica delle equazioni differenziali relative alle variabili meteorologiche medie, anche se all'apparenza non è chiaro come fare. Per renderlo *trattabile*, l'approccio seguito è quello di *considerare un numero limitato di equazioni prognostiche* (in generale solo quelle che descrivono le variabili medie) ed *approssimare le rimanenti incognite* (i momenti di ordine superiore) con relazioni di fatto semiempiriche basate sulla conoscenza delle variabili di cui sono considerate le relative relazioni prognostiche. *Questa operazione è chiamata la chiusura del sistema di equazioni fluidodinamiche*. A questo punto è doveroso fare alcune considerazioni. Le equazioni sono state scritte ipotizzando come media la media di insieme, tuttavia è evidente che dal punto di vista pratico tale media non può essere presa in considerazione. I modelli normalmente impiegati adottano invece come media la media temporale ed ipotizzano che i processi meteorologici siano *processi ergodici*.

L'elemento principale che caratterizza i diversi modelli matematici di *PBL* è il tipo di chiusura, cioè il modo con cui vengono parametrizzate le variabili meteorologiche in esubero, responsabili della non chiusura del modello. Inizialmente si prenderà in considerazione la *chiusura di tipo locale*, secondo cui ogni singola variabile in esubero (in genere un flusso turbolento o comunque un momento di ordine superiore) viene espressa con relazioni semiempiriche basate su variabili non in esubero *relative allo stesso punto spazio-temporale*. Questo modo di procedere è molto naturale ma non sempre porta a simulazioni fisicamente corrette, specialmente nelle situazioni convettive. Successivamente, verrà illustrata brevemente una famiglia di metodi differenti di chiusura, la *chiusura non locale*, che cerca di tener conto dell'enorme scala spettrale che caratterizza i vortici turbolenti del *PBL*. Si abbandona quindi l'ipotesi che un momento di ordine superiore sia descrivibile in un punto dello spazio-tempo sulla base del valore assunto delle variabili non in esubero sempre nel medesimo punto dello spazio. La presenza dei vortici turbolenti di così grandi dimensioni, soprattutto nelle situazioni convettive, determina contributi in un punto che provengono da gran parte del *PBL* stesso. Qui

viene fatta una trattazione molto sintetica; per maggiori dettagli si rimanda a Sozzi e al. (2002).

2.2.4.1 Chiusura Locale

2.2.4.1.1 Chiusura locale del primo ordine

Per modello con *chiusura del primo ordine* (o di *tipo K*) si intende un modello di *PBL* basato sulle sole equazioni prognostiche relative alle variabili medie, in cui i momenti del secondo ordine (gli unici presenti direttamente) vengono parametrizzati impiegando i *gradienti locali* delle variabili medie stesse. Più precisamente, in analogia con la legge di Fourier, viene *postulata una relazione diretta e lineare tra i flussi ed i gradienti delle variabili medie*. In particolare, se consideriamo *gli sforzi di Reynolds*, questo modo di procedere ipotizza che siano valide le relazioni seguenti:

$$\overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad \overline{v'w'} = -K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \quad [2.74a]$$

dove K_m è il *coefficiente di diffusività turbolenta per la quantità di moto*. Analoghe ipotesi vengono fatte per il flusso turbolento di calore e di umidità, espressi dalle seguenti relazioni:

$$\overline{w'g'_v} = -K_h \frac{\partial \bar{g}_v}{\partial z} \quad \overline{w'q'} = -K_q \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad [2.74b]$$

dove K_h , K_q sono rispettivamente la diffusività termica turbolenta e la diffusività del vapore d'acqua. *A differenza del caso molecolare, la diffusività turbolenta non è una proprietà del fluido ma del suo stato di moto e può essere funzione di varie grandezze, posizione e velocità del fluido comprese*. Le sperimentazioni numeriche fatte ed alcune considerazioni teoriche portano ad affermare che questo tipo di chiusura è ragionevolmente realistico nelle situazioni stabili e neutre, in cui la scala dei meccanismi di diffusione risulta inferiore alla scala del moto medio. Nelle situazioni convettive, invece, la lunghezza di scala dei vortici dominanti è molto maggiore di quella dei moti medi e ciò rende praticamente inutilizzabile questo tipo di chiusura. Molte sono state le relazioni proposte per i differenti coefficienti di diffusività, tutte di natura prevalentemente semiempirica. Per quanto riguarda K_m , una delle formulazioni più note e più usate è la seguente:

- situazioni stabili (Brost e Wyngaard, 1978)

$$K_m(z) = ku_* z \cdot (1 - z/h)^{1.5} / (1 + 4.7z/L) \quad [2.75a]$$

dove h è l'altezza del *PBL* stabile.

- situazioni convettive (Moeng e Wyngaard, 1984)

$$K_m(z) = 2.5w_* z_i (1 - z/z_i)(z/z_i)^{1.5} \quad [2.75b]$$

Per quanto riguarda la *diffusività turbolenta per il calore*, poco è noto. Normalmente si pone:

$$K_h = K_m / \alpha_\theta \quad [2.75c]$$

dove α_θ dipende da quota e stabilità. Sperimentali si è visto che α_θ vale circa 0.74 nel *SL* neutro e stabile, mentre tale valore decresce con l'aumentare della convettività. Data la scarsità di dati sperimentali relativi all'umidità, nelle applicazioni si assume operativamente che $K_q = K_h$. Se si analizzano queste relazioni, sorgono immediate alcune considerazioni. Innanzi tutto si vede che K_m cresce nel *SL* fino a raggiungere un massimo nella parte centrale del *PBL*, per poi decrescere ed annullarsi alla sua sommità, comportamento del tutto generale e confermato dai dati sperimentali. Inoltre, non è difficile rendersi conto che i valori assunti da K_m sono piccoli (dell'ordine di 1) per le situazioni stabili, un poco superiori (dell'ordine di 10) per le situazioni neutre e molto elevati (dell'ordine delle centinaia) per le situazioni convettive. L'altra considerazione, forse più importante, è che il valore di K_m dipende a questo punto solo dalla conoscenza di parametri come u_* , L , H_θ (flusso turbolento di calore sensibile al suolo) e z_i che possono essere *misurati realmente* e quindi si vede come l'adozione di una chiusura K effettivamente porti ad un modello realmente utilizzabile.

La chiusura di tipo K , pur avendo avuto nel passato una notevole popolarità, risulta essere soddisfacente solo in condizioni adiabatiche o stabili, mentre, così come è formulata, non fornisce risultati attendibili durante le situazioni convettive. Un modo per migliorare la loro rappresentatività in queste situazioni è quello di usare per la chiusura del flusso turbolento di calore una relazione del tipo:

$$\overline{w'\theta'} = -K_h \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} - \gamma_\theta \right) \quad [2.76]$$

dove γ_θ è detto *controgradiente*. Con valori di $\gamma_\theta \approx 0.0007$ (K/m) sono stati ottenuti risultati molto più realistici.

La notevole e in larga misura immeritata popolarità della chiusura di tipo K deriva anche dal fatto che si presta ad alcune istruttive considerazioni analitiche. Applicando infatti la semplice chiusura K alle equazioni di moto in forma stazionaria si ha:

$$\frac{d}{dz} K_m \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) + f(\bar{v} - \bar{v}_g) = 0 \quad [2.77a]$$

$$\frac{d}{dz} K_m \left(\frac{d\bar{v}}{dz} \right) - f(\bar{u} - \bar{u}_g) = 0 \quad [2.77b]$$

Se si ipotizza K_m , u_g e v_g *costanti con la quota*, si ottiene la seguente soluzione analitica:

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \bar{u}_g - e^{-az} \left(\bar{u}_g \cos(az) + \bar{v}_g \sin(az) \right) \\ \bar{v} &= \bar{v}_g - e^{-az} \left(\bar{v}_g \cos(az) - \bar{u}_g \sin(az) \right) \end{aligned} \quad [2.77c]$$

oppure

$$\begin{aligned} \bar{u} &= G(1 - e^{-az} \cos(az)) \\ \bar{v} &= Ge^{-az} \sin(az) \end{aligned} \quad [2.77d]$$

dove con G si è indicato il modulo del vento geostrofico. E' tipico usare queste relazioni per realizzare dei grafici aventi sull'asse x il rapporto U/G e sull'asse y il rapporto \bar{u}/G e collegando tutti i punti relativi alle quote crescenti. Il risultato è una linea a spirale che indica la progressiva rotazione della direzione del vento con la quota (*Spirale di Ekman*). In *Fig.2.18* è presentato un

esempio di *spirale di Ekman* ottenuta usando il per a valore 0.001.

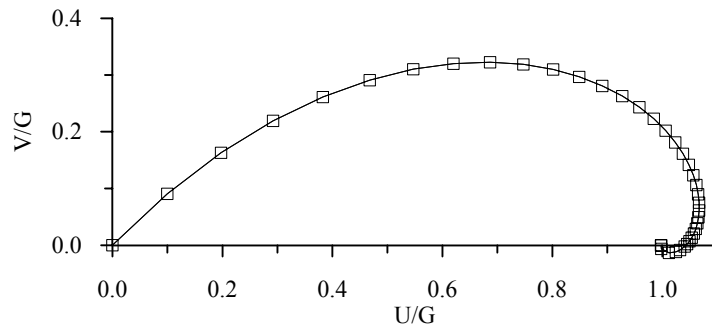


Fig.2.18: esempio di spirale di Ekman

2.2.4.1.2 Chiusura locale del secondo ordine

L'esagerata aggregazione con cui sono presenti in un modello con chiusura di tipo K le informazioni relative alla turbolenza atmosferica è senza dubbio la ragione del loro fallimento nella descrizione di situazioni convettive. Per evitare ciò, senza tuttavia complicare oltre misura il modello stesso, è stato proposto un metodo di chiusura che affianca alle equazioni relative alle variabili meteorologiche medie alcune delle equazioni prognostiche dei momenti del secondo ordine. Due sono le filosofie normalmente adottate. La prima utilizza come equazioni aggiuntive quella per l'energia cinetica turbolenta e quella per la varianza della temperatura potenziale virtuale. Quest'ultima può subire vari livelli di semplificazione, dando luogo a differenti schemi di chiusura. Tutti questi schemi sono noti collettivamente come *chiusura di Mellor-Yamada*. La seconda filosofia, invece, considera come equazioni aggiuntive quella dell'energia cinetica turbolenta e quella del tasso di dissipazione della stessa. Normalmente tale tipo di chiusura è indicata col nome di *chiusura $k-\epsilon$* . In questa sede è impossibile trattare tale argomento data la sua notevole complessità. Per ulteriori dettagli si rimanda a Sozzi e al. (2002).

2.2.4.2 Chiusura non locale

La chiusura non locale è basata sul concetto che tutti i vortici turbolenti possono trasportare porzioni di fluido per distanze finite e quindi *che la turbolenza ha prevalentemente una natura avveviva*, come emerge dai dati sperimentali in campo (pochi) e dalle simulazioni fisiche realizzate in laboratorio da Willis, Deardorff (1974, 1976, 1978, 1981). Qui di seguito si illustrerà sinteticamente questo tipo di chiusura. Per ulteriori dettagli si rimanda a Stull (1993).

Si consideri l'equazione di conservazione di una variabile meteorologica S (uno scalare o una componente della quantità di moto). Per la sua componente media vale la relazione prognostica:

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_j} = - \frac{\partial \overline{u'_j S'}}{\partial x_j} + \dots + \dots \quad [2.78]$$

in cui il primo termine di sinistra rappresenta la variazione nel tempo, il secondo di sinistra l'avvezione dovuta al vento medio ed il primo di destra la divergenza del flusso turbolento, che deriva dal termine avvevivo e dall'ipotesi di Reynolds. Mentre la chiusura locale del primo ordine, di fatto, tenta di parametrizzare la divergenza del flusso turbolento in modo diffusivo, assimilandolo quindi alla diffusione molecolare, la chiusura non locale tenta una parametrizzazione prevalentemente *avveviva*. Per fare ciò, si consideri (Fig.2.19) una colonna

verticale di aria, suddivisa in un numero N di celle e l'intervallo temporale Δt tra il tempo t ed il tempo $t+\Delta t$. Sia $C_{ij}(t, \Delta t)$ la frazione di aria in arrivo alla cella i e proveniente dalla cella j in questo intervallo di tempo. La matrice $C(t, \Delta t)$ di tutti gli elementi C_{ij} è chiamata *Transient Matrix (TM)*. Ogni elemento diagonale (C_{ii}) rappresenta la frazione di aria nella cella i che non contribuisce a scambi di aria con le altre celle. Se uno di questi coefficienti ha valore 1, allora non c'è scambio turbolento tra una cella e le altre e ciò significa che i vortici turbolenti presenti nella colonna d'aria sono di dimensione inferiore alle dimensioni della cella e quindi non possono essere *risolti* dalla griglia adottata. Si consideri come istante iniziale un generico istante t . Nell'intervallo Δt successivo, lo stato \overline{S}_i di una cella è alterato a causa dell'arrivo di aria proveniente da altre celle della colonna che trasmettono l'informazione delle forzanti del *PBL* localizzate al suolo (e non solo, se la variabile S rappresenta la concentrazione di un inquinante). In generale si avrà che:

$$\overline{S}_i(t + \Delta t) = \sum_{j=1}^N C_{ij}(t, \Delta t) \cdot \overline{S}_j(t) \quad [2.79a]$$

L'aria trasferita da una cella all'altra, porta con sé le caratteristiche originarie (calore, umidità, quantità di moto, concentrazione di inquinante), quindi la *TM* può essere usata per descrivere tutte le variabili di stato. Man mano che il tempo si incrementa, la *TM* cambia per i continui scambi di aria. Per soddisfare il principio di conservazione della massa è però necessario che:

$$\sum_{j=1}^N C_{ij} = 1 \quad \sum_{i=1}^N C_{ij} = 1 \quad [2.79b]$$

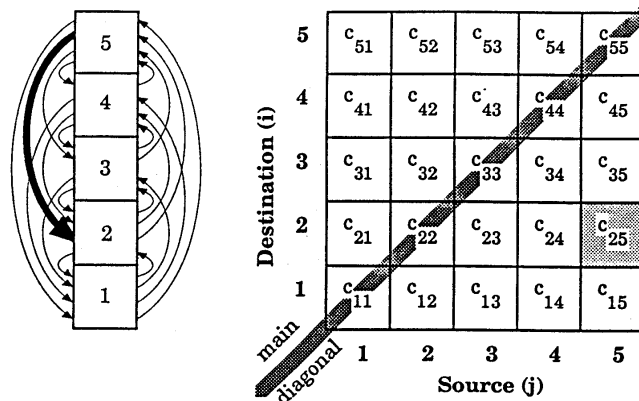


Fig.2.19: schematizzazione del modello di chiusura non locale di Stull (1991)

La somma di ogni riga è pari a 1, perché il 100% dell'aria in ogni cella deve arrivare da qualche parte. La somma di ogni colonna deve essere 1, dato che da qualche parte dovrà pur andare l'aria contenuta nella cella. Non vi sono quindi sorgenti o pozzi. Perché gli elementi della *TM* siano realistici fisicamente è necessario che non siano negativi e che ogni elemento C_{ij} non sia superiore a 1. Il problema da risolvere è l'individuazione degli elementi di questa matrice una volta noti ad un istante t i profili verticali delle principali variabili meteorologiche medie e conoscendo i flussi turbolenti che si instaurano alla superficie tra t e $t+\Delta t$. A tale scopo è stato proposto un metodo che opera come segue:

- si destabilizzano i profili verticali a causa delle forzanti (flussi) al suolo, che agiscono mutando le caratteristiche medie della cella inferiore della colonna d'aria verticale. Questo mutamento allontana il sistema dal preesistente stato di equilibrio;

- il sistema così perturbato modifica anche la propria energia cinetica turbolenta e quindi anche il valore di un opportuno potenziale da essa derivato. A tale alterazione il sistema reagisce cercando un nuovo punto di equilibrio. Da questo ritorno ad una situazione di stabilità si deduce quantitativamente la *TM*.

Si supponga che ad un certo istante arrivi alla superficie terrestre del calore di provenienza solare che riscalda il suolo e determina un allontanamento del sistema dallo stato di equilibrio raggiunto in precedenza. In risposta a ciò si svilupperà una circolazione turbolenta che muoverà dell'aria calda verso l'alto. Una volta che tale aria calda sarà salita agli strati alti del *PBL*, il sistema raggiungerà l'equilibrio e la circolazione turbolenta cesserà. In pratica, in ogni *time step* ha origine un processo destabilizzante in cui agiscono le forzanti attive costituite sia dai flussi turbolenti sia dalle altre forzanti di contorno (forzanti dinamiche) rappresentate nelle equazioni fluidodinamiche da tutti i termini esclusi quelli di diffusione turbolenta, col risultato di alterare i profili verticali di temperatura e di velocità del vento. Se tali variazioni sono sufficienti, si verrà a generare della turbolenza come risposta a tale perturbazione. Subito dopo ha luogo il secondo processo che comporta un rimescolamento verticale dell'atmosfera e quindi una parziale soppressione della turbolenza con riduzione dei gradienti. Una descrizione dettagliata dello schema di chiusura non locale è oltre gli scopi di questo lavoro. Maggiori dettagli su questo e su altri schemi di chiusura non locale si possono trovare in Sozzi e al. (2002).

2.3 ANALISI ENERGETICA DEL PBL.

Dal punto di vista energetico, il *PBL* è un'enorme macchina termica il cui combustibile è la radiazione solare. Per comprendere i complessi scambi energetici che in esso hanno luogo, è necessario studiare con i singoli termini che concorrono a definirne il *bilancio energetico*.

2.3.1 La Radiazione ad Onda corta (Solare)

2.3.1.1 La propagazione radiativa di energia

Il fatto che ogni corpo a temperatura superiore a 0K emetta energia sotto forma di radiazione elettromagnetica e che tale energia possa trasmettersi attraverso il vuoto, fa del trasferimento radiativo il meccanismo di scambio energetico principale per il *PBL*. Un'onda elettromagnetica consiste nella variazione dell'intensità di un campo elettrico e di un campo magnetico tra loro ortogonali ed è caratterizzata da una *velocità di propagazione* C_0 (m·s⁻¹) pari alla velocità della luce (3·10⁸ m·s⁻¹), da una *frequenza* ν (Hz = cicli·s⁻¹) e da una *lunghezza d'onda* λ (m·ciclo⁻¹) legata alle due variabili precedenti della relazione $\lambda \cdot \nu = C_0$. L'intero campo delle frequenze (o che è lo stesso delle lunghezze d'onda) prende il nome di *spettro*, mentre si definisce *banda* un suo intervallo che presenti caratteristiche particolari. Normalmente, lo spettro della radiazione elettromagnetica si ripartisce nel modo indicato in *Tab.2.2*, mentre in *Tab.2.3* si analizza più in dettaglio la *banda del visibile*, cioè quella della radiazione percepita dall'occhio umano, associando tipiche lunghezze d'onda ai colori principali.

Per quantificare l'energia elettromagnetica emessa da un corpo caldo è conveniente rifarsi ad un oggetto un po' particolare e molto ideale, chiamato *corpo nero*, in pratica un oggetto che emette la massima radiazione possibile compatibile con la propria temperatura.

Per un corpo nero, l'ammontare massimo di flusso radiativo monocromatico che può essere emesso (*Irradianza monocromatica di corpo nero*, W·m⁻²· μ m⁻¹) è dato dalla **legge di Planck** :

$$E_{\lambda}^* = \frac{c_1}{\lambda^5 [\exp(c_2/(\lambda T)) - 1]} \quad [2.80a]$$

dove c_1 e c_2 valgono rispettivamente $3.74 \cdot 10^8 \text{ W} \cdot \text{m}^2 \cdot \mu\text{m}^4$ e $1.44 \cdot 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K}$, T è la temperatura del corpo (K) e l'asterisco indica che ci si riferisce ad un corpo nero. Nell'intervallo di temperatura tipico del *PBL*, la legge di Planck può così semplificarsi:

$$E_{\lambda}^* = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot \exp[-c_2/(\lambda T)] \quad [2.80b]$$

BANDA	FREQUENZA (Hz)	LUNGHEZZA D'ONDA ($\mu\text{m}/\text{ciclo}$)
Onde Elettriche	$0 \div 10^4$	$\infty \div 3 \cdot 10^{10}$
Onde Radio	$10^4 \div 10^{11}$	$3 \cdot 10^{10} \div 3 \cdot 10^3$
Infrarosso	$10^{11} \div 4 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^3 \div 7.5 \cdot 10^{-1}$
Visibile	$4 \cdot 10^{14} \div 7.5 \cdot 10^{14}$	$7.5 \cdot 10^{-1} \div 4 \cdot 10^{-1}$
Ultravioletto	$7.5 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{16}$	$4 \cdot 10^{-1} \div 10^{-2}$
Raggi X	$3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{20}$	$10^{-2} \div 10^{-6}$
Raggi γ	$3 \cdot 10^{20} \div 3 \cdot 10^{21}$	$10^{-6} \div 10^{-7}$

Tab.2.2: lo spettro elettromagnetico.

COLORE	TIPICA LUNGHEZZA D'ONDA λ (μm)
Violetto	0.430
Blu scuro	0.470
Blu chiaro	0.495
Verde	0.530
Giallo-Verde	0.560
Giallo	0.580
Arancio	0.600
Rosso	0.640

Tab.2.3: corrispondenza tra colori e lunghezze d'onda.

Oltre a ciò, la *legge di Wien*, espressa dalla relazione:

$$\lambda_{\text{max}} = a/T \quad [2.80c]$$

consente la determinazione della lunghezza d'onda (λ_{max}), funzione della sola temperatura del corpo nero, cui corrisponde il picco spettrale. La costante numerica a è pari a $2897 (\mu\text{m} \cdot \text{K})$.

La temperatura del sole è di circa 5780K e quella tipica della superficie terrestre è dell'ordine di 300K . Dalla *Fig.2.20* si nota come lo spettro solare presenti un picco di irradianza monocromatica in corrispondenza della banda del visibile, mentre lo spettro terrestre presenti un picco localizzato nell'infrarosso. Per questo la *radiazione solare* viene indicata come *radiazione ad onda corta*.

L'ammontare totale di emissione $E^*(\text{W} \cdot \text{m}^{-2})$, cioè l'integrale della distribuzione di irradianza rispetto alla lunghezza d'onda, detto *Irradianza* o *Flusso Radiativo* ed anch'essa funzione della sola temperatura del corpo nero, è dato dalla *legge di Stefan-Boltzmann*:

$$E^* = \sigma_{SB} T^4 \quad [2.80d]$$

in cui σ_{SB} (costante di Stefan Boltzmann) è pari a $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$. Nel caso del sole, si ha che $E^* = 63.28 \cdot 10^6 \text{ W m}^{-2}$: l'irradianza solare è, quindi, enorme, soprattutto se paragonata a quella terrestre che, in base alla (2.80d) e ad una temperatura media di 300 K, è di circa 459 W m^{-2} .

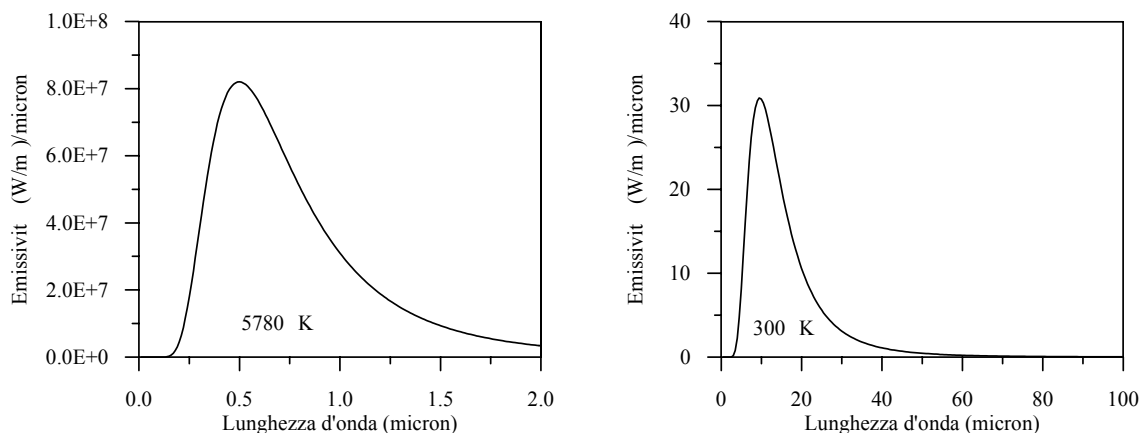


Fig.2.20: Irradianza monocromatica di corpo nero per due temperature tipiche.

Se R_1 è il raggio della sfera che emette la radiazione e R_2 è il raggio di una sfera concentrica alla prima e di dimensioni maggiori, la *legge dell'inverso del quadrato della distanza* dice che:

$$E_2^* = E_1^* \cdot (R_1/R_2)^2 \quad [2.80e]$$

Se $E_1^* = 63.28 \cdot 10^6 \text{ W m}^{-2}$ e $R_1 = 6.96 \cdot 10^5 \text{ km}$ (raggio di sole), su una sfera con $R_2 = 149.6 \cdot 10^6 \text{ km}$ (raggio dell'orbita terrestre), E_2^* è pari a 1370 W m^{-2} : si vede quindi che l'energia solare giunge alla superficie terrestre ridotta di un fattore $2.16 \cdot 10^{-5}$. Se si schematizza la propagazione della radiazione da un corpo sferico con un insieme di raggi (o percorsi luminosi rettilinei) che partono dal centro della sfera, *l'irradianza è l'ammontare di energia che nell'unità di tempo attraversa una superficie di area unitaria posta perpendicolarmente al raggio stesso*. Se la superficie non è perpendicolare al raggio, l'irradianza che raggiunge tale superficie risulta ridotta secondo quanto previsto dalla *legge del seno*:

$$E' = E^* \sin(\Psi) \quad [2.80f]$$

dove Ψ è l'angolo di elevazione solare.

Fin qui si sono considerati solo corpi neri, tuttavia nel *PBL* non si incontrano mai veri corpi neri, ma solo corpi caldi il cui comportamento si scosta più o meno dal comportamento teorico del corpo nero (*corpi grigi*). Si consideri un generico corpo reale ad una data temperatura e la radiazione da esso emessa ad una lunghezza d'onda λ . Sia E_λ^* l'irradianza prevista dalla legge di Planck e E_λ l'irradianza propria del corpo in esame. Si definisce *emissività* e_λ il rapporto:

$$e_\lambda = E_\lambda / E_\lambda^* \quad [2.80g]$$

che rappresenta la frazione di radiazione di corpo nero emessa realmente dal corpo. Si definisce, invece, *coefficiente di assorbimento* a_λ la frazione di radiazione, incidente su una superficie, che

viene assorbita dal corpo stesso ad una data lunghezza d'onda. La *legge di Kirchhoff* afferma che, per un dato corpo ed una lunghezza d'onda, il coefficiente di assorbimento è uguale alla emissività, cioè che:

$$a_{\lambda} = e_{\lambda} \quad [2.80h]$$

Per *trasparenza* di un corpo si intende il fatto che una porzione di energia incidente (al limite tutta) viene trasmessa al suo interno. E' quindi possibile definire un *coefficiente di trasmissione* t_{λ} come quella frazione di radiazione incidente a lunghezza d'onda λ trasmessa attraverso il corpo. Se una parte di radiazione è trasmessa attraverso il corpo, una parte viene anche riflessa dal corpo stesso. E' possibile quindi definire *riflettività* r_{λ} (*albedo*) la frazione di radiazione a lunghezza d'onda λ riflessa dal corpo in esame. Per la conservazione dell'energia è necessario:

$$a_{\lambda} + r_{\lambda} + t_{\lambda} = 1 \quad [2.80i]$$

$a_{\lambda}, r_{\lambda}, t_{\lambda}$ variano con λ : per esempio, la neve riflette circa il 90% della radiazione incidente nell'ultravioletto e nel visibile, ma molto poco nell'infrarosso. In pratica, invece di considerare una singola lunghezza d'onda, è anche possibile esaminare l'effetto complessivo su una banda più o meno vasta, giungendo alla definizione di un *coefficiente di emissività integrale* ed un *coefficiente di albedo integrale*. In Tab.2.4 vengono presentati alcuni valori caratteristici di emissività integrale (a 20°C).

Tipo di Superficie	Emissività Integrale
Acqua	0.86
Ghiaccio	0.92
Neve	0.99
Vegetazione	0.94
Terreno nudo	0.97

Tab.2.4: alcuni esempi di coefficiente di emissività integrale.

2.3.1.2 La radiazione ad onda corta

2.3.1.2.1 *Alcune considerazioni astronomiche.*

La *legge di Keplero* asserisce che i pianeti del sistema solare si muovono attorno al sole su orbite ellittiche e la relazione tra il periodo Y di ciascuna orbita e la distanza media del pianeta dal sole è $Y = a \cdot R^{3/2}$ dove a vale circa 0.1996, Y è espressa in giorni terrestri e R in 10^9 m. Nel caso della Terra, con un raggio medio dell'orbita di $149.6 \cdot 10^9$ m, il periodo è di 365.2 giorni, che è appunto la durata dell'anno terrestre. Il *semiasse maggiore* a dell'orbita terrestre è $149.457 \cdot 10^9$ m, mentre la lunghezza del *semiasse minore* b è $149.090 \cdot 10^9$ m. Il centro del Sole è posto in uno dei fuochi dell'ellisse e la semidistanza tra i due fuochi c è di $2.5 \cdot 10^9$ m: come si può notare l'orbita è molto vicina ad essere un'orbita circolare.

L'asse di rotazione terrestre è inclinato rispetto al piano dell'orbita terrestre di un angolo pari a $\Phi_r = 23.45^\circ$, uguale per definizione alla latitudine del Tropico del Cancro nell'Emisfero Nord mentre il tropico del Capricorno nell'Emisfero Sud ha lo stesso valore assoluto di latitudine, ma segno negativo. L'*angolo di declinazione Solare* δ_s è l'angolo tra l'*eclittica* (il piano occupato dall'orbita del sistema Terra-Luna attorno al Sole) ed il piano equatoriale. Dato che la direzione dell'inclinazione dell'asse terrestre è circa costante rispetto alle stelle fisse, la declinazione

solare varia da 23.45° al 22 Giugno (*Solstizio d'estate* nell'emisfero Nord) a -23.45° al 22 Dicembre (*Solstizio d'inverno*). Il *giorno Giuliano* d il numero caratteristico del giorno corrente, contato in progressione crescente dal primo di Gennaio. Il Solstizio d'Estate, per gli anni non bisestili, corrisponde al giorno Giuliano 173 (d_r) e l'ultimo giorno dell'anno è il giorno Giuliano 365 (d_y). Premesso ciò, l'angolo di *declinazione solare* è dato dalla relazione approssimata seguente:

$$\delta_s = \Phi_r \cdot \cos[2\pi(d - d_r)/d_y] \quad [2.81a]$$

La Terra ruota attorno al proprio asse e l'angolo di *elevazione solare locale* Ψ rispetto all'orizzonte cambia durante la giornata, è nullo all'alba ed al tramonto con la dipendenza seguente dalla latitudine Φ e dalla longitudine λ_e del punto considerato sulla superficie terrestre:

$$\sin\Psi = \sin(\Phi) \cdot \sin(\delta_s) - \cos(\Phi) \cdot \cos(\delta_s) \cos[2\pi t_{UTC}/t_d - \lambda_e] \quad [2.81b]$$

dove t_{UTC} è l'ora di Greenwich e t_d è la durata del giorno pari a 24 ore. L'alba ed il tramonto *geometrici* si hanno quando il centro del sole ha un angolo di elevazione nullo, cioè quando:

$$t_{UTC} = \frac{t_d}{2\pi} \left\{ \lambda_e \pm \cos^{-1} \left[\frac{\sin(\Phi)\sin(\delta_s) - \sin(\Psi)}{\cos(\Phi)\cos(\delta_s)} \right] \right\} \quad [2.81c]$$

(se si usa in questa relazione il segno positivo, si ha l'alba, altrimenti il tramonto). Si hanno inoltre un'alba ed un tramonto *apparenti* quando la parte alta del cerchio solare scende sotto l'orizzonte, cosa che corrisponde ad un angolo di -0.267° , se visto dalla superficie terrestre. La rifrazione della luce attraverso l'atmosfera porta questo angolo ad un valore, in modulo, ancora più elevato e pari a -0.833° . A questo punto la superficie terrestre non riceve più *direttamente* luce del sole, anche se può ancora riceverne *indirettamente*, a causa dello *scattering* delle molecole di aria della parte alta dell'atmosfera illuminata dal sole.

2.3.1.2.2 Irradianza solare alla sommità dell'atmosfera

Il sole emette energia come un corpo nero alla temperatura di circa 6000 K. In accordo con la legge di Wien, lo spettro solare presenta il massimo ad una lunghezza d'onda di circa $0.48 \mu m$ ed un intervallo spettrale compreso tra 0.2 e $4 \mu m$ (cioè tra l'ultravioletto ed il vicino infrarosso) in cui il trasferimento di energia solare è significativo. In Fig.2.21 è presentato lo spettro solare sia fuori che dentro l'atmosfera, comparato con il corrispondente spettro di un corpo nero a pari temperatura. Solamente nell'ultravioletto la distribuzione dell'irradianza solare al di fuori dell'atmosfera devia da quella del corpo nero a 6000K, a causa delle macchie solari. Lo spettro solare entro l'atmosfera risulta abbastanza diverso da quello rilevato al di sopra di essa a causa dell'interazione tra la radiazione solare ed i alcuni dei gas che la compongono.

Alla sommità dell'atmosfera l'Irradianza solare vale 1370 Wm^{-2} , valore che non tiene conto di due fatti: il primo deriva dalla constatazione che l'orbita terrestre è ellittica e che quindi questo valore di irradianza varia col tempo, mentre il secondo fatto è legato alla rotazione terrestre attorno al proprio asse. Tenendo conto di tutto ciò, si ottiene la relazione seguente:

$$E = \begin{cases} S_0 \cdot f \cdot \sin(\Psi) & \text{se } \Psi > 0 \\ 0 & \text{se } \Psi \leq 0 \end{cases} \quad [2.81d]$$

dove S_0 è la costante solare (1370 W m^{-2}) e f è la funzione dell'ellitticità dell'orbita terrestre:

$$f = 1.000110 + 0.034221 \cos d_0 + 0.001280 \sin d_0 + 0.000719 \cos 2d_0 + 0.000077 \sin 2d_0 \quad [2.81e]$$

con d pari al giorno giuliano e $d_0 = \pi(d-1)/365$.

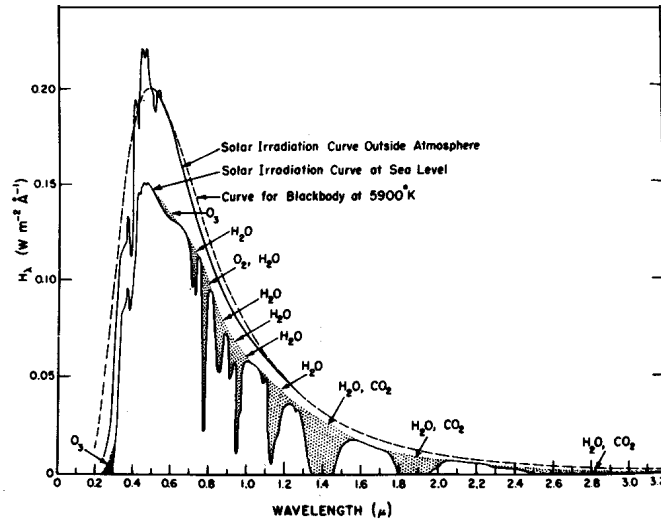


Fig.2.21: spettro solare ed emissività monocromatica di un corpo nero a 6000 K (Liou, 1992).

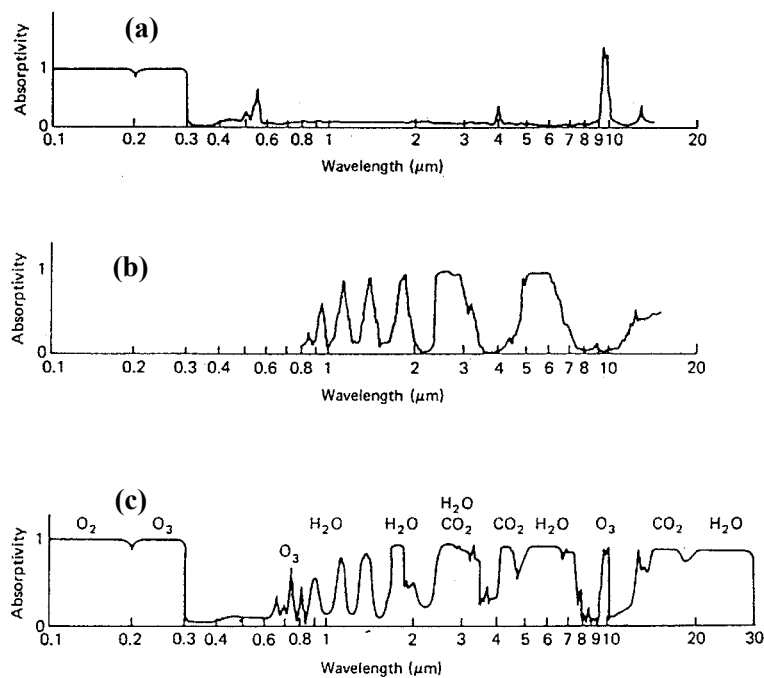


Fig.2.22: spettro di assorbimento per (a) l'ossigeno molecolare e l'ozono, (b) per l'acqua e (c) per l'atmosfera (da Liou, 1992).

2.3.1.2.3 Irradianza in atmosfera ed al suolo

In assenza di nubi e di inquinamento, la radiazione solare che attraversa l'atmosfera viene in parte assorbita da alcuni costituenti gassosi ed in parte diffusa dagli stessi. D'altro canto la radiazione ad onda corta che giunge al suolo viene riflessa e, quindi, ad una generica quota z , si avrà un flusso radiativo ad onda corta rivolto verso il basso R_{SW}^{\downarrow} ed un altro flusso, sempre ad onda corta, rivolto verso l'alto R_{SW}^{\uparrow} . L'assorbimento della radiazione solare che fluisce verso il suolo è causato principalmente dalla presenza in atmosfera di alcuni gas come il vapor d'acqua, la CO_2 e O_2 ; tra essi, comunque, il *principale assorbitore* di radiazione solare è sicuramente il *vapor d'acqua*. L'effetto di tali gas sullo spettro solare rilevato al suolo lo si può vedere sempre nella Fig.2.21. Inoltre nella Fig.2.22 viene presentato il coefficiente di assorbimento in funzione della lunghezza d'onda della radiazione per i vari gas presenti in atmosfera. Il calcolo di R_{SW}^{\downarrow} e R_{SW}^{\uparrow} alle varie quote del *PBL* è piuttosto complesso e per questo si rimanda a Pielke, 2002.

Si consideri ora solo ciò che avviene al livello del suolo. La radiazione solare (*Radiazione Solare Globale*) che giunge al suolo R_0^{\downarrow} (supposto piano ed orizzontale) può essere facilmente misurata, come si vedrà nel seguito. Ciò nonostante sono state sviluppate correlazioni piuttosto realistiche per la sua stima una volta noto:

- la posizione geografica del luogo di cui si è interessati (latitudine e longitudine),
- il tempo (data e ora),
- le caratteristiche fisiche della superficie terrestre (il coefficiente di albedo),
- la copertura nuvolosa, cioè la frazione di cielo coperto (espressa in ottavi o decimi di cielo coperto).

Una delle correlazioni più usate è quella ottenuta da De Bruin e Holtslag (1982) e Holtslag e van Ulden (1983) rianalizzando il lavoro di Kasten e Czeplak (1980):

$$R_0^{\downarrow} = \begin{cases} (a_1 \sin \Psi + a_2) \cdot (1 + b_1 N^{b_2}) & \text{di giorno} \quad (\text{i.e. } \sin \Psi > 0) \\ 0 & \text{di notte} \quad (\text{i.e. } \sin \Psi = 0) \end{cases} \quad [2.82a]$$

dove N è la frazione totale di cielo coperto (variabile tra 0 ed 1) e a_1 , a_2 , b_1 e b_2 assumono rispettivamente i valori di 990, -30, -0.75 e 3.4. Questa relazione non ha una validità *assoluta*, visto che tiene conto in maniera molto aggregata dei fenomeni di inquinamento presenti nella località di interesse. Per chiarire questo concetto va detto che tutti i coefficienti sopra riportati si riferiscono a situazioni dell'Europa del Nord o delle parti settentrionali degli USA. In Tab.2.5 sono presentati alcuni valori attribuiti a tali parametri in differenti situazioni sperimentali.

a_1 (W/m ²)	a_2 (W/m ²)	Località
910	-30	Amburgo (1980)
1100	-50	Nord Atlantico (1964)
1098	-65	Boston (1945)
1041	-69	De Bilt - Olanda (1983)
1087	-209	Mexico City (1992-1993) (Sozzi e al., 1997)

Tab. 2.5: valori di alcuni coefficienti della relazione (2.82a) in differenti località.

Più complessa, ma di validità più generale, è il modello proposta da Kondo e Miura (1985) in grado di stimare la *radiazione solare globale al suolo* in condizioni di cielo sereno:

$$R_0^\downarrow = E \cdot [C_{s1} + 0.7 \cdot 10^{-F1 \cdot \sec(\zeta)}] \cdot (1 - i_{s1}) \cdot (1 + j_{s1}) \quad [2.82b]$$

dove:

$$C_{s1} = \begin{cases} 0.21 - 0.2\beta & \text{se } \beta \leq 0.3 \\ 0.15 & \text{se } \beta > 0.3 \end{cases} \quad [2.82c]$$

$$F1 = 0.056 + 0.16\beta^{1/2} \quad [2.82d]$$

$$i_{s1} = 0.014(\sec \zeta + 7 + 2x_r)x_r \quad [2.82e]$$

$$j_{s1} = (0.066 + 0.34\beta^{1/2}) \cdot (A - 0.15) \quad [2.82f]$$

In queste equazioni β è la *turbidità* atmosferica (normalmente posta a 0.04), A è l'albedo e x_r è l'*acqua precipitabile* (cm) data dalla relazione:

$$x_r = 0.0312 \cdot T_{dew} - 0.0963 \quad [2.82g]$$

dove T_{dew} è la temperatura di rugiada ($^{\circ}\text{C}$). Tale relazione presuppone condizioni di cielo sereno. Quando, invece, è presente una copertura nuvolosa N , la radiazione globale così calcolata va moltiplicato per $(1 + b_1 N^{b_2})$, con b_1 e b_2 che assumono gli stessi valori proposti precedentemente.

<i>Superficie</i>	<i>Albedo</i>		<i>Superficie</i>	<i>Albedo</i>
neve fresca	0.75 - 0.95		strada non asfaltata	0.18 - 0.35
neve vecchia	0.35 - 0.75		calcestruzzo	0.15 - 0.37
ghiaccio grigio	0.6		edifici	0.09
acqua profonda	0.05 - 0.2		area urbana media	0.15
suolo scuro e umido	0.06 - 0.08		campo incolto	0.05 - 0.12
suolo chiaro e secco	0.16 - 0.18		grano	0.10 - 0.23
suolo rosso	0.17		riso	0.12
argilla umida	0.16		canna da zucchero	0.15
argilla secca	0.23		segale invernale	0.18 - 0.23
terriccio umido	0.16		mais	0.18
terriccio secco	0.23		tabacco	0.19
suolo sabbioso	0.20 - 0.25		patate	0.19
suolo di torba	0.05 - 0.15		cotone	0.20 - 0.22
calce	0.45		sorgo	0.20
gesso	0.55		foreste di conifere	0.05 - 0.15
lava	0.10		foreste decidue	0.10 - 0.25
granito	0.12 - 0.18		prato verde	0.26
sassi	0.20 - 0.30		pascolo verde	0.10 - 0.20
tundra	0.15 - 0.20		savana	0.15
dune di sabbia	0.20 - 0.45		steppa	0.20
strada asfaltata	0.05 - 0.15		deserto	0.20 - 0.35

Tab.2..6 : *tipici valori del coefficiente di albedo integrale.*

Parte della radiazione solare ad onda corta che giunge al suolo viene riflessa dalla superficie terrestre che possiede un coefficiente di riflettività variabile in generale con la lunghezza d'onda della radiazione incidente. In pratica, ciò che è interessante è il rapporto tra la radiazione che

complessivamente viene riflessa dal suolo e la radiazione che complessivamente raggiunge il suolo, cioè il coefficiente di *albedo* (α) *superficiale o integrale* che assume valori differenti a seconda del tipo di suolo: per esempio, vale circa 0.95 per una distesa nevosa (che quindi riflette quasi tutta la radiazione incidente) e 0.05 per un suolo scuro ed umido (che quindi trattiene quasi tutta la radiazione incidente). In *Tab.2.6* sono riportati alcuni tipici valori di albedo.

Sperimentalmente è noto che l'albedo non è costante, nemmeno per una superficie totalmente uniforme, ma varia con l'angolo di elevazione solare secondo una relazione che consente di stimarne il valore effettivo α , noto il suo valor medio α' (dedotto dalla *Tab.2.6*) e l'angolo di elevazione solare Ψ (in gradi) (Paltridge e Platt, 1976):

$$\alpha = \alpha' + (1 - \alpha') \cdot \exp[-0.1\Psi - 0.5(1 - \alpha')^2] \quad [2.83a]$$

da cui risulta evidente come il coefficiente di albedo integrale sia tanto maggiore quanto più basso è il sole sull'orizzonte. La radiazione ad onda corta riflessa risulta quindi pari a:

$$R_0^\uparrow = -\alpha \cdot R_0^\downarrow \quad [2.83b]$$

dove con α si è indicato il coefficiente effettivo di albedo, che tiene conto anche dall'effetto dovuto all'angolo di elevazione solare.

2.3.2 la Radiazione ad onda Lunga

2.3.2.1 La Radiazione Atmosferica

Il *PBL* è costituito di che è un corpo *caldo* e che emette nell'infrarosso. E' quindi una sorgente volumetrica distribuita la cui descrizione matematica è molto complessa, soprattutto per la presenza di tre gas particolarmente abbondanti: il vapor d'acqua, l'anidride carbonica e l'ozono. La complessità deriva sia dal fatto che tali gas hanno emissività specifiche diverse al variare della lunghezza d'onda della radiazione, sia dal fatto che normalmente la loro distribuzione spaziale è diversa da gas a gas. Limitatamente al *PBL*, mentre l'anidride carbonica ha in generale una distribuzione spaziale abbastanza uniforme, per quanto riguarda invece l'ozono, la sua presenza dipende da quanto sia marcato l'inquinamento fotochimico. Un discorso a parte va fatto per il vapor d'acqua. Per prima cosa va rilevato che tale gas ha le principali sorgenti proprio alla superficie terrestre ed inoltre che alla sommità del *PBL* molto spesso ci sono forti concentrazioni di acqua (sia in fase solida, che liquida e gassosa) sotto forma di nubi. Questi tre gas non esauriscono tutti i problemi che si incontrano nella modellizzazione della Radiazione ad onda lunga. Ci sono situazioni in cui l'inquinamento atmosferico è molto forte (come nel caso di grandi aree urbane o di grandi centri industriali) con la presenza di un numero rilevante di sostanze inquinanti di vario genere. Ovviamente tutte queste sostanze contribuiscono a complicare la distribuzione della radiazione ad onda lunga. La trattazione teorica della distribuzione spaziale dei flussi ascendenti e discendenti della radiazione ad onda lunga è di una formidabile complessità. Per i dettagli si rimanda a Pielke (1984) e Liou (1992).

Di notevole interesse pratico è la radiazione ad onda lunga che giunge al suolo. Essa che può adeguatamente misurata, come si dirà in seguito, ma può anche essere determinata con l'aiuto di alcune correlazioni semiempiriche basate su parametri facilmente misurabili. Un primo gruppo di correlazioni parte dalla considerazione che $R_{h\nu}^\downarrow$ è calcolabile mediante la legge di Stefan-Boltzmann:

$$R_{hw0}^{\downarrow} = \varepsilon_a \sigma T^4 \quad [2.84a]$$

dove T è la temperatura dell'aria nei pressi del suolo e ε_a è l'emissività dell'atmosfera. Questi metodi si differenziano l'uno dall'altro in base al tipo di correlazione impiegata per esprimere l'emissività. Se si ipotizza che l'emissività dipenda solo dalla tensione di vapore e (mb), da T (K) e dalla copertura nuvolosa N , una correlazione molto usata è (Pluss e Ohmura,1997):

$$\varepsilon_a = \left(0.23 + 0.859(e/T)^{1/8}\right) \cdot (1 - N^3) + 0.963N^3 \quad [2.84b]$$

Molto usata nei processori meteorologici a servizio dei principali modelli di dispersione degli inquinanti in atmosfera è la relazione proposta da Holtslag e van Ulden (1983), derivante dalla rielaborazione di quanto riportato in Swinbank (1963), Paltridge e Platt (1976) e Idso e Jackson (1969). Tale correlazione dipende da T e da N nella semplice maniera seguente:

$$R_{hw0}^{\downarrow} = c_1 T^6 + c_2 N \quad [2.84c]$$

dove i coefficienti c_1 e c_2 valgono rispettivamente $5.31 \cdot 10^{-13}$ e 60 (Holtslag e van Ulden, 1983).

2.3.2.2 La Radiazione Terrestre

La superficie terrestre e tutto ciò che sta sopra di essa (campi coltivati e foreste, superfici d'acqua come oceani, mari, laghi e fiumi e le costruzioni umane) sono sorgenti di radiazione elettromagnetica ad onda lunga. Tutto questo complesso insieme di sorgenti radiative di varia natura può essere considerato un'unica sorgente di tipo area caratterizzata da un coefficiente di emissione ε_s e da una temperatura T_s .

Questa schematizzazione conduce immediatamente a dire che in base alla legge di Stefan-Boltzmann :

$$R_{hw0}^{\uparrow} = \varepsilon_s \cdot \sigma T_s^4 \quad [2.85a]$$

l'emissività del suolo ε_s è funzione del tipo di superficie naturale considerata (Tab.2.7). Anche se tale parametro è sempre molto vicino all'unità, sono comunque rilevabili alcune differenze.

Natura della superficie	ε_s	Natura della superficie	ε_s
Neve fresca	0.99	Cemento	0.71÷0.9
Neve vecchia	0.82	Calcere	0.92
Sabbia secca	0.95	Arenaria	0.98
Sabbia umida	0.98	Erba rasata	0.97
Torba secca	0.97	Erba alta	0.90÷0.95
Torba umida	0.98	Foreste decidue	0.95
Suolo nudo	0.95 - 0.98	Conifere	0.97
Catrame e ghiaia	0.92	Aree urbane	0.85÷0.95
Cemento	0.71÷0.9	Deserto	0.84÷0.91
Asfalto	0.95	Acqua	0.97

Tab.2.7: alcuni valori di emissività superficiale caratteristici.

E' molto raro che si misuri T_s , mentre è normale misurare T (temperatura dell'aria ad una quota

di riferimento, normalmente 2 m sopra il suolo). Per aggirare questa difficoltà, Holtslag e van Ulden (1983) e van Ulden e Holtslag (1985) hanno proposto un metodo approssimato, *valido però solo per le ore diurne*. In primo luogo, ponendo per semplicità ε_s pari a 1 e sviluppando in serie di Taylor la potenza della temperatura T_s , si ha che in prima approssimazione:

$$R_{hw0}^{\uparrow} \cong \sigma T^4 + 4\sigma T^3(T_s - T) \quad [2.85b]$$

Sperimentalmente si è constatato che:

$$4\sigma T^3(T - T_s) = -c_H R_N \quad [2.85c]$$

dove R_N (*Radiazione Netta*) è la somma algebrica delle componenti radiative ad onda corta e lunga (come si discuterà nel seguito). Il coefficiente c_H vale circa 0.12, anche se presenta una variazione in funzione delle caratteristiche del suolo e della umidità dell'aria. In particolare, se la prima variazione viene condensata in un coefficiente α (in *Tab.2.8* sono riportati valori per alcune superfici caratteristiche) e se si indica con γ/s il rapporto tra la costante psicrometrica e la derivata della umidità specifica di saturazione rispetto alla temperatura, si ha che:

$$c_H = 0.38 \left[\frac{(1 - \alpha) + \gamma/s}{1 + \gamma/s} \right] \quad [2.85d]$$

Tipo di suolo	α
Deserto	0.1
Zone aride rurali	0.3
Campi coltivati (durante periodi secchi)	0.5
Aree urbane con edifici e strade	0.5
Zone miste urbane e suburbane con parchi	0.8
Foreste e campi (durante i periodi umidi)	1.0
Larghi specchi d'acqua	1.4

Tab 2.8: valori tipi per il coefficiente α (Hanna e Chang, 1992).

Il rapporto γ/s può essere determinato mediante la relazione $\gamma/s = \exp[-0.055(T - 279)]$. In pratica il modello proposto si riconduce alla semplice relazione:

$$R_{hw0}^{\uparrow} = \varepsilon_s \sigma T^4 + c_H R_N \quad [2.85f]$$

2.3.3 Il Bilancio Radiativo e la Radiazione Netta

Si analizzano ora le varie componenti radiative al suolo e per questo si consideri la situazione reale evidenziata in *Fig.2.23* in cui sono riportati gli andamenti di tutte le componenti radiative considerate in un giorno poco nuvoloso, prese col segno positivo se in avvicinamento alla superficie terrestre e col segno negativo se in allontanamento. La componente solare R_{sw0}^{\downarrow} (*curva 1* in figura) è sempre nulla durante le ore notturne e presenta un andamento di tipo quasi sinusoidale nelle ore diurne, conseguenza della sua dipendenza diretta dall'angolo di elevazione solare \mathcal{P} . Le irregolarità visibili nelle ore pomeridiane sono il risultato del passaggio di nubi

che riducono la componente diretta della radiazione solare. Se si osserva con attenzione, si nota come R_{sw0}^\downarrow , dopo una caduta dovuta al passaggio di una nube, assume valori *superiori al valore tipico di cielo sereno*: questo fenomeno, noto come *broken clouds* deriva dalla riflessione della radiazione con i bordi dei grossi cumuli isolati in movimento nel cielo. Per quanto riguarda R_{sw0}^\uparrow (curva 2), si nota una perfetta sincronia con R_{sw0}^\downarrow , propria di tutte le componenti riflesse. Considerando, invece, le componenti infrarosse, si nota come esse siano profondamente differenti. La R_{lw0}^\downarrow (curva 3) non ha sensibili variazioni nel tempo, data la sua dipendenza dalla temperatura dell'aria e dalla sua emissività: le uniche variazioni nel tempo possono essere attribuite solo a variazioni nel tempo dell'inquinamento atmosferico. Viceversa, la radiazione infrarossa emessa dal suolo R_{lw0}^\uparrow (curva 4) presenta uno spiccato andamento diurno, sincrono con la radiazione solare e indicativo del riscaldamento del suolo nelle ore diurne per la presenza del sole. L'apporto energetico esterno, prevalentemente rappresentato dalla radiazione solare incidente, alimenta il sistema fisico del *PBL* che reagisce, nell'ambito dei trasferimenti radiativi di energia, con la emissione di radiazione ad onda lunga.

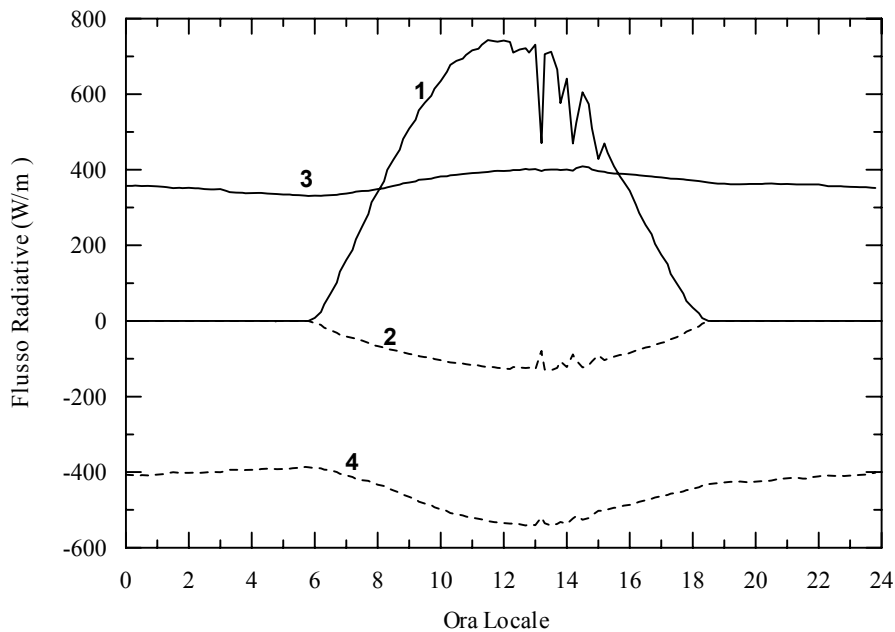


Fig.2.23: componenti radiative nella stazione meteorologica CNR-ISAC di Roma Tor Vergata.

Il bilancio di tutte le componenti radiative all'interfaccia aria-suolo, in ogni istante, è dato da:

$$R_N = R_{sw0}^\downarrow + R_{sw0}^\uparrow + R_{lw0}^\downarrow + R_{lw0}^\uparrow \quad [2.86a]$$

dove R_N è detta *Radiazione Netta*. Il bilancio non è nullo (cioè la R_N non è sempre nulla), come si nota in Fig.2.24 in cui è riportata la *Radiazione Solare Globale* R_{sw0}^\downarrow (nel seguito indicata come R_g) che è la vera forzante del *PBL* e la *Radiazione Netta* R_N . Dato che non c'è sempre un bilanciamento tra ciò che è in arrivo e ciò che è in partenza, all'interfaccia aria-suolo resta dell'energia utile per alimentare l'evoluzione del *PBL*. Il bilancio radiativo superficiale determina quindi *quanta energia risulta disponibile al sistema PBL-Suolo*, R_N appunto. L'andamento di R_N segue abbastanza da vicino quello della *Radiazione Solare Globale*. Fino a poco dopo l'alba essa presenta valori negativi, cosa che sta ad indicare il maggior peso della

radiazione infrarossa emessa dal suolo caldo. Quando dall'alto l'apporto energetico sopravanza la radiazione infrarossa persa dal suolo (questo accade poco dopo l'alba e continua a capitare fino a poco prima del tramonto) il segno di R_N diventa positivo.

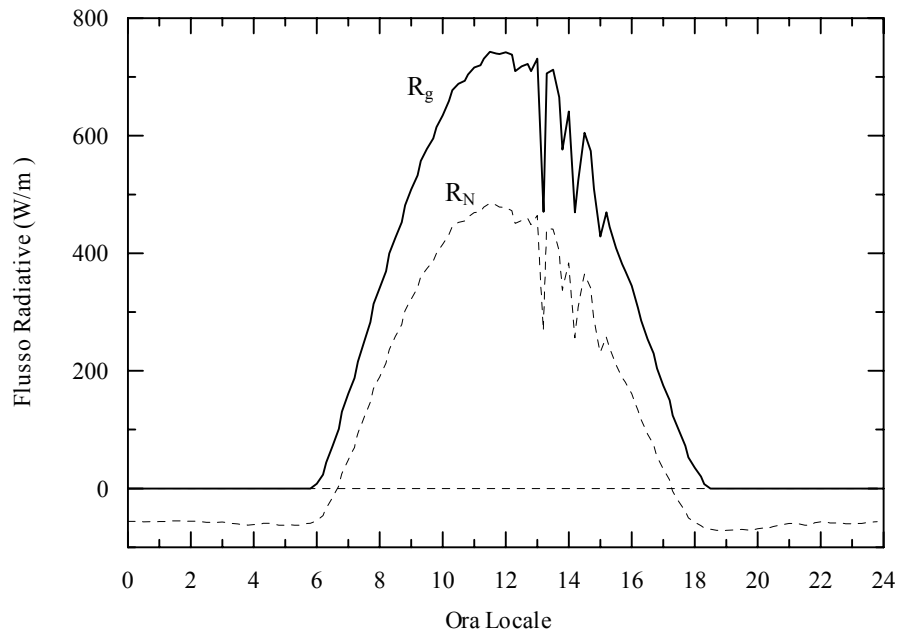


Fig.2.24: Radiazione Solare Globale e Radiazione Netta registrate presso la stazione meteorologica CNR-ISAC di Roma Tor Vergata.

Frequentemente R_N viene misurata direttamente, tuttavia non è raro il caso in cui sia necessaria una sua stima a partire dalla conoscenza di poche e semplici misure meteorologiche. Per quanto detto al punto precedente, è facile ottenere la relazione seguente (Holtslag e van Ulden, 1983):

$$R_N = \frac{(1 - \alpha) \cdot (a_1 \sin \Psi + a_2) \cdot (1 + b_1 N^{b_2}) + c_1 T^6 + c_2 N - \sigma T^4}{(1 + c_H)} \quad [2.86b]$$

2.3.4 Il flusso di calore nel terreno

La disponibilità di energia all'interfaccia aria-suolo induce come conseguenza un *riscaldamento del suolo* (o dell'acqua se la superficie terrestre nel punto che si sta considerando è costituita da una distesa di acqua come un oceano o un lago). In pratica si ha un *flusso di calore nel terreno* o più in generale nel substrato. Dato che il terreno è a diretto contatto con l'atmosfera ed è esposto superficialmente alla radiazione solare, la sua temperatura superficiale presenta una evoluzione tipica diurna e stagionale, mentre la temperatura in profondità presenterà una dinamica decisamente più lenta.

Il flusso di calore nel terreno ed il profilo termico verticale sono determinati dal bilancio energetico superficiale e dalle caratteristiche fisiche del terreno quali la sua densità e diffusività termica. Se si schematizza il suolo come una piastra piana orizzontale infinita e se si studia il trasferimento del calore al suo interno, è possibile ritenere che la *conduzione* sia il meccanismo principale di scambio termico. Questa è la ragione per cui il *flusso specifico di calore* (G) ad

una profondità z (al di sotto della superficie) può essere descritto dalla *legge di Fourier*. Con l'asse verticale z positivo verso il basso, il flusso discendente di calore può essere descritto da:

$$G(z) = -K_T \frac{\partial T}{\partial z} \quad [2.87a]$$

dove T è la temperatura del suolo alla profondità z e K_T è la sua *conducibilità termica* che dipende, tra l'altro, dall'acqua presente nel suolo: in effetti quando piove, l'aria, originariamente presente negli interstizi tra i grani e cattiva conduttrice di calore, è rimpiazzata dall'acqua, buon conduttore di calore. In assenza di sorgenti di calore, la legge della conservazione del calore porta alla relazione seguente:

$$C_t \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial G}{\partial z} \quad [2.87b]$$

in cui $C_t = \rho_t c_t$ è la *capacità termica volumetrica*, cioè la quantità di energia necessaria per innalzare di 1K la temperatura di un'unità di volume del terreno, ρ_t è la *densità del suolo*, c_t è il relativo *calore specifico*. Combinando la (2.87a) e la (2.87b) si ottiene l'*equazione di conduzione del calore nel suolo*:

$$C_t \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_T \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad [2.87c]$$

In *Tab.2.9*, sono riportati alcuni valori per la conducibilità termica, densità e calore specifico di alcuni tipi di suolo.

Tipo di Suolo	K_T (W m ⁻¹ K ⁻¹)	c_t (Jkg ⁻¹ K ⁻¹)	ρ (kgm ⁻³)
Suolo Sabbioso secco	0.30	800	1600
Suolo sabbioso saturato	2.20	1480	2000
Suolo argilloso secco	0.25	890	1600
Suolo argilloso saturato	1.58	1550	2000
Suolo di torba secco	0.06	1920	300
Suolo di torba saturato	0.5	3650	1100
Neve fresca	0.08	2090	100
Neve vecchia	0.42	2090	480
Ghiaccio	2.24	2100	920
Acqua (4°C)	0.57	4180	1000

Tab.2.9: valori caratteristici di densità, calore specifico e conducibilità termica.

Se la temperatura superficiale presenta un andamento di tipo sinusoidale con escursione termica giornaliera pari a $2A_0$ ed una temperatura minima \bar{T} , si ha che:

$$T(0, t) = \bar{T} + A_0 \text{sen}(\Omega t) \quad [2.88a]$$

($\Omega = 2\pi/(24 \cdot 3600) = 7.292 \cdot 10^{-5}$), che è la semplificazione dell'andamento termico tipico di ogni giorno sereno, la soluzione analitica della (2.87c) risulta pari:

$$T(z, t) = \bar{T} + A_0 \exp(-z/D) \text{sen}(\Omega t - z/D) \quad [2.88b]$$

dove:

$$D = \sqrt{2D_t/\Omega} \quad [2.88c]$$

rappresenta la profondità a cui l'onda termica si è ridotta di un fattore 1/e rispetto all'ampiezza superficiale. Per suoli tipici, D vale circa 0.2 m. In Fig.2.25 è illustrata la variazione della temperatura a varie profondità, relativa ad un suolo con D pari a 0.2 e con un andamento giornaliero della temperatura in cui il valore minimo è 20°C e A_0 è pari a 5°C.

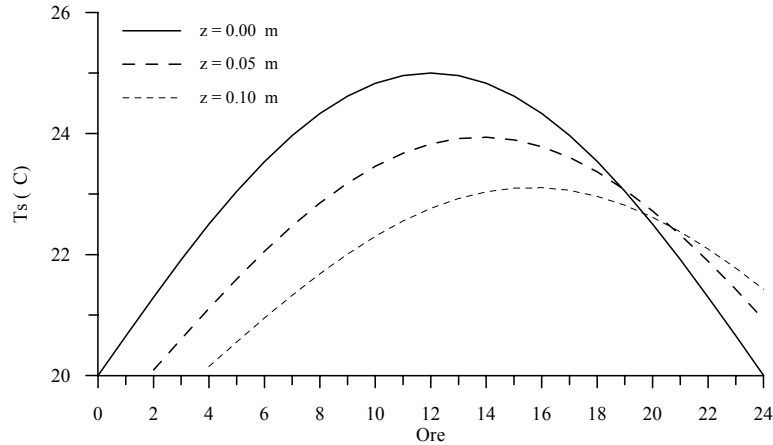


Fig.2.25: andamenti della temperatura del suolo a varie profondità in risposta ad una temperatura superficiale periodica.

La soluzione ottenuta presenta le seguenti caratteristiche:

- se la temperatura superficiale varia periodicamente, anche la temperatura ad una generica profondità varierà con la medesima periodicità,
- l'ampiezza dell'oscillazione decresce con z in modo esponenzialmente secondo la legge:

$$A(z) = A_0 \cdot \exp(-\sqrt{\Omega/2D}z)$$

- le oscillazioni termiche nel suolo presentano uno sfasamento. Il tempo di ritardo δ delle temperature massime nel suolo, rispetto a quanto avviene in superficie, è proporzionale alla profondità nel modo seguente:

$$\delta(z) = \sqrt{1/(2\Omega D)}z$$

- la profondità di penetrazione del calore dipende dal periodo della temperatura in superficie. La variazione relativa dell'ampiezza della temperatura è data dalla legge seguente:

$$A(z)/A_0 = \exp[-\sqrt{\Omega/2D}z]$$

Le leggi presentate descrivono la variazione del flusso di calore con la profondità e quindi anche la variazione spazio-temporale della temperatura del suolo. Da esse è quindi anche possibile ottenere il flusso di calore all'interfaccia aria-suolo $G_0 = G(z=0)$, di particolare interesse nello studio del bilancio energetico superficiale. In Fig.2.26 viene presentato un andamento reale di

questo parametro, messo a confronto con la Radiazione Solare Globale e la Radiazione Netta.

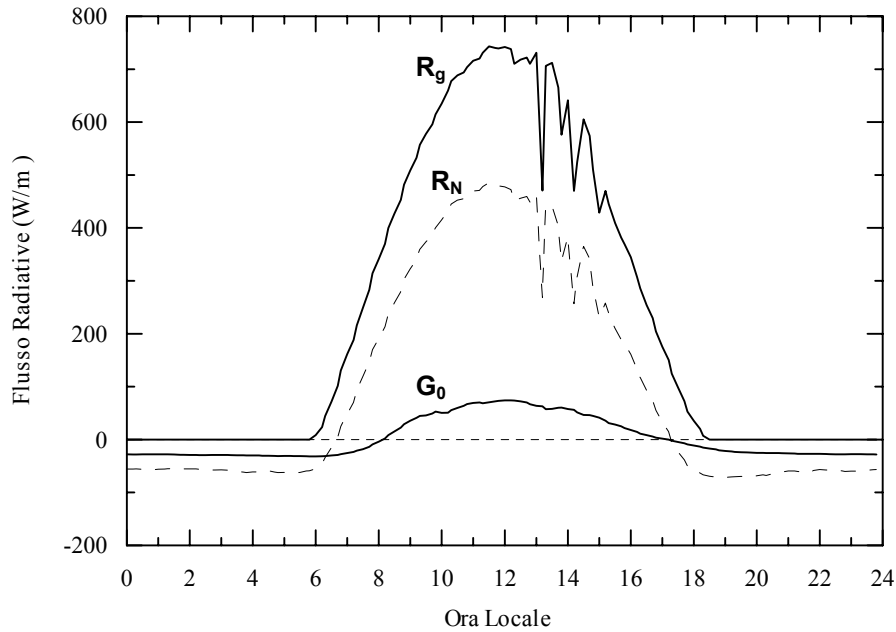


Fig.2.26: Radiazione Solare Globale, Radiazione Netta e Flusso di Calore nel terreno registrate presso la stazione meteorologica CNR-ISAC di Roma Tor Vergata.

Non è semplice stimare il flusso di calore nel terreno e per farlo sarebbe necessario conoscere la temperatura del suolo, parametro raramente misurato. In Holtslag e van Ulden (1983) è stato proposto un metodo semiempirico che può essere impiegato anche se sono disponibili poche informazioni. Tale metodo parte dal presupposto che lo strato d'aria e di vegetazione sopra la superficie terrestre abbiano un'elevata resistenza termica ed una bassa capacità termica. In tal caso il flusso di calore nel suolo deve essere strettamente correlato alla differenza di temperatura tra l'aria T_r ad una quota di riferimento z_r ed il suolo T_0 . Per tale ragione una parametrizzazione plausibile risulta essere la seguente:

$$G = -A_G(T_r - T_0) \quad [2.89a]$$

dove A_G è un coefficiente empirico pari a circa $5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$. Il problema nell'impiego di questa relazione sta nella presenza della differenza di temperatura tra aria e superficie del suolo, quest'ultima praticamente mai misurata di routine. Nelle ore diurne, dalle relazioni precedenti si ha la stima approssimata seguente:

$$G_0 = \frac{C_H A_G}{4\sigma T_r^3} R_n \quad [2.89b]$$

che può essere ulteriormente approssimata in:

$$G_0 = K \cdot R_N \quad [2.89c]$$

in cui il valore per la costante K è compreso tra 0.1 e 0.4. Nelle ore notturne questa procedura non può essere più applicata e si può procedere o stimando la differenza di temperatura tra aria e suolo mediante la Teoria della Similarità o scegliendo per il coefficiente K il valore 0.5.

2.3.5 Bilancio energetico superficiale

Si consideri il sistema fisico costituito dalla superficie terrestre e da ciò che la sovrasta (vegetazione, manufatti umani ecc.); tale sistema ha come *disponibilità energetica* la Radiazione Netta R_N e perde sicuramente energia trasferendola al sottosuolo (G_0). Al suo interno esistono fonti energetiche ulteriori, come il calore derivante dalle attività umane (si pensi per esempio alle immissioni di calore che si riscontrano nei centri abitati e nelle zone industriali). Parte del calore disponibile verrà pure immagazzinato da questo sistema fisico ed il calore che rimane verrà trasferito al *PBL* sia come calore vero e proprio, sia come vapor d'acqua che evapora dalla superficie terrestre. Pertanto, il *bilancio energetico superficiale* risulta così espresso:

$$R_n - G_0 - Q_E - H_0 = \frac{\partial W}{\partial t} \quad [2.90a]$$

dove Q_E è il *flusso di calore latente* dovuto all'evaporazione dell'acqua superficiale, H_0 il *flusso di calore sensibile* ed il membro di destra dell'equazione di bilancio rappresenta lo *storage di energia* del sistema, termine normalmente trascurato. Trascurando quindi il termine di *storage*, il bilancio energetico superficiale diventa:

$$R_n - G_0 = Q_E + H_0 \quad [2.90b]$$

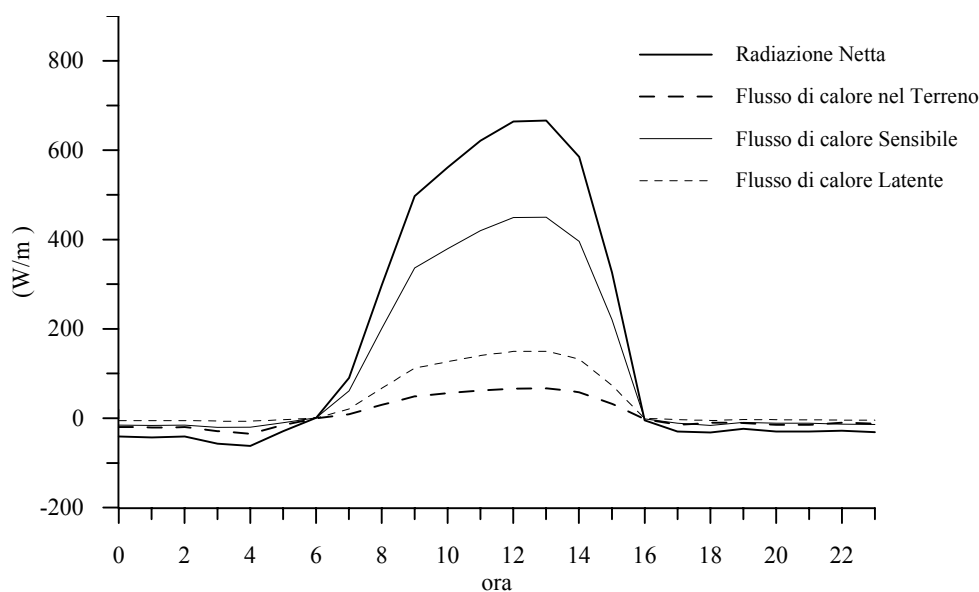


Fig.2.27: bilancio energetico superficiale a Città del Messico (stazione di Texcoco 20/5/1992).

Come esempio, in Fig.2.27 è presentato un bilancio energetico superficiale in cui sono evidenziati i differenti termini della (2.90b). Su una superficie semiarida, come quella cui si riferisce la figura, durante le ore diurne tutti i termini del bilancio energetico superficiale risultano positivi, mentre nelle ore notturne essi diventano tutti negativi. Questa è una situazione che si riscontra normalmente nelle giornate serene in tutti i siti semiaridi o coltivati. In questi ultimi e più ancora nei siti con forte presenza di vegetazione e con suolo umido, il flusso turbolento di calore latente spesso risulta più elevato del flusso di calore sensibile sia nelle ore diurne che (in modulo) in quelle notturne.

Si possono incontrare, però, anche situazioni molto differenti. Uno dei tipici è l'*effetto oasi* in cui nelle ore diurne dell'aria secca e calda proveniente dal deserto passa sopra un'oasi molto

meno calda e molto più umida. Il risultato è una forte evaporazione, con un conseguente elevato flusso di calore latente, mentre il flusso sensibile spesso raggiunge valori negativi.

I meccanismi di trasferimento d'energia all'interfaccia aria-suolo nei primi millimetri di aria sovrastanti sono *meccanismi di diffusione molecolare*. In particolare, ha luogo un trasferimento per *conduzione* del calore dalla superficie terrestre al primo strato di aria sovrastante, di dimensione estremamente ridotta. Tale trasferimento è regolato dalla ben nota legge:

$$Q_H = -k_H \frac{dT}{dz} \quad [2.90c]$$

dove k_H è la *diffusività termica molecolare* dell'aria pari a $2.53 \cdot 10^{-5} \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Si può vedere come in questo piccolo strato di aria i gradienti termici siano molto elevati. Infatti, con H_0 di 200 Wm^{-2} , in un millimetro d'aria si avrebbe una diminuzione di temperatura di circa 8K. Tutto ciò però si esaurisce in uno strato d'aria molto piccolo in cui, in pratica, ha luogo *tutto* il trasferimento di energia al *PBL*. Sopra di esso il meccanismo principale di trasferimento termico diventa la turbolenza, con i meccanismi già considerati in precedenza.

Per semplicità, è conveniente considerare una quota dove prevalgono i meccanismi turbolenti (dell'ordine del metro). Ad una tale quota, i flussi sensibile e latente sono espressi, come detto, da $H_0 = \rho c_p \overline{w'\theta'}$ e $Q_E = \lambda \rho \overline{w'q'}$, quindi il *bilancio energetico superficiale* risulta è pari a:

$$R_N - G_0 = \rho c_p \overline{w'\theta'} + \rho \lambda \overline{w'q'} \quad [2.90d]$$

Il rapporto tra flusso turbolento di calore sensibile e flusso turbolento di calore latente prende il nome di *rapporto di Bowen* e risulta definito da:

$$B = \frac{H_0}{Q_E} = \frac{c_p \overline{w'\theta'}}{\lambda \overline{w'q'}} = \gamma \frac{\overline{w'\theta'}}{\overline{w'q'}} \quad [2.90e]$$

dove γ è la *costante psicrometrica* pari a $0.0004 (\text{g}_{\text{acqua}}/\text{g}_{\text{aria}})\text{K}^{-1}$. Dalla (2.90e) risulta evidente che B sarà piccolo su superfici umide, a causa dell'evaporazione, e grande su superfici secche dove la maggior parte della radiazione netta verrà trasformata in calore sensibile. Valori tipici sono: 5 per regioni semiaride, 0.5 per prati e foreste, 0.1 per il mare e valori negativi per le oasi.

Il quesito che ci si pone è come e chi decida di ripartire la disponibilità energetica superficiale tra flusso sensibile e latente. L'evidenza sperimentale è che suoli aridi o semiaridi, quindi poveri di umidità, trasformano preferibilmente l'energia disponibile in H_0 e ciò determina valori di B piuttosto elevati, mentre suoli molto umidi o addirittura con acqua superficiale prediligono la trasformazione dell'energia disponibile nel Flusso Latente di calore. In questo caso B assume valori che vanno da 0.5 per prati in condizioni normali, a 0.2 per campi irrigati.

2.4. LA TEORIA DELLA SIMILARITÀ

Le relazioni matematiche che descrivono lo stato e l'evoluzione del *PBL* derivano dalle leggi fisiche di conservazione: esse costituiscono dunque il punto di arrivo di un rigoroso cammino completamente teorico. Come sempre, in Fisica si è sviluppato parallelamente un'intensa attività sperimentale che ha condotto in questo ultimo mezzo secolo all'acquisizione di una gigantesca mole di misure utilizzate per descrivere la fenomenologia del *PBL*. Tutta questa gigantesca mole di informazioni, apparentemente disorganica e confusa, organizzata secondo criteri rigorosi basati sulla Congruenza Dimensionale, dato luogo a ciò che viene indicato genericamente come *Teoria della Similarità del PBL*. Non tratteremo qui i dettagli di tale teoria, per i quali si rimanda a Sozzi e al. (2002). Ci si limiterà solo a presentarne i risultati più rilevanti e di maggior impatto applicativo in relazione alla simulazione della dispersione degli inquinanti. Innanzitutto è opportuno sottolineare i limiti della Teoria della Similarità. Essa si applica in situazioni di forte omogeneità orizzontale, per essere più precisi, essa si applica in un sito caratterizzato da una superficie sostanzialmente priva di orografia (zone piane) ed omogenea in termini di copertura (in pratica, con una rugosità superficiale non troppo variabile da punto a punto). Oltre a ciò, è necessario essere in situazioni circa-stazionarie e quindi si applica a tutte quelle situazioni in cui siano assenti fenomeni meteorologici ad evoluzione "rapida e violenta" come temporali, tempeste, passaggi di fronti veloci, ecc. Come conseguenza di ciò, durante una situazione a cui si applica la Teoria della Similarità dovranno essere trascurabili i gradienti orizzontali di pressione.

Ma quali sono i *prodotti* della Teoria della Similarità? La risposta è semplice ed interessante. I prodotti di questa teoria sono *relazioni semiempiriche di validità generale (universali* quindi) che descrivono il *profilo verticale* delle principali variabili di interesse nello studio del *PBL* (medie, varianze, covarianze e momenti di ordine superiore). Il risultato importantissimo ottenuto sta nel fatto che, in pratica, si è riusciti ad ottenere "*sperimentalmente*" un modello di *PBL* totalmente algebrico ed universale, pur con le limitazioni sottolineate in precedenza e questo non è poco!

Per addentrarci maggiormente nel tema è necessario premettere che verranno presentate due distinte Teorie di Similarità: la prima applicabile solo nel *SL* (che operativamente indichiamo come lo strato inferiore del *PBL* dello spessore di circa il 10% dell'intera estensione del *PBL* stesso) e la seconda applicabile a tutto il *PBL*. A seconda delle quote a cui si è interessati, della precisione desiderata e dell'applicazione, si farà riferimento ad una o all'altra teoria, anche se la seconda si riduce alla prima quando le quote considerate stanno entro il *SL*.

2.4.1 La teoria della Similarità di Monin-Obukhov

La Teoria della Similarità, sviluppata dai fisici russi Monin e Obukhov, si riferisce al *solo SL* sia in situazioni convettive che in quelle stabili ed afferma che esistono *alcune* variabili meteorologiche per le quali il profilo verticale del valor medio e di alcuni dei momenti statistici di ordine superiore (varianza, covarianza, *skewnes* e *curtosis*) è dato da una relazione algebrica dipendente dalla quota z e dai parametri che ne caratterizzano la turbolenza (meccanica u_* e convettiva H_0). Dato che dal u_* , dal flusso turbolento di calore sensibile $H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'}$ e dal *parametro di galleggiamento* g/\overline{T} è possibile ottenere la lunghezza di Monin-Obukhov:

$$\frac{1}{L} = -\frac{kg}{\overline{T}} \cdot \frac{\overline{w'\theta'}}{u_*^3} \quad [2.90]$$

la Teoria della Similarità di Monin-Obukhov asserisce che per alcuni momenti statistici di alcune variabili meteorologiche vale una relazione del tipo:

$$f(z)/f_0 = F(z/L) \quad [2.91]$$

dove f è un generico momento di una generica variabile meteorologica, f_0 è un opportuno parametro di scala che rende adimensionale il rapporto f/f_0 e $F(z/L)$ è una *Funzione Universale di Similarità*, diversa per ogni momento e variabile meteorologica, ma dipendente solo da z/L . Alcune delle variabili che ubbidiscono a questa Teoria della Similarità sono:

- la velocità media del vento,
- la temperatura potenziale media,
- l'umidità specifica media,
- la varianza della componente verticale del vento σ_w^2 ,
- la varianza della temperatura potenziale σ_T^2 ,
- la varianza dell'umidità σ_q^2 ,
- il tasso di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ε .

Si nota immediatamente come nell'elenco sia assente la varianza delle componenti orizzontali del vento. In effetti si è dimostrato come esse dipendano, soprattutto nelle situazioni convettive, dall'estensione verticale del *PBL* (z_i). Tuttavia, pur con una buona dose di incertezza, sono state proposte anche per queste variabili delle relazioni di Similarità che, pur con un po' di cautela, possono essere di notevole aiuto nelle applicazioni pratiche. Qui di seguito elenchiamo queste relazioni di Similarità, senza dilungarci nei dettagli per i quali si rimanda a Sozzi e al. (2002).

2.4.1.1 Il profilo verticale della velocità media del vento

La relazione (2.91), quando applicata al profilo verticale della velocità media del vento, prevede che il parametro di scala f_0 sia la velocità di scala propria del *SL*, cioè la *friction velocity* u_* . Pertanto, questa relazione può essere espressa nella forma (Panofsky e Dutton, 1983):

$$u(z) = u_* / k \cdot [\ln(z/z_0) - \Psi_m(\zeta)] \quad [2.92a]$$

dove ζ è il rapporto z/L . Il parametro z_0 presente nella relazione è la quota a cui si annulla la velocità del vento per la *no slip condition*. Tale quota non è nulla a causa degli elementi naturali o artificiali che coprono la superficie terrestre (la sua "rugosità" quindi), ma risulta pari a z_0 appunto, parametro noto come *rugosità superficiale* (*roughness length*). Data la sua importanza, si discuterà di questo argomento più estesamente nel seguito. La (2.92a) è la *Relazione di Similarità per il profilo verticale della velocità del vento* e la funzione Ψ_m è la *Funzione Universale di Similarità relativa*. Pur essendo concettualmente una funzione continua in ζ , è più comodo nella pratica trattare separatamente le situazioni convettive e le situazioni stabili:

- **situazioni convettive** ($\zeta < 0$): è normalmente impiegata la relazione di Businger-Dyer (Paulson, 1970):

$$\Psi_m(\zeta) = \ln \left[\left(\frac{1+x^2}{2} \right) \cdot \left(\frac{1+x}{2} \right)^2 \right] - 2 \tan^{-1} x + \pi/2 \quad [2.92b]$$

in cui:

$$x = (1 - 16\zeta)^{1/4} \quad [2.92c]$$

- **situazioni stabili** ($\zeta > 0$): per valori di $\zeta < 1$, è normalmente impiegata la relazione:

$$\Psi_m = -5\zeta \quad [2.92d]$$

Tuttavia, quando $\zeta \geq 1$, la (2.92d) non rappresenta più le osservazioni sperimentali. Van Ulden e Holtslag (1985) hanno proposto la seguente relazione più adatta ad elevate stabilità e che si riconduce alla (2.92d) quando $\zeta < 1$:

$$\Psi_m(\zeta) = -17[1 - \exp(-0.29\zeta)] \quad [2.92e]$$

Per ζ tendente a zero, la funzione Ψ_m tenda anch'essa a zero, cioè nelle situazioni prossime all'adiabaticità il profilo verticale della velocità del vento presenta il ben noto andamento logaritmico. Nella Fig.2.28 è presentato l'andamento della Funzione Universale di Similarità Ψ_m per il profilo verticale della velocità del vento in funzione del parametro di stabilità z/L .

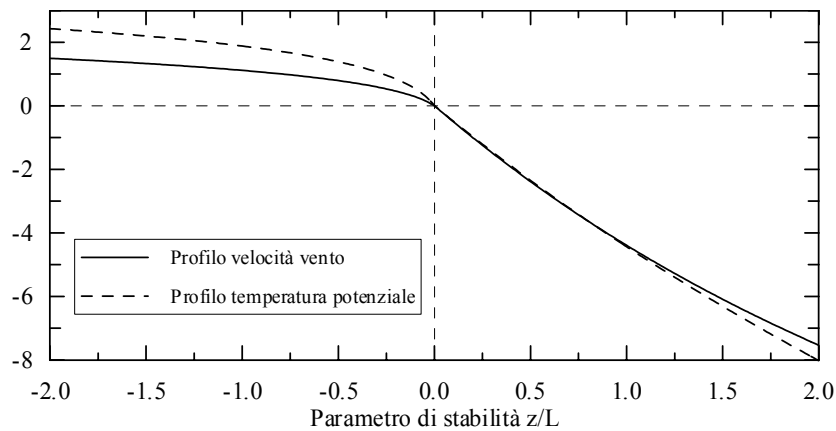


Fig. 2.281: variazione con z/L delle Funzioni di Similarità Ψ_m e Ψ_H .

2.4.1.2 Il profilo della temperatura potenziale virtuale e dell'umidità

Se si considera il valore medio della temperatura potenziale virtuale, il suo profilo verticale entro il SL è descritto dalla Teoria della Similarità con la relazione seguente:

$$\theta(z) = \theta_0 + T_*/k \cdot [\ln(z/z_{0H}) - \Psi_H(\zeta)] \quad [2.93a]$$

dove con θ_0 si è indicata la temperatura potenziale al suolo e con z_{0H} un parametro di rugosità, analogo ma non coincidente con z_0 e di cui si tratterà nel seguito, dell'ordine di 10^{-3} m. Come si può notare, il parametro di scala f_0 impiegato in questa relazione è la temperatura di scala T_* . Per quanto riguarda la Funzione Universale Ψ_H , i dati sperimentali hanno portato alle relazioni:

- **situazioni convettive** ($\zeta < 0$): è universalmente impiegata la relazione di Paulson (1970):

$$\Psi_H(\zeta) = 2 \ln \left[\frac{1}{2} \cdot \left(1 + \sqrt{1 - 16\zeta} \right) \right] \quad [2.93b]$$

- **situazioni stabili** ($\zeta > 0$): per valori di $\zeta < 1$ è normalmente utilizzata la relazione:

$$\Psi_H = -5\zeta \quad [2.93c]$$

Per Stabilità più elevate, la (2.33c) non risulta in accordo con i dati sperimentali. Van Ulden e Holtslag (1985) hanno proposto la seguente relazione che meglio rappresenta la realtà sperimentale e che si riconduce alla (2.33c) per $\zeta < 1$:

$$\Psi_H(\zeta) = -17[1 - \exp(-0.29\zeta)] \quad [2.93d]$$

Nella Fig.2.28 è presentato l'andamento di Ψ_H in funzione del parametro di stabilità z/L .

Anche per l'umidità specifica è possibile impiegare i concetti di analisi dimensionale e quindi produrre una Relazione di Similarità per il relativo profilo verticale. In particolare, se si considera l'umidità specifica q e se, in analogia con la definizione di temperatura di scala, si definisce una *umidità specifica di scala* come:

$$q_* = -\overline{w'q'}/u_* \quad [2.94a]$$

la Relazione di Similarità per il profilo verticale del valor medio dell'umidità è dato da:

$$q(z) = q_0 + q_*/k \cdot [\ln(z/z_{0q}) - \Psi_q(\zeta)] \quad [2.94b]$$

dove q_0 è il valore dell'umidità al *suolo*, z_{0q} è un parametro di rugosità relativo all'umidità, di significato analogo a z_0 e z_{0H} e di cui poco si conosce. Normalmente si ipotizza $z_{0H} = z_{0q}$. Sempre dalle misure disponibili si è visto che Ψ_q non risulta essere differente da Ψ_H .

2.4.1.3 Il profilo verticale della deviazione standard delle componenti del vento

La componente verticale del vento.

La deviazione standard della componente verticale del vento σ_w è un indicatore di notevole importanza per la turbolenza del *PBL* e per la sua capacità disperdente. La Teoria di Monin-Obukhov prevede la Relazione di Similarità seguente:

$$\sigma_w/u_* = \Phi_{ww}(\zeta) \quad [2.95a]$$

dove Φ_{ww} è la relativa Funzione Universale di Similarità. Basandosi sui dati sperimentali ottenuti in molte campagne sperimentali, sono state proposte le seguenti Relazioni di Similarità:

- Situazioni convettive ($\zeta < 0$): in queste condizioni vale la seguente Relazione di Similarità:

$$\sigma_w/u_* = a(1 - b\zeta)^{1/3} \quad [2.95b]$$

Panofsky e Dutton (1983) e Kaimal e Finnigan (1994) hanno proposto per a e b rispettivamente i valori 1.25 e 3, tuttavia in Letteratura sono stati ottenuti valori anche differenti, derivanti probabilmente da differenti situazioni sperimentali. In una recente campagna sperimentale realizzata con strumentazione di concezione moderna, Andreas e al (1998) hanno ottenuto per i due parametri rispettivamente i valori 1.07 e 4.29. In Fig.2.29 è presentato l'andamento di Φ_{ww} in funzione di z/L per le situazioni convettive ($z/L < 0$).

- Situazioni stabili ($\zeta > 0$): in tali situazioni la dispersione dei dati sperimentali è notevole e ciò ha impedito di individuare con certezza un'unica forma funzionale per Φ_{ww} . Panofsky e

Dutton (1983) hanno proposto la forma funzionale seguente, attualmente molto utilizzata:

$$\sigma_w/u_* = a \quad [2.95c]$$

dove il coefficiente a assume un valore pari a $1.2 \div 1.25$. Campagne sperimentali più recenti hanno suggerito anche una relazione lineare del tipo:

$$\sigma_w/u_* = a(1 - b\zeta) \quad [2.95d]$$

dove a e b valgono $1.2 \div 1.25$ e 0.2 (Kaimal e Finnigan, 1994 e Andreas e al., 1997).

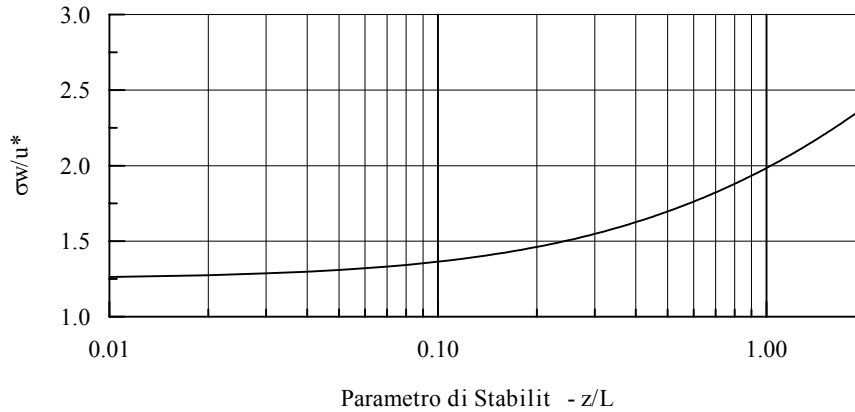


Fig.2.29: Funzione Universale di Similarità Φ_{ww} nelle situazioni convettive ($z/L < 0$).

Le componenti orizzontali del vento

Per quanto riguarda le componenti orizzontali del vento, la situazione risulta apparentemente complessa. In Panofsky e Dutton (1983) si afferma che l'andamento temporale di queste variabili nelle situazioni convettive presenta sovrapposte due componenti distinte: una ad alta frequenza, caratteristica della turbolenza atmosferica, ed una a bassa frequenza. Mentre la prima dipende dalla quota, la seconda non lo è ed è legata solo all'estensione verticale della *PBL*. A rigore un tale comportamento non potrebbe essere descritto dalla Teoria della Similarità di Monin-Obukhov. In effetti, Panofsky e al. (1977) hanno proposto una relazione di Similarità in cui la quota z è stata sostituita dall'altezza della *PBL* z_i :

$$\sigma_u^2/u_*^2 = \sigma_v^2/u_*^2 = 4 + 0.6 \cdot (z_i/L)^{2/3} \quad [2.96a]$$

In contrasto con tale opinione, Monin e Yaglom (1971a) prevedevano un loro comportamento molto simile a quello mostrato dalla componente verticale del vento, cosa riaffermata anche nelle campagne sperimentali più recenti (Andreas e al., 1998) dove si è notato che per la componente u , applicando l'analisi di Similarità in cui è presente come lunghezza caratteristica la quota z e non z_i , i risultati ottenuti portavano ad una Relazione di Similarità del tipo:

$$\sigma_u/u_* = a(1 - b\zeta)^{1/3} \quad [2.96b]$$

con a e b pari a 2.55 e 1.2 rispettivamente. Oggi si è giunti alla conclusione che è molto più reale l'ipotesi fatta da Panofsky e al. (1977) secondo cui l'influenza dell'altezza della *PBL* è un fattore determinante, soprattutto ad elevata convettività. Tuttavia tale influenza ha caratteristiche di bassa frequenza, facilmente filtrate dai processi di *detrending* operate nell'elaborazione dei

dati elementari raccolti e soprattutto dalla scelta del tempo di mediazione, pertanto particolari scelte di tempo di mediazione e di filtraggio possono ridimensionare il contributo legato a z_i e far emergere il contributo legato a z .

Per quanto riguarda il comportamento di σ_u/u_* in condizioni stabili, la situazione si presenta ancora più incerta. Se la quasi unanimità dei ricercatori concorda in un valore circa costante e pari a 2, Andreas e al. (1998) hanno viceversa evidenziato la presenza di un chiaro incremento di σ_u/u_* , con ζ , che hanno modellizzato con la relazione lineare:

$$\sigma_u/u_* = 2.55(1 + 0.8\zeta) \quad [2.96c]$$

2.4.1.4 Il profilo verticale della deviazione standard della temperatura potenziale e dell'umidità

Lo studio del segnale di temperatura è stato sempre un tema affascinante per i ricercatori, soprattutto per la sua caratteristica *segnatura*. In effetti esso mostra nelle situazioni convettive una serie di evidenti rampe (Tillman, 1972) che stanno ad evidenziare l'instaurarsi nei pressi del suolo di situazioni in cui dell'aria inizia un riscaldamento progressivo (determinato dal calore proveniente dal suolo), riscaldamento che ha termine quando questa massa d'aria *abbandona* il suolo, innalzandosi nel *PBL* e determinando localmente un *rinnovo di aria più fredda* destinata a riscaldarsi e a riproporre questa sequenza di generazione di strutture coerenti. Uno degli indicatori più importanti di tale processo è la deviazione standard della temperatura potenziale σ_T e per essa Monin e Yaglom (1971a) hanno proposto una Relazione di Similarità del tipo:

$$\sigma_T/|T_*| = \Phi_{\theta\theta} \quad [2.97a]$$

dove $\Phi_{\theta\theta}$ è la relativa Funzione Universale. Le attività sperimentali hanno condotto ad individuare delle Funzioni di Similarità per $\sigma_T/|T_*|$ sia nelle condizioni convettive che in quelle stabili, con una notevole incertezza per queste ultime, a causa della notevole dispersione sempre presente nei dati sperimentali. Nelle situazioni convettive, Wyngaard e al. (1971) e Tillman (1972) hanno proposto la relazione:

$$\sigma_T/|T_*| = a(1 - b\zeta)^{-1/3} \quad [2.97b]$$

dove i coefficienti a e b valgono rispettivamente 2.9 e 28.4, cosa sostanzialmente confermata anche da Andreas e al. (1998) con il coefficiente a pari a 3.2. Kaimal e Finnigan (1994) confermano anch'essi la forma funzionale (2.97b), ma con i due coefficienti pari a 2 e 9.5.

Per quanto riguarda il comportamento nelle situazioni stabili, Tillman (1972) ha proposto una costanza di $\sigma_T/|T_*|$ attorno al valore di $1.8 \div 2$. Una valutazione differente viene fatta da Kaimal e Finnigan (1994) che propongono un andamento leggermente decrescente con ζ , in evidente disaccordo con il comportamento asintotico a stabilità elevate previsto dall'Analisi di Similarità. In particolare la Relazione di Similarità che essi propongono è la seguente:

$$\sigma_T/T_* = 2(1 + 0.5\zeta)^{-1} \quad [2.97c]$$

In *Fig. 2.30* è illustrato l'andamento nelle situazioni convettive della Funzione di Similarità $\Phi_{\theta\theta}$.

Come nel caso del profilo verticale del valor medio, anche per la deviazione standard

dell'umidità è possibile individuare una relazione di Similarità. I risultati ottenuti da Weaver (1990) e Andreas e al. (1998) hanno evidenziato come la forma funzionale della relazione di Similarità sia la seguente:

$$\sigma_q / |q_*| = \Phi_{qq}(z/L) \quad [2.98a]$$

dove Φ_{qq} presenta le stesse caratteristiche comportamentali della relativa funzione universale $\Phi_{\theta\theta}$, in particolare, Andreas e al. (1998) hanno proposto per le situazioni convettive la relazione:

$$\sigma_q / |q_*| = 4.1(1 - 28.4\zeta)^{-1/3} \quad [2.98b]$$

mentre per le *situazioni stabili*, in accordo con Weaver (1990), propone che la Funzione Universale Φ_{qq} sia indipendente da ζ e pari ad un valore costante (pari a 4.1).

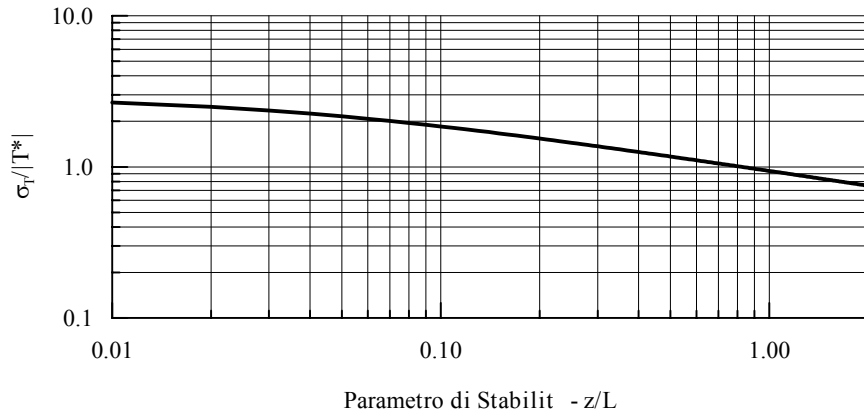


Fig. 2.30: variazione di $\Phi_{\theta\theta}$ con la stabilità nelle situazioni convettive.

2.4.1.5 Relazione di Similarità per il tasso di dissipazione di energia cinetica turbolenta

La Relazione di Similarità proposta per il tasso di dissipazione di energia turbolenta ε è:

$$kz\varepsilon/u_*^3 = \Phi_\varepsilon \quad [2.99a]$$

dove Φ_ε è la relativa Funzione Universale per la quale Kaimal e Finnigan (1994) hanno consigliato la relazione seguente:

$$\frac{kz\varepsilon}{u_*^3} = \begin{cases} \left(1 + 0.5|\zeta|^{2/3}\right)^{3/2} & \text{per } \zeta < 0 \\ (1 + 5\zeta) & \text{per } \zeta > 0 \end{cases} \quad [2.99b]$$

2.4.2 La Teoria della Similarità per l'intero PBL

La limitazione principale della teoria della Similarità di Monin-Obukhov sta nella possibilità di prevedere il profilo verticale delle principali variabili meteorologiche (medie ed i principali momenti di ordine superiore) solo nel *SL* e ciò è dovuto al fatto che essa considera come *variabili rilevanti* solo la forzante meccanica (u_*), la forzante convettiva (H_0) ed il

galleggiamento (g/\bar{T}). Se, però, si inserisce tra le *variabili rilevanti* anche l'estensione verticale del *PBL* (z_i), è ancora possibile sviluppare una teoria della Similarità che tenga conto dell'effetto di confinamento esercitato dal *PBL* stesso. I risultati ottenuti sono notevolissimi (soprattutto grazie a nuove misure in quota ora disponibili) ed in pratica attualmente sono disponibili relazioni di Similarità che di fatto *costituiscono un modello di PBL diagnostico totalmente algebrico* valido quando ci si trova in situazioni di elevata omogeneità orizzontale ed in condizioni quasi-stazionarie. Va però sottolineato che le relazioni di Similarità valide per l'intero *PBL* così ottenute presentano ancora un elevato grado di incertezza nelle situazioni stabili sia per le difficoltà di misura che esse presentano sia per l'insorgere di fenomeni oscillatori che si generano sull'atmosfera stabile (es. onde di gravità) e che si vanno a sovrapporre alla turbolenza.

2.4.2.1 Il profilo verticale del vento

Il profilo verticale del vento è l'oggetto principale della Teoria della Similarità di Rossby, ben descritta in Sorbjan (1989) e Garratt (1992). Una delle Relazioni di Similarità più usate è quella che deriva da Zilitinkevich (1989) e Yamada (1976), nella forma proposta da Ratto (1996), valida per l'intero *PBL* sia in condizioni convettive, che in situazioni adiabatiche e stabili. Dato un sistema di assi cartesiani ortogonali con l'asse x orientato nella direzione media del vento al suolo (o ad una quota di riferimento z_r prossima al suolo), le due componenti orizzontali del vento ad una generica quota z (u_x e u_y) sono date dalla relazione seguente:

$$u_x(z) = \frac{u_*}{k} \left[\ln(z/z_0) - A_\mu(z) \right] \quad [2.100a]$$

$$u_y(z) = -\frac{u_*}{k} B_\mu(z) \quad [2.100b]$$

in cui z_i è l'altezza del *PBL* e le Funzioni di Similarità A_μ e B_μ sono date da:

$$A_\mu(z) = a_\mu \left(\frac{z - z_0}{z_i} \right) + a_\mu^* \left(\frac{z - z_0}{z_i} \right)^2 \quad [2.100c]$$

$$B_\mu(z) = b_\mu \left(\frac{z - z_0}{z_i} \right) + b_\mu^* \left(\frac{z - z_0}{z_i} \right)^2 \quad [2.100d]$$

I coefficienti a e b dipendono dalla stabilità atmosferica ed in particolare dal parametro $\mu = ku_*/(fL)$. Si nota immediatamente come una tale relazione possa essere impiegata solo lontano dall'equatore, dove f si annulla e μ tende all'infinito. Premesso ciò, la dipendenza dei coefficienti presenti nelle relazioni precedenti dal parametro μ è la seguente:

- nelle situazioni convettive si ha che:

$$\begin{aligned} a_\mu &= 34 - \frac{38}{1 + 0.027\sqrt{-\mu}} & a_\mu^* &= -24 + \frac{28.5}{1 + 0.027\sqrt{-\mu}} \\ b_\mu &= \frac{-10}{1 + 1.581\sqrt{-\mu}} & b_\mu^* &= \frac{5.5}{1 + 1.581\sqrt{-\mu}} \end{aligned}$$

- nelle situazioni adiabatiche si ha che:

$$a_\mu = -4 \quad a_\mu^* = 4.5 \quad b_\mu = -10 \quad b_\mu^* = 5.5$$

- nelle situazioni stabili si ha che:

$$\begin{aligned} a_\mu &= -4.0 - 10.20\sqrt{\mu} & a_\mu^* &= 4.5 + 7.65\sqrt{\mu} \\ b_\mu &= -10. & b_\mu^* &= 5.5 + 1.7647\sqrt{\mu} \end{aligned}$$

2.4.2.2 Il profilo verticale della temperatura potenziale

Nell'ambito della Teoria della Similarità di Rossby sono state proposte anche delle Relazioni per descrivere il profilo verticale della temperatura potenziale media, una delle quali (Yamada 1976, Brutsaert 1982, Garratt 1992 e Stull 1988), è:

$$\theta(z) - \hat{\theta} = -T_*/k \cdot [\ln(h/z) + \Psi_H(z/L) - C(\mu)] \quad [2.101a]$$

in cui $\hat{\theta}$ è una temperatura potenziale *di riferimento*, spesso definita come il valor medio entro il *PBL* della temperatura potenziale, h è l'altezza del *PBL*, Ψ_H è la funzione di Similarità nel *SL* per la temperatura, μ è il parametro di stabilità $\mu = h/L$ e C è la Funzione Universale di Similarità di Rossby che, secondo Yamada (1976) è data dalle relazioni seguenti:

$$C(\mu) = \begin{cases} -4.32(\mu - 11.21)^{1/2} & \mu \geq 18 \\ 3.665 - 0.829\mu & 0 \leq \mu < 18 \\ 12 - 8.336(1 - 0.03106\mu)^{-1/3} & \mu \leq 0 \end{cases} \quad [2.101b]$$

La presenza di $\hat{\theta}$ rende la (2.101a) impossibile da usare direttamente, quindi per la determinazione del profilo verticale di temperatura potenziale entro il *PBL*, si può adottare la metodologia seguente:

- sia nota la temperatura potenziale ad una quota di riferimento z_r , prossima al suolo; con tale informazione, noti anche i parametri che caratterizzano la turbolenza del *SL* (u^* , T^* e L) e del *PBL* (h) è possibile dalla (2.101a) ottenere il valore di $\hat{\theta}$;
- noto $\hat{\theta}$, l'impiego diretto della (2.101a) fornisce il profilo desiderato entro l'intero *PBL*.

Questa relazione di Similarità, nelle *situazioni convettive*, è in grado di riprodurre il profilo verticale della temperatura potenziale media solo fino alla sommità dello Strato Rimescolato (*Mixed Layer*) ma non può descrivere il forte gradiente positivo che si riscontra nell'*entrainment layer*. Metodi per superare tale limitazione sono riportati in Sozzi e al. (2002).

2.4.2.3 Il profilo verticale della varianza delle componenti del vento

Qui di seguito si farà riferimento ai risultati ottenuti da Rodean (1996) nel suo lavoro di sintesi dell'enorme massa di risultati sperimentali e teorici attualmente disponibili sull'argomento.

Il profilo verticale della varianza della componente verticale del vento.

Le misure disponibili suggeriscono che la varianza della componente w del vento nelle

situazioni convettive è il risultato della sovrapposizione di due distinti contributi: il primo deriva principalmente dalla turbolenza di origine meccanica, ben rappresentata da u_* e quindi proporzionale alla velocità del vento oltre che al livello di stabilità del SL , mentre il secondo contributo deriva dall'azione della convettività presente, cioè dell'effetto combinato del flusso di calore sensibile, del galleggiamento e dell'effetto di costrizione esercitato dall'estensione verticale z_i del PBL . Questo secondo contributo è ben rappresentato globalmente dalla *velocità convettiva di scala* w_* . Tutti questi contributi sono stati evidenziati nei differenti lavori pubblicati ed in particolare in Hicks (1985), Nieuwstadt (1984) e Caughey e al. (1979). Dalla composizione di tutti questi contributi parziali è nata la Relazione di Similarità seguente:

$$\sigma_w^2(z) = 1.7u_*^2(1 - z/h)^{3/2} + 1.3w_*^2(z/h)^{2/3}(1 - 0.8z/h)^2 \quad [2.102a]$$

dove con h si è indicata l'estensione verticale del PBL (sia stabile che convettivo). È importante sottolineare che la (2.102a) può essere usata sia nelle situazioni convettive che in quelle stabili, una volta che in queste ultime w_* è stato posto a zero, e che quindi è in grado di rappresentare in maniera *continua* la transizione dalle condizioni diurne a quelle notturne.

Il profilo verticale della varianza delle componenti orizzontali del vento.

La prima domanda che ci si pone è se nel PBL le due componenti orizzontali del vento presentino la medesima deviazione standard. In Letteratura sono state espresse opinioni contrastanti, tuttavia visto che comunque le differenze sono relativamente piccole (se esistono), seguendo Lenschow e al. (1988) esse sono state ritenute uguali. Rodean, nel già citato lavoro, sintetizzando i risultati ottenuti in Caughey e Palmer (1979), Hicks (1985) e Lenschow e al. (1988), ha ottenuto la relazione seguente:

$$\sigma_u^2(z) = \sigma_v^2(z) = 4.5u_*^2(1 - z/h)^{3/2} + 0.33w_*^2 \quad [2.102b]$$

Anche in questo caso h è l'estensione verticale del PBL ed anche in questo caso la Relazione di Similarità si applica sia alle situazioni convettive che a quelle stabili, ricordando che per queste ultime w_* viene considerato nullo.

2.4.2.4 Il profilo verticale della varianza della temperatura potenziale

Per quanto riguarda la varianza della temperatura potenziale, le misure disponibili sono veramente poche e le incertezze molte. Seguendo Sorbjan (1989), nelle *situazioni convettive* si può considerare la Relazione di Similarità seguente:

$$\sigma_T^2/T_*^2 = 2(z/h)^{-2/3}(1 - z/h)^{4/3} + 0.94(z/h)^{4/3}(1 - z/h)^{-2/3} \quad [2.103a]$$

mentre da Caughey e al. (1979) è possibile derivare la seguente Relazione di Similarità valida per le *condizioni stabili*:

$$\sigma_T^2(z)/T_*^2 = 6(1 - z/h)^4 \quad [2.103b]$$

L'impiego di queste relazioni deve essere molto cauto, dato che esse si basano su un numero di misure estremamente esiguo.

2.4.2.5 Il profilo verticale della dissipazione di energia cinetica turbolenta

La misura della dissipazione di energia cinetica turbolenta nel *PBL* è fuori dalla portata delle possibilità sperimentali attuali e i dati attualmente disponibili sono molto pochi. Di conseguenza definire una Relazione di Similarità per tale parametro è difficile e l'incertezza intrinseca è molto elevata, anche se nelle applicazioni pratiche, soprattutto legate alla modellizzazione della dispersione degli inquinanti, è necessario disporre di una relazione che ne descriva almeno il profilo verticale. In Rodean (1996) e in Rotach e al. (1995) sono disponibili informazioni al riguardo. In particolare, seguendo Rotach e al. (1995), si giunge alla Relazione di Similarità seguente, anch'essa valida sia nelle situazioni convettive che in quelle stabili (in cui w_* è nullo):

$$\varepsilon(z) = \frac{u_*^3}{h} \left\{ 1.07 \left[\frac{(1 - z/h)^2}{kz/h} \right] + 2.56 \right\} + \frac{w_*^3}{h} \left\{ 1.5 - 1.2 \left(\frac{z}{h} \right)^{1/3} \right\} \quad [2.104]$$

2.4.2.6 Considerazioni conclusive

L'enorme sforzo sperimentale realizzato in questo ultimo mezzo secolo ha consentito la raccolta di una grossa mole di informazioni sperimentali, sia nello Strato superficiale che nel *PBL* e ciò ha permesso l'individuazione di un numero rilevante di Relazioni di Similarità. Il risultato emerso è un *modello alternativo di PBL*, di tipo completamente diagnostico ed algebrico, molto maneggevole, valido sia in condizioni convettive che in situazioni stabili, e le cui informazioni di ingresso sono costituite dalle sole forzanti superficiali (velocità di frizione, flusso turbolento di calore sensibile e latente e galleggiamento) e dall'estensione verticale del *PBL*. Il modello così individuato si applica a rigore solo in situazioni quasi-stazionarie con un elevato grado di omogeneità orizzontale e con assenza di orografia rilevante. Tuttavia, nella pratica può essere applicato, almeno come metodo di prima approssimazione, anche in quei casi in cui tali precondizioni non risultano completamente soddisfatte. In questi casi, il modello si scosterà dalla realtà tanto più quanto la situazione reale si allontana da quella ideale. Vista la sua semplicità, la sua adattabilità, i bassi tempi di calcolo richiesti ed il suo realismo, esso è attualmente il modello micrometeorologico più usato per determinare la struttura della turbolenza atmosferica necessaria ai modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera di medio-alta complessità.

2.5 IL PBL IN CONDIZIONI DI OMOGENEITÀ SUPERFICIALE

2.5.1 Lo Strato Superficiale

Nel *PBL*, sia nelle condizioni convettive che in quelle stabili, è sempre individuabile uno strato, di estensione verticale ridotta a diretto contatto con il suolo, lo *Strato Superficiale SL*, in cui il profilo verticale delle variabili medie e dei principali momenti di ordine superiore è descrivibile dalle Relazioni della Teoria della Similarità di Monin-Obukhov. Di ciò già si è parlato e qui si studierà con maggior dettaglio alcuni aspetti di particolare interesse. In particolare l'obiettivo è quello di definire in maniera precisa la *rugosità superficiale* e la ripartizione tra flusso di calore sensibile e latente dell'energia disponibile al suolo, cioè la differenza tra R_N ed G_0 .

2.5.1.1 La rugosità superficiale

Nel *SL* il profilo verticale di velocità del vento, di temperatura potenziale media e di umidità

specifica è descritto dalle relazioni della Teoria della Similarità di Monin-Obukhov. E' interessante notare che, se il parametro di stabilità z/L tende a zero, tutti queste relazioni diventano sempre meno sensibili alla stabilità e si riducono a tipici profili logaritmici. Ciò avviene non solo all'aumentare (in valore assoluto) della lunghezza di Monin-Obukhov, ma anche al diminuire di z . In effetti, se si considera una situazione poco convettiva ($H_0 = 50 \text{ Wm}^{-2}$) con u_* pari a 0.5 ms^{-1} , ad una quota di 2.3 m il profilo della velocità media del vento si scosta da quello logaritmico (adiabatico) di meno del 1%. Se, però, u_* si riduce a 0.2 ms^{-1} , tale quota scende a 3 cm. Come si vede, esiste sempre uno strato, più o meno esteso, in cui tutti i profili delle variabili medie sono esprimibili con buona approssimazione da relazioni di tipo logaritmico: tale strato è noto col nome di *dynamical sublayer*. Tutto ciò è però una notevole semplificazione della realtà. Infatti nelle immediate vicinanze del suolo la viscosità dell'aria ed i singoli elementi di rugosità caratteristici della superficie terrestre complicano in maniera drammatica la descrizione fluidodinamica dell'aria. Va però ricordato che lo strato d'aria caratterizzato da questa complessità è ben poca cosa rispetto a tutto il *PBL*: in effetti stiamo parlando di uno strato d'aria a ridosso del suolo dello spessore molto inferiore al metro. Per semplificare tutto ciò, è conveniente ragionare nel modo seguente:

- all'interfaccia suolo-aria la velocità del vento è nulla a causa della "no-slip condition" e la temperatura e l'umidità assumono un ben preciso valore pari rispettivamente a θ_s e q_s ;
- se si ipotizza che nel *dynamical sublayer* il profilo di velocità segua una legge logaritmica, esisterà una quota z_{om} dove tale profilo si annulla (cioè assume il valore proprio dell'interfaccia suolo-aria). Operativamente, quindi, si è sostituito al complesso profilo verticale in quello strato un semplice profilo logaritmico fino a z_{om} ed un profilo nullo da z_{om} al livello del suolo ($z = 0$);
- estrapolando i profili logaritmici di temperatura potenziale e di umidità verso il suolo, è individuabile una quota z_{oh} (per il profilo di temperatura) e z_{oq} (per il profilo di umidità) dove i valori previsti della relazione logaritmiche eguagliano i valori riscontrati a $z = 0$.

In questa opera di semplificazione *operativa* dei profili sono stati individuati i tre parametri z_{om} , (parametro di rugosità per la quantità di moto), z_{oh} (parametro di rugosità per il calore) e z_{oq} (parametro di rugosità per l'umidità), tra loro differenti ed in generale dipendenti dal tipo di suolo, dalla sua struttura geometrica e dal regime fluidodinamico del moto dell'aria nelle sue immediate vicinanze. Evidentemente in questa discussione non si considerano situazioni particolarmente complesse, come città, foreste, mare e suoli particolarmente disomogenei dal punto di vista della rugosità, cui si accennerà nel seguito. *Le situazioni che qui si considerano sono solo quelle rappresentative di una distesa piatta e coperta da vegetazione di moderata estensione verticale*. Se si prende in considerazione una superficie solida, la fluidodinamica ci assicura che al passaggio dell'aria sopra di essa si sviluppa uno strato di piccole dimensioni δ_l (*interfacial sublayer*) il cui regime di moto non è completamente turbolento, in cui il flusso di calore e di massa è dominato dalla diffusività molecolare, in cui il flusso di quantità di moto è determinato sia dalla diffusività molecolare che dai gradienti di pressione locali e la cui estensione verticale è determinabile, in prima approssimazione, dalla $\delta_l \cong 30\nu/u_*$, dove ν è la viscosità cinematica dell'aria. Come è facile verificare, δ_l è sempre dell'ordine del millimetro. In questo strato si ha il trasferimento di quantità di moto, di calore e di massa (vapor d'acqua) dal suolo all'aria sovrastante; mentre il trasferimento di calore e di massa avviene per diffusione molecolare, il trasferimento di quantità di moto dipende anche dai gradienti locali di pressione che si generano al suolo a causa della geometria di quest'ultimo e ciò spiega la differenza che si riscontra tra i tre parametri di rugosità individuati.

A questo punto è necessario evidenziare un altro problema. Se si considera, per esempio, una superficie con vegetazione, il problema che ci si pone è quale sia la quota reale di misura rispetto al suolo o, che è lo stesso, quale sia la quota zero. Convenzionalmente si dice che la

quota $z=0$ è il *livello su cui giacciono gli elementi di rugosità*. In tal modo si evidenzia un ulteriore strato, posto tra il suolo vero e proprio e una quota d (*displacement height*) prossima all'altezza media degli elementi di rugosità (altezza media della vegetazione), noto col nome di *canopy layer*. Una volta definiti z_{0m} (che indicheremo semplicemente con z_0) e d , entro il SL la Relazione della Similarità di Monin-Obukhov per il profilo verticale del vento verrà riscritta in modo tale che a z si sostituirà la quota ridotta $z-d$. In pratica il profilo verticale del vento si annullerà alla quota $z = d+z_0$ e sarà data dalla relazione:

$$U(z) = \frac{u_*}{k} \left[\ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) - \Psi_m(\zeta) \right] \quad [2.105]$$

di Similarità (temperatura potenziale ed umidità specifica e varianze).

Tipo di Suolo	z_0 (m)	d (m)
Giaccio	$0.1 \cdot 10^{-4}$	-
Neve	10^{-4}	-
Deserto sabbioso	0.0003	-
Suolo nudo	0.005	-
Prato di erba bassa	0.02	0.1
Prato di erba alta	0.05	0.5
Campi di grano	0.02	0.25
Mais	0.06	0.8
Fagioli	0.08	1.18
Viti	0.1	1.1
Savana	0.4	8
Boschi	0.4	10-15
Pineta	0.5	13
Conifere	1.	10.
Foresta tropicale	2.	35

Tab. 2.10: parametro di rugosità e displacement height per alcune superfici naturali.

Sia z_0 che d sono parametri che possono essere determinati, tuttavia in letteratura (per esempio Wieringa, 1993) sono stati pubblicati molti risultati di campagne sperimentali che consentono di attribuire con un buon grado di realismo i valori dei due parametri in molti casi di interesse pratico. In Tab.2.10 sono presentati alcuni valori caratteristici per z_0 . Per quanto riguarda, invece, d una regola pratica è la seguente $d = 2/3 h_r$, dove h_r è l'altezza tipica degli elementi di rugosità (per esempio l'altezza media della vegetazione). Quando sulla superficie è riconoscibile una *canopy* ben definita e di altezza tipica d , la sostituzione di z con $z-d$ nella Relazione di Similarità per il profilo verticale della velocità del vento viene estesa anche a tutti gli altri profili. Per quanto riguarda z_{0h} e z_{0q} , si è di fronte ad una quantità impressionante di correlazioni semiempiriche proposte in letteratura. Per una rassegna di tali correlazioni si rimanda a Verhoef e al. (1997). A titolo di esempio si citano le seguenti (Brutsaert, 1984):

$$z_{0h} = 7.4 z_{0m} \exp(-2.46 z_{0+}^{1/4}) \quad [2.105a]$$

$$z_{0q} = 7.4 z_{0m} \exp(-2.25 z_{0+}^{1/4}) \quad [2.105b]$$

dove $z_{0+} = u_* z_0 / \nu$. In letteratura $\ln(z_{0m}/z_{0H})$ è indicato normalmente col simbolo kB^{-1} .

Fin qui si è ipotizzato un terreno orizzontalmente omogeneo, che si estende cioè all'infinito con le medesime caratteristiche superficiali. In particolare, se ci si pone in un punto di un territorio

non completamente omogeneo in senso orizzontale e si realizzano misure di z_0 , si noterà che i valori misurati risultano differenti a seconda delle diverse direzioni di provenienza del vento, dato che ciò che si misura è la rugosità superficiale *sentita* dall'aria in movimento *durante la sua marcia di avvicinamento alla postazione di misura* e non la *rugosità locale nella postazione di misura*. Wieringa (1993) ha mostrato che, data una direzione di provenienza del vento, se z è la quota di misura, le masse d'aria sono in equilibrio con le condizioni superficiali che si incontrano dal punto di misura fino ad una distanza F sopravvento (*fetch*) data dalla relazione:

$$F \approx 2z_0 \left[\frac{10z}{z_0} \left(\ln \left(\frac{10z}{z_0} \right) - 1 \right) + 1 \right] \quad [2.106]$$

che grossolanamente si riduce alla semplice regola secondo cui lo z_0 misurato è rappresentativo di una distanza sopravvento pari a circa 100 volte la quota di misura.

2.5.1.2 La ripartizione superficiale dell'energia disponibile

All'interfaccia aria-suolo ha luogo il principale trasferimento al *PBL* di energia termica e di vapor d'acqua. Il bilancio energetico superficiale assicura che $R_N - G_0 = H_0 + H_E$, cioè che l'energia disponibile alla superficie (la differenza tra la Radiazione Netta ed il Flusso di Calore nel suolo) si ripartisce tra un Flusso Turbolento di Calore Latente H_E (che causa l'evapotraspirazione) ed un Flusso Turbolento di Calore Sensibile H_0 (che, per esempio, nelle situazioni convettive causa la nascita dei vortici di grandi dimensioni). Entrambi questi flussi possono essere misurati direttamente essendo $H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'}$ e $H_E = \lambda \rho \overline{w'q'}$ dove ρ è la densità dell'aria, λ è il calore specifico di evaporazione dell'acqua e q è l'umidità specifica, tuttavia è molto interessante capire come e perché l'energia disponibile al suolo si ripartisca nei due differenti tipi di flusso turbolenti o, che è lo stesso, perché suoli differenti in differenti situazioni presentino differenti valori del *Rapporto di Bowen* Bo , definito come $Bo = H_0/H_E$. Ciò che risulta evidente dalla realtà sperimentale è che suoli aridi o semiaridi, quindi poveri di umidità, trasformano preferibilmente l'energia disponibile in H_0 e ciò determina valori di B piuttosto elevati, mentre suoli molto umidi o addirittura con acqua superficiale prediligono la trasformazione dell'energia disponibile nel Flusso Latente di calore.

Il problema è stato estesamente studiato da Penman e Monteith che sono giunti alla individuazione di un modello *operativo* concettualmente molto interessante. In effetti, il risultato finale del loro lavoro è costituito dalla relazione seguente, che esprime il flusso turbolento di calore sensibile e latente:

$$H_E = \frac{s \cdot (R_N - G_0)}{s + \gamma \cdot (1 + r_s/r_a)} + \left(1 - \frac{s}{s + \gamma \cdot (1 + r_s/r_a)} \right) \cdot \left(\frac{\gamma}{\gamma \cdot (1 + r_s/r_a)} \right) \rho \lambda \frac{\delta q - \delta q_0}{r_{av}}$$

$$H_0 = R_N - G_0 - H_E \quad [2.107a]$$

in cui $s = dq_s/dt$, $\delta q = q_s(T) - q$ è il deficit di saturazione nell'aria, $\delta q_0 = q_s(T_0) - q_0$ è il deficit di saturazione al suolo, r_s è una resistenza superficiale in cui è condensato il complesso meccanismo di traspirazione del suolo e r_a è la resistenza aerodinamica al trasferimento di calore data da:

$$H_0 / (\rho C_p) = (\theta_0 - \theta) / r_a \quad [2.107b]$$

Questo modello non è di semplice applicazione pratica, dato che accanto a grandezze facilmente misurabili come R_N e G_0 , sono presenti altre variabili di difficile determinazione, tuttavia la sua importanza sta nell'evidenziare alcune peculiarità del trasferimento di energia e massa all'interfaccia suolo-aria:

- sia il flusso turbolento di calore sensibile che il flusso turbolento latente sono proporzionali all'energia disponibile all'interfaccia suolo-aria;
- l'uno prevale sull'altro, a parità di energia disponibile, in funzione delle caratteristiche del suolo, in particolare più il suolo risulta vicino alla saturazione, più elevata è la frazione di energia disponibile che viene dedicata all'evaporazione dell'acqua e quindi al flusso latente.

La non facile applicabilità pratica del modello di Penman-Monteith ha indotto ad una sua semplificazione. Il modello attualmente più impiegato nelle applicazioni pratiche non agrometeorologiche (dove regna sovrano il metodo originale di Penman-Monteith) è il metodo di Priestley-Taylor modificato da De Bruin e Holtslag (1982) secondo cui :

$$H_0 = \frac{(1-\alpha)+\gamma/s}{1+\gamma/s} (R_N - G_0) - \beta \quad [2.107c]$$

$$H_E = \frac{\alpha}{1+\gamma/s} (R_N - G_0) + \beta \quad [2.107d]$$

dove compaiono due parametri semiempirici α e β che dipendono dal tipo di suolo e soprattutto dal suo contenuto di umidità. Dal punto di vista concettuale, questo nuovo modello non ha introdotto un reale vantaggio visto che condensa in due parametri tutte le complicazioni insite nel modello originario di Penman-Monteith, senza peraltro fornire indicazioni su come stimarli. Tuttavia l'esteso uso pratico che si è fatto in questi ultimi decenni di questo modello ha portato ad individuare alcuni valori caratteristici. Per il parametro β , c'è ormai un accordo unanime nell'attribuirgli il valore di $20 \text{ (W}\cdot\text{m}^{-2})$, indipendentemente dal tipo di superficie considerata e della sua umidità. Per quanto riguarda invece il parametro α , alcuni valori tipici tratti da (Hanna e Chang, 1992) sono stati riportati nella *Tab. 2.11*.

<i>Tipo di Suolo</i>	α
deserto secco senza pioggia per mesi	0.0 ÷ 0.2
zone rurali aride	0.2 ÷ 0.4
campi coltivati o meno, in periodi secchi	0.4 ÷ 0.6
ambiente urbano	0.5 ÷ 1.0
campi coltivati nei periodi umidi e foreste	0.8 ÷ 1.2
laghi ed oceani	1.2 ÷ 1.4

Tab.2.11: valori caratteristici per il parametro α del modello di Priestley-Taylor modificato

2.5.2 II PBL convettivo

Quando il PBL si trova in situazioni convettive (e ciò accade nelle ore diurne dei giorni sereni e soleggiati), presenta una tipica *struttura a tre strati*, ben evidenziata dal profilo verticale della temperatura potenziale. In particolare risultano facilmente distinguibili:

- uno *Strato Superficiale (SL)*, in cui il gradiente di temperatura potenziale è negativo nei pressi della superficie e tende ad annullarsi aumentando la quota. Si può ritenere che questo

strato termini quando il gradiente di temperatura potenziale raggiunge un valore prossimo allo zero. Di tale strato si è finora ampiamente parlato, evidenziandone le caratteristiche principali ed il suo ruolo nella produzione della turbolenza meccanica e convettiva.

- uno *Strato Rimescolato (ML)*, in cui il gradiente di temperatura potenziale è circa nullo, dove si instaura una circolazione ad area limitata di grandi *strutture coerenti* che lo rimescolano costantemente e completamente, consentendo tra l'altro la dispersione degli inquinanti ed il trasporto in quota del vapor d'acqua per la formazione delle nuvole.
- uno *Strato di Entrainment (EL)*, in cui il gradiente di temperatura potenziale risulta fortemente positivo e che agisce come un una barriera fisica ai movimenti verticali delle strutture coerenti. La sua importanza sta nel frenare queste masse d'aria che debordando nella sovrastante atmosfera libera, catturano aria da quest'ultima e la trascinano entro gli strati sottostanti consentendo quindi l'accrescimento verticale del *PBL* nel suo complesso

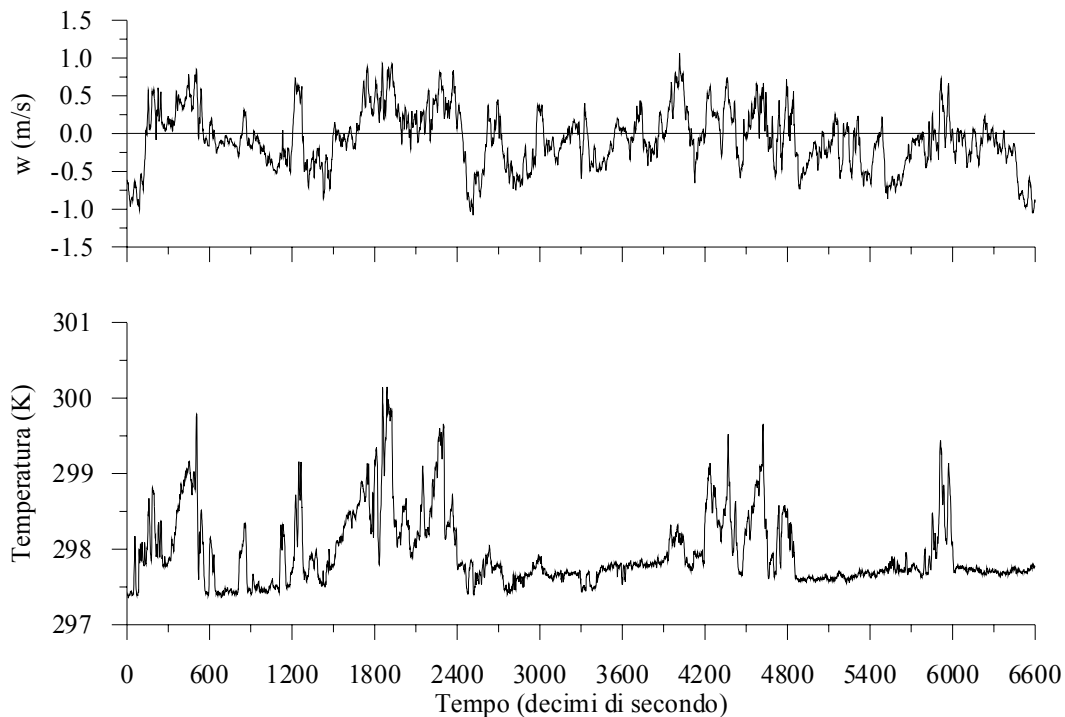


Fig. 2.31: temperatura e componente verticale del vento in una situazione convettiva (Pieve S. Giacomo, Cremona 29/07/2000 h12 LT – Quota di misura: 10 metri)

La caratteristica principale del *PBL* convettivo sta nel fatto che all'interfaccia aria-suolo si viene ad instaurare un flusso di calore verticale ascendente che trasferisce il calore dal suolo all'atmosfera sovrastante, alimentando le circolazioni d'aria che, nel tempo, accrescono verticalmente il *PBL*. Questo trasferimento di calore superficiale non deve essere visto come un processo continuo nello spazio e nel tempo, ma piuttosto come un *processo intermittente* che ha origine in corrispondenza di numerose porzioni di suolo di estensione limitata dove si vanno a formare delle *bolle* di aria calda che col tempo aumentano la propria dimensione verticale fino a dar luogo a strutture coerenti verticali, inclinate nella direzione del vento, che ad un certo punto lasciano il suolo e si innalzano nelle parti superiori del *PBL*. Tali strutture coerenti, normalmente indicate col termine *piume termiche*, sono di estensione orizzontale relativamente limitata ed hanno origine spaziale e temporale pressoché casuale, ricordando la formazione delle bolle di vapore sul fondo di una pentola piena di acqua prossima all'ebollizione. Questo

processo è discontinuo ed intermittente, evidenziato dall'andamento temporale delle principali variabili meteorologiche. Se si considera la Fig.2.31 in cui è riportato l'andamento nel tempo della temperatura e della componente verticale del vento per un periodo di 11 minuti, si nota come la temperatura presenti un tipico andamento *a rampa* (lenti aumenti circa lineari della temperatura seguiti da repentine diminuzioni). Le rampe sono intervallate da periodi più o meno lunghi di apparente *inattività* ed il risultato è un tipico segnale a *dente di sega*. Se si focalizza l'attenzione alla seconda rampa mostrata in figura, la più evidente e regolare, si nota che, mentre la temperatura inizia a crescere, la velocità verticale diviene positiva, cosa che indica la presenza di un flusso ascendente di aria calda (la piuma termica). Ad un certo punto la bolla d'aria calda si stacca dal suolo ed il suo posto viene preso da altra aria più fredda (*processo di rinnovamento*) e ciò è visibile nella figura dal fatto che alla fine della salita, la temperatura scende bruscamente al di sotto del suo livello *base* (è arrivata dell'aria più fredda) e questo arrivo è ulteriormente segnalato dalla velocità verticale fortemente negativa. Per un po' non succede nulla, poi riprende il processo di formazione della bolla d'aria calda negli stessi termini visti in precedenza. Una volta innalzatesi, a breve distanza dal suolo le piume termiche, numerose e relativamente piccole, iniziano un *progressivo processo di aggregazione* che porta alla costruzione di strutture coerenti di notevoli dimensioni e di tipo colonnare che percorrono compatte il *ML*.

In realtà ciò che si origina in assenza di vento (o con velocità media del vento bassa) è un insieme di colonne d'aria calda che salgono verso la parte alta del *PBL* (dette *updraft*) confinate in una regione piuttosto limitata e lo spazio tra di esse è riempito da aria in lenta discesa sempre organizzata in strutture coerenti (dette *downdraft*). Gli *updraft* sono caratterizzati da una velocità ascensionale media piuttosto elevata e dell'ordine della velocità convettiva di scala w_* , mentre i *downdraft*, che occupano una porzione più vasta dello spazio, hanno una velocità media inferiore. Una volta raggiunta la sommità del *PBL*, alcuni *updraft* *sconfinano* nell'atmosfera libera sovrastante (*overshoot*) dove però incontrano aria con una temperatura potenziale superiore e quindi si trovano a possedere un galleggiamento negativo. Se potessero, si disperderebbe nell'atmosfera libera, ma ciò non è possibile per il bassissimo livello di turbolenza presente in questa zona dell'atmosfera. Pertanto l'unica cosa che possono fare è ridiscendere, trascinandosi dietro (e quindi inglobando) una parte di aria dell'atmosfera libera. Questo processo di *entrainment a senso unico* fa sì che complessivamente il *PBL* *si espanda verticalmente* e che aria meno turbolenta venga inglobata in aria a maggior turbolenza che scende al suolo; qui il *downdraft* acquista tutta l'energia di cui ha bisogno per riprendere la salita. L'insieme degli *updraft* e *downdraft* costituiscono una circolazione che ha una scala orizzontale pari a circa $1.5 z_i$, dove z_i è l'altezza del *PBL*.

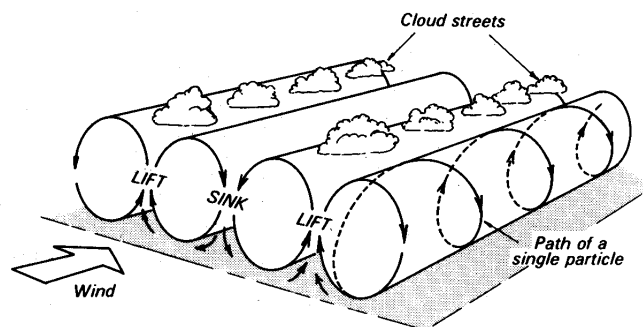


Fig. 2.32: vortici a rullo e strade di nuvole (da Oke, 1987)

Quanto fin qui presentato si riferisce a situazioni con venti bassi o moderati. Quando invece la velocità supera i 6 m/s, queste strutture coerenti si deformano, formando caratteristiche *strutture a rulli* allineate parallelamente alla direzione del vento (Fig.2.32). I *rulli* sono in rotazione lungo

un asse parallelo alla direzione del vento e due rulli adiacenti ruotano in senso opposto creando così alternativamente un corridoio d'aria ascendente e discendente. Spesso alla sommità del corridoio ascendente si hanno formazioni nuvolose disposte lungo linee, sempre parallele al vento e note come *strade di nuvole (cloud streets)*.

La circolazione di strutture coerenti che si viene ad instaurare entro il *PBL* convettivo, in ultima analisi, dipende dalla turbolenza meccanica presente, dal flusso turbolento di calore sensibile fornito dal suolo e dall'estensione verticale z_i del *PBL* stesso. Risulta quindi indispensabile verificare la possibilità di costruire un modello che permetta la stima di z_i . Naturalmente, se si impiegasse un modello numerico prognostico basato sulle equazioni di conservazione con una chiusura non locale o con una chiusura locale di ordine superiore al primo, z_i sarebbe uno dei risultati prodotti dal modello stesso. Tuttavia nella pratica corrente è necessario poter disporre di un modello dedicato alla previsione di z_i , possibilmente di complessità ridotta e comunque basato sugli elementi fisici principali che influenzano l'estensione verticale del *PBL*.

Si consideri una situazione convettiva ad un istante t . Se il sito è pianeggiante e regolare e si trascurano gli effetti *avvettivi*, si può ritenere che il profilo verticale della temperatura potenziale sia rappresentativo di una vasta area. Tale profilo presenterà un forte gradiente negativo, localizzato nelle immediate vicinanze del suolo ed un gradiente circa costante per tutto il *ML*. Nella zona di *entrainment* tale gradiente assumerà un elevato valore positivo che persisterà per l'intera zona di *entrainment*. Al di sopra, il gradiente di temperatura potenziale diminuisce e raggiunge rapidamente un valore circa costante, γ . Per ottenere un semplice modello che preveda l'incremento col tempo dell'altezza del *PBL* convettivo, è opportuno semplificare questa situazione (Fig.2.33) nel modo seguente (Carson, 1973), (Stull, 1989), (Garratt, 1992):

- si trascuri il *SL* e la zona di *entrainment* e si immagini che tutto il *PBL* in realtà sia rappresentato dal solo *ML*;
- il profilo di temperatura potenziale risulta costante e pari ad un valore $\bar{\theta}$ per tutto il *PBL*;
- al di sopra del *PBL* la temperatura potenziale cresce linearmente con gradiente costante γ .

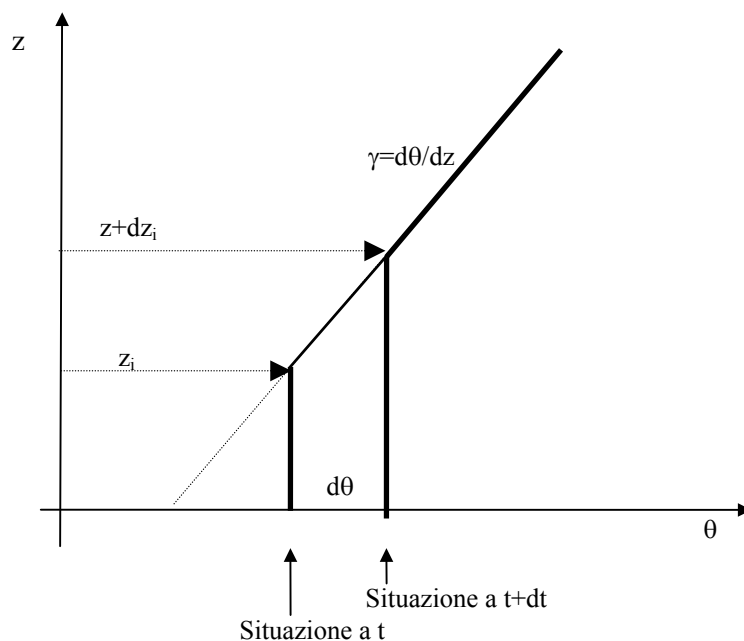


Fig.2.33: schematizzazione dell'evoluzione del profilo verticale di temperatura potenziale nel *PBL* convettivo.

In un intervallo di tempo dt la temperatura media del *PBL* aumenterà di $d\bar{\theta}$ provocando un'erosione di una porzione di aria sovrastante caratterizzata dal gradiente di temperatura potenziale γ . Quindi, dalla definizione di γ si ha che:

$$\frac{dz_i}{dt} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\bar{\theta}}{dt} \quad [2.108a]$$

che è l'equazione di evoluzione dell'altezza del *PBL* convettivo. Tale variazione di temperatura media del *PBL* e, di conseguenza, l'aumento della sua estensione verticale ha luogo per l'introduzione di calore nel *PBL* stesso. Per quantificare ciò, si consideri una colonna d'aria a base unitaria, di altezza z_i e con una temperatura media pari a $\bar{\theta}$. Perché tale colonna d'aria vari la propria temperatura media di $d\bar{\theta}$ è necessario che acquisti la quantità di calore seguente:

$$Q_1 = \rho C_p \cdot d\bar{\theta} \cdot z_i \quad [2.108b]$$

che può derivare solo da due fonti distinte. La prima (e più importante) è costituita dal flusso di calore sensibile presente al suolo che contribuisce con:

$$Q_2 = H_0 \cdot dt = \rho C_p \overline{w'\theta'_s} \cdot dt \quad [2.108c]$$

La seconda è costituita da eventuale calore che dall'Entrainment entra nella colonna d'aria dall'alto. Dato che riteniamo positivo il flusso di calore verso l'alto e negativo quello verso il basso, si ha che questo eventuale contributo potrà essere espresso dalla relazione seguente:

$$Q_3 = -\rho C_p \cdot \overline{w'\theta'_{z_i}} \cdot dt \quad [2.108d]$$

dove $\overline{w'\theta'_{z_i}}$ è il flusso di calore dalla zona di entrainment. Alla luce di tutto ciò, il bilancio energetico della colonna d'aria nell'intervallo di tempo dt è data da:

$$Q_1 = Q_2 + Q_3 \quad [2.108e]$$

da cui si ottiene l'equazione che mette in relazione la variazione della temperatura potenziale media del *PBL* con la sua estensione verticale ed il flusso di calore al suolo e all'*entrainment*:

$$\frac{d\bar{\theta}}{dz} = \frac{1}{z_i} \left[\overline{w'\theta'_s} - \overline{w'\theta'_{z_i}} \right] \quad [2.108f]$$

che, per la (2.108a), diventa:

$$\frac{dz_i}{dt} = \frac{1}{\gamma z_i} \left[\overline{w'\theta'_s} - \overline{w'\theta'_{z_i}} \right] \quad [2.108g]$$

Se si assume che il riscaldamento della colonna d'aria sia dovuto solo al flusso di calore al suolo (questo caso viene indicato col termine di *encroachment*), la relazione precedente diviene:

$$\frac{dz_i}{dt} = \frac{\overline{w'\theta'_s}}{\gamma z_i} \quad [2.109b]$$

Se H è il valore medio del flusso turbolento di calore sensibile al suolo nell'intervallo temporale $t_1 - t_2$, questa relazione può essere integrata analiticamente, pervenendo alla relazione seguente:

$$z_i(t_2) = \sqrt{\left\{ z_i^2(t_1) + \frac{2}{\gamma} \cdot \frac{H}{\rho C_p} \cdot (t_2 - t_1) \right\}} \quad [2.109b]$$

Spesso non è possibile trascurare il flusso di calore sensibile all'entrainment e quindi questa relazione non è applicabile. Tuttavia, come evidenziato da Stull (1988), tra il flusso sensibile al suolo e quello all'entrainment esiste, con buona approssimazione, una relazione del tipo:

$$-\overline{w'\theta'_{z_i}} / \overline{w'\theta'} = A_R \quad [2.110a]$$

dove A_R vale circa 0.2. Pertanto in questo caso la (2.108g) si trasforma in:

$$\frac{dz_i}{dt} = 1.2 \frac{\overline{w'\theta'_s}}{\gamma z_i} \quad [2.110b]$$

e se, anche in questo caso, si considera l'intervallo $t_1 - t_2$ ed il flusso medio al suolo H , si ha che

$$z_i(t_2) = \sqrt{\left\{ z_i^2(t_1) + \frac{2.4}{\gamma} \cdot \frac{H}{\rho C_p} \cdot (t_2 - t_1) \right\}} \quad [2.110c]$$

Per come è stato concepito, questo modello trascura totalmente l'apporto meccanico della turbolenza e ciò comporta una inevitabile sottostima delle previsioni in tutte quelle situazioni in cui tale apporto è percentualmente significativo o predominante (specialmente nelle prime ore convettive della giornata).

Un approccio differente alla determinazione dell'evoluzione prognostica di z_i parte da considerazioni di bilancio dell'energia cinetica turbolenta. Rimandando per i dettagli a (Sozzi e al., 2002), uno dei risultati che si può ottenere da tale approccio è il modello ottenuto da Batchvarova e Gryning (1994) che si riassume nella relazione differenziale seguente:

$$\left\{ \frac{z_i^2}{(1+2A)z_i - 2BkL} + \frac{Cu_*^2 \bar{\theta}}{\gamma g [(1+A)z_i - BkL]} \right\} \cdot \left(\frac{dz_i}{dt} - w_h \right) = \frac{(\overline{w'\theta'})_s}{\gamma} \quad [2.111]$$

in cui w_h è la velocità di subsidenza (molto difficile da determinare e spesso trascurabile) e A , B e C sono parametri numerici cui si attribuiscono normalmente i valori 0.2, 2.5, 8. Tale modello è un'equazione differenziale ordinaria che richiede la conoscenza dell'evoluzione temporale di u_* , del flusso al suolo $(\overline{w'\theta'})_s = H_0 / \rho C_p$ e di γ .

2.5.3 Il PBL stabile

Il PBL può diventare stabile ogni volta che la superficie terrestre risulta più fredda dell'aria sovrastante e ciò avviene nella maggior parte delle ore notturne sopra territori pianeggianti; in questo caso si parla di *PBL Notturmo (NBL)*. Comunque un PBL stabile può formarsi anche quando si ha un'avvezione di aria più calda sopra una superficie a temperatura inferiore. In un *PBL Stabile (SBL)* la turbolenza è molto meno intensa di quella caratteristica delle situazioni

convettive, i vortici turbolenti in esso presenti sono di dimensioni ridotte e sono il risultato della turbolenza meccanica prodotta prevalentemente dallo *shear del vento*. A differenza del *PBL* convettivo, lo *SBL* non presenta sempre le medesime caratteristiche: a volte la turbolenza risulta sufficientemente continua ed in questo caso si ha un rimescolamento sufficientemente uniforme, anche se di gran lunga meno intenso di quello presente nelle situazioni convettive. Più spesso, invece, la turbolenza presenta un elevato grado di *intermittenza*, con una forte localizzazione nello spazio e nel tempo. In questo caso la caratteristica più evidente è un *disaccoppiamento* dei processi che hanno luogo entro il *PBL* dalle forzanti superficiali. Un altro fenomeno ricorrente in un *SBL*, soprattutto nelle ore notturne, è la presenza contemporanea della turbolenza e di fenomeni oscillatori (*onde di gravità*) che a volte interagiscono tra loro rendendo arduo comprendere quali siano gli effetti di un fenomeno e quali gli effetti dell'altro.

L'assenza di strutture turbolente di grandi dimensioni comporta fa sì che il *SBL* non abbia una individualità molto spiccata (cioè non è facilmente individuabile in maniera univoca) e non presenti un elemento di discontinuità (come l'*entrainment* nel caso convettivo) che lo separi nettamente dall'atmosfera libera. In effetti la turbolenza, che raggiunge il massimo di intensità al suolo, decresce progressivamente ed in modo graduale fino a scomparire a distanze dal suolo relativamente piccole (da qualche decina di metri a qualche centinaia di metri a seconda dell'intensità della turbolenza meccanica al suolo e quindi in funzione della velocità del vento). Ci sono due sintomi interessanti che evidenziano il *SBL*. Il primo è il fatto che spesso si riscontra nel profilo verticale della velocità del vento un massimo anche molto marcato che supera il valore geostrofico: a tale massimo normalmente viene attribuito il nome di *low-level jet*. In prima approssimazione tale livello rappresenta la quota massima a cui si spinge la turbolenza generata al suolo e quindi può essere considerato come l'estensione del *SBL* h , dal punto di vista della turbolenza atmosferica. Il secondo fatto importante è che durante le ore stabili e soprattutto notturne si ha un forte raffreddamento del suolo che genera un conseguente raffreddamento dell'aria sovrastante, in diminuzione con il progressivo aumentare della quota. Risulta quindi individuabile facilmente uno *strato di inversione termica* che aumenta col trascorrere delle ore notturne e che è del tutto indipendente dallo strato di atmosfera interessato dalla turbolenza meccanica. Pertanto il *SBL* risulta caratterizzato da due distinte estensioni verticali: una è h e rappresenta la porzione di atmosfera interessata dalla turbolenza meccanica e l'altra è h_T che indica lo strato di atmosfera interessato dal forte raffreddamento notturno dell'aria indotta dal raffreddamento radiativo del suolo. Da ultimo, va osservato che i bassi livelli di turbolenza presenti sono la causa di una estrema difficoltà pratica di misura che non aiuta certo nella comprensione dei fenomeni, di per sé complessi, caratteristici di questo regime.

La letteratura scientifica ha proposto differenti definizioni di *altezza del SBL* h e ciò ha creato una notevole confusione e indeterminazione, come chiaramente descritto in Wetzel (1982). Le principali definizioni sono:

- la quota h_v cui corrisponde il massimo del profilo verticale della velocità del *vento* (*low level jet*);
- la quota h_i a cui si estende il massimo raffreddamento (in pratica la quota dove termina l'inversione della temperatura potenziale);
- la quota h dove diviene trascurabile la turbolenza

Analizzando però la realtà del *SBL*, si nota immediatamente che si possono individuare due elementi caratteristici di questa parte di atmosfera:

- la turbolenza presente in una piccola zona di atmosfera a contatto col suolo, originata principalmente dalla *shear* del vento. Se si è interessati a questo fenomeno, e questo è il caso quando l'obiettivo è, per esempio, la dispersione degli inquinanti, è inevitabile che per

altezza del *SBL* si intenda l'estensione dello strato di atmosfera in cui è rilevabile della turbolenza. Pertanto le definizioni corrette sarà h . Tale quota in qualche modo risentirà delle forzanti al suolo (la *friction velocity* in particolare), anche se ad esse non potrà adeguarsi velocemente come nel caso convettivo.

- il secondo elemento è il raffreddamento dell'aria, conseguenza del forte e progressivo raffreddamento del suolo. La situazione è molto differente dalla precedente, visto che il suolo può solo raffreddarsi e si raffredderà prevalentemente in maniera radiativa. In questo caso non è tanto la situazione al suolo a determinare l'estensione verticale a cui si è propagato il raffreddamento, quanto piuttosto il *tempo* trascorso dal termine dell'immissione di energia nel suolo (in ultima analisi il tempo dal tramonto). Pertanto ciò a cui si assiste è un progressivo aumento col trascorre del tempo dello spessore di atmosfera h_i interessata da questo raffreddamento. All'inizio della notte, soprattutto con velocità del vento elevata, h potrà essere maggiore di h_i , mentre nelle ultime ore della notte, soprattutto con venti deboli, potrebbe essere vero il viceversa. In quest'ultimo caso fino alla quota h sarà presente della turbolenza, mentre a quote superiori, anche se inferiori ad h_i la turbolenza sarà assente.

Da tutto ciò non è facile dire quanto possa valere h e l'unico modo *semplice* per determinarlo è l'analisi dell'eco del SODAR (strumento elettroacustico che, ad intervalli regolari, invia un impulso sonoro e che successivamente analizza l'eco di ritorno). In Fig.2.34 è presentato l'andamento temporale dell'eco (ciò che normalmente viene chiamato il *facsimile*) in cui, per ragioni tecniche, il tempo cresce da destra a sinistra; per una sua interpretazione si ricordi che tanto più una parte del facsimile è scura, tanto maggiore è l'eco di ritorno e tanto più elevata è la turbolenza. Focalizzando l'attenzione sulla parte scura inferiore, risulta evidente uno strato turbolento vicino al suolo di circa 200 metri che inizia al tramonto e persiste per l'intera notte: questo è proprio l'altezza h cercata. In realtà in figura sono presenti altre zone scure a quote maggiori, che rappresentano solo situazioni locali di tipo differente.

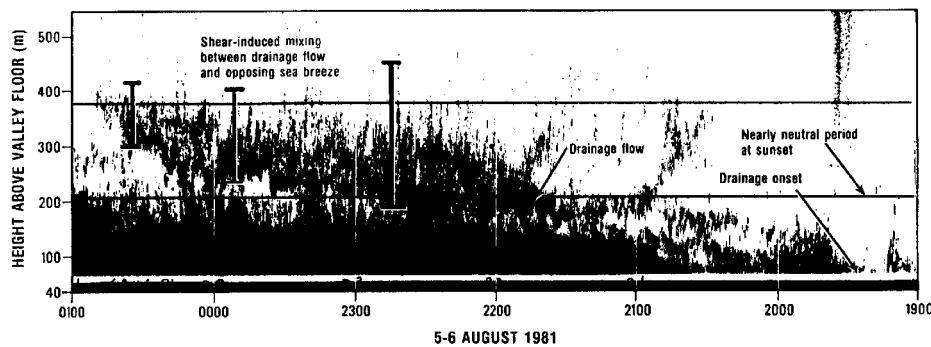


Fig.7.4: il fac-simile SODAR per una situazione notturna (Neff, 1986).

Molto lavoro è stato fatto per ottenere un modello che fosse in grado di descrivere h in funzione di parametri misurabili al suolo, anche se le conclusioni a cui si è giunti non sono incoraggianti, come evidenziato in Seibert e al. (1998). Il problema principale incontrato sta nel *ritardo* con cui la turbolenza si propaga verso l'alto. Considerando solo le situazioni in cui le forzanti al suolo potevano essere considerate sostanzialmente costanti per lungo tempo, sono state ottenute alcune relazioni di tipo *diagnostico* per h che inevitabilmente devono essere interpretate come il valore *assunto da h all'equilibrio*. Le principali relazioni ottenute sono le seguenti:

$$h = a(u_* L / f)^{1/2} \quad [2.112a]$$

$$h = b u_* / f \quad [2.112b]$$

$$h = cu_*^{3/2}$$

[2.112c]

Per quanto riguarda i valori delle costanti presenti nelle relazioni precedenti si ha che alla costante a è stato attribuito il valore 0.74 da Arya (1981), 0.6 da Mahrt (1982) e 0.4 da Nieuwstadt (1984); alla costante b è stato attribuito il valore 0.142 da Arya (1981); alla costante c è stato attribuito il valore 2400 da Venkatram (1980). E' interessante notare come le (2.112a) e (2.112b) non siano applicabili all'equatore, in cui darebbero un'altezza del *SBL* infinita.

Per quanto riguarda i modelli proposti in letteratura per l'altezza dell'inversione termica h_i , si rimanda a Tomasi (1983) e Surridge (1990).

2.6. SITUAZIONI SUPERFICIALI ETEROGENEE

Fin qui sono state considerate solo situazioni semplici e regolari, con un suolo caratterizzato da un elevato grado di omogeneità. Spesso, però, la realtà è ben diversa e le considerazioni fatte devono essere in qualche modo riviste o integrate. In particolare, è importante conoscere le peculiarità micrometeorologiche di alcuni ambienti interessanti e fortemente presenti sulla superficie del globo, come, per esempio le distese marine ed oceaniche, le grandi foreste e le zone cittadine, fortemente urbanizzate. Oltre a queste situazioni particolarmente importanti, si incontrano altre due casi che richiedono un'indagine approfondita. Il primo caso deriva dal fatto che spesso sulla superficie terrestre si affiancano suoli con caratteristiche superficiali molto differenti (per esempio con differenze di rugosità e di flusso di calore sensibile) e ciò fa sì che le masse d'aria che vi scorrono sopra incontrino discontinuità che determinano perturbazioni più o meno profonde nella struttura del *PBL*. Il secondo caso è costituito dalla presenza dell'orografia che inevitabilmente altera il regime fluidodinamico delle masse d'aria ed anche la struttura stessa del *PBL*. Qui di seguito viene presentata una sintetica introduzione ad alcune di queste problematiche, tralasciando per il momento il problema della presenza dell'orografia che verrà trattato nelle sue linee essenziali a proposito dei modelli di dispersione stazionario.

2.6.1 Il *PBL* Marino

Circa due terzi del pianeta è costituito da laghi, mari ed oceani ed è quindi importante capire quale sia l'interazione tra queste superfici liquide e l'aria sovrastante. In effetti, dato che ci si è resi conto che è proprio il suolo l'elemento essenziale nel determinare l'ammontare e le modalità di trasferimento all'aria dell'energia ricevuta dal sole, ci si può aspettare che le differenze siano profonde a causa della differenza tra le proprietà dell'acqua e quelle dei materiali che costituiscono i substrati solidi. E' ormai chiaro che il comportamento differente delle superfici marine è la causa principale delle condizioni climatiche che si riscontrano nelle varie parti del globo. In questa breve sintesi si farà riferimento prevalentemente ad Arya (1981), Garratt (1992) ed Oke (1987).

L'elemento motore dell'evoluzione spazio-temporale del *PBL* marino è ancora una volta la radiazione solare ad onda corta, cioè la radiazione solare globale R_g . La vera differenza tra quanto succede sulla terraferma e quanto sul mare sta nel fatto che l'acqua è trasparente alla luce, la cui attenuazione con la profondità è espressa da una legge esponenziale decrescente con la profondità e dipendente dalla natura dell'acqua, in particolare dalla presenza di plankton e di materiale sospeso. Se nella maggior parte degli specchi marini la profondità raggiunta dalla radiazione solare è dell'ordine della decina di metri, in certi mari tropicali essa raggiunge anche alcune centinaia di metri.

Il coefficiente d'albedo α non è costante, ma varia con l'angolo di elevazione solare e la sua variazione è molto *bizzarra*. All'alba ed al tramonto, quando l'elevazione solare è bassa, il comportamento ottico della superficie marina è simile a quella di uno specchio, mentre quando il sole è alto sull'orizzonte la superficie marina si comporta come un assorbitore molto efficiente con α tra 0.03 e 0.1. Quando poi il cielo è nuvoloso e R_g è prevalentemente costituita da radiazione diffusa, allora α vale circa a 0.1 indipendentemente dall'angolo di elevazione solare.

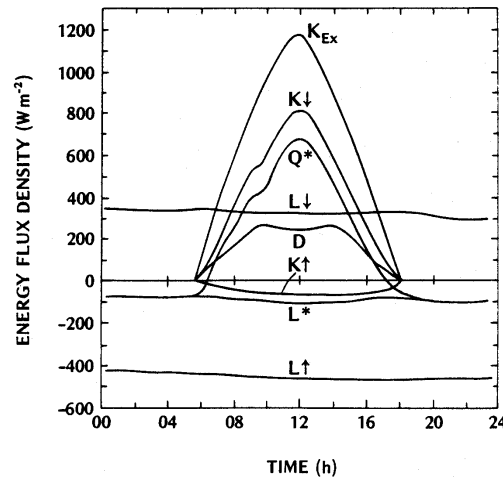


Fig.2.35: bilancio radiativo superficiale in ambiente marino (Oke, 1987).

La radiazione solare ad onda corta innesca il *consueto bilancio radiativo superficiale*: un esempio è riportato in Fig.2.35, dove con K_{ex} si è indicata la radiazione solare all'esterno dell'atmosfera e con D la frazione diffusa di R_g (indicata col simbolo $K\downarrow$). In essa si può notare la radiazione ad onda corta riflessa $K\uparrow$, sempre di piccola entità visto l'elevato coefficiente di albedo quando $K\downarrow$ è bassa e basso quando $K\downarrow$ è elevata. In pratica è facile verificare che il valore medio giornaliero caratteristico dell'albedo è di circa 0.07. Analizzando ora la radiazione ad onda lunga di origine atmosferica $L\downarrow$, non si notano particolari differenze rispetto al solito, mentre la radiazione $L\uparrow$ generata dalla superficie marina non presenta le variazioni temporali notate sulla terraferma. In pratica, entrambe le componenti ad onda lunga restano circa costanti nell'arco dell'intera giornata e la loro somma algebrica è *negativa*. Comunque, il bilancio della radiazione complessiva all'interfaccia mare-aria, cioè la Radiazione Netta (indicata in Figura col simbolo Q^*), presenta ancora il tipico ciclo giornaliero con elevatissimi valori diurni.

Se si considera l'interfaccia mare-aria, si nota come l'energia disponibile Q^* (la Radiazione Netta) venga ancora una volta ripartita nel flusso turbolento di calore sensibile (Q_H) e nel flusso turbolento di calore latente (Q_E), tuttavia lo *storage* termico prodotto dell'ambiente marino (ΔQ_S) è rilevante e non può essere trascurato. In pratica il *bilancio energetico* risulta essere:

$$Q^* = Q_H + Q_E + \Delta Q_S + \Delta Q_A \quad [2.113]$$

dove ΔQ_A rappresenta il trasporto termico orizzontale dovuto alle correnti marine, anch'esso non trascurabile. L'elemento peculiare dell'ambiente marino e soprattutto oceanico è il fatto che all'interfaccia mare-aria la maggior parte di energia disponibile viene dedicata all'evaporazione dell'acqua e ciò comporta che il *rapporto di Bowen* (Q_H/Q_E) sia dell'ordine di 0.1.

Nel caso di una *situazione oceanica* (Fig.2.36) la maggior parte di energia disponibile viene modulata dallo *storage* ΔQ_S . Questa prevalenza del termine ΔQ_S potrebbe far pensare a grandi

variazione della temperatura superficiale del mare, cosa ben lontana dalla realtà nelle acque oceaniche. Si pensi che la massima escursione annuale della temperatura della superficie marina è di circa 8°C a latitudini di 40° e solo di circa 2°C all'equatore e ciò dà l'idea di come la temperatura del mare sia quasi costante. La ragione di tutto ciò sta nella trasparenza dell'acqua marina che diffonde la radiazione ad onda corta su un grande volume di acqua, nelle correnti e nel movimento superficiale che determinano un rapido e vasto rimescolamento complessivo, nella forte evaporazione superficiale che richiede un'enorme quantità di energia e nella capacità termica dell'acqua che è eccezionalmente elevata.

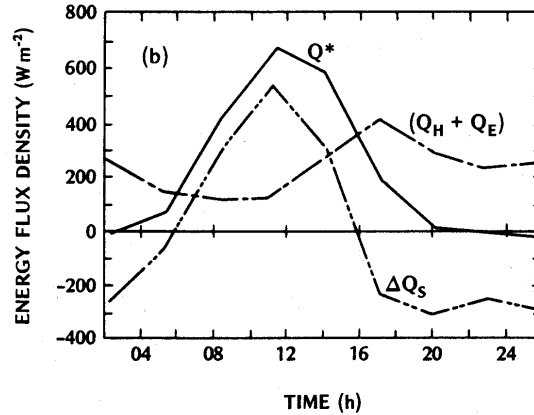


Fig. 2.36: bilancio energetico per l'oceano (Oke, 1987).

Non è facile dire quale sia la rugosità superficiale del mare, visto il suo continuo moto ondoso, a sua volta influenzato dal trasferimento di quantità di moto. Questa constatazione fa supporre che z_0 non possa essere una caratteristica assoluta del mare, ma sia in qualche modo il risultato di un'interazione dinamica con lo stato dell'atmosfera. Ciò è stato confermato sperimentalmente, avvalorando la celebre relazione di Charnock (1955):

$$z_0 = \alpha \cdot u_*^2 / g \quad [2.114]$$

dove α risulta pari a circa 0.018. La relazione di Charnock sottolinea il fatto che la rugosità superficiale esercitata dalla superficie marina è dipendente dal flusso di quantità di moto (che a sua volta è dipendente dalla rugosità, originando la controreazione che avevamo ipotizzato).

Il profilo verticale della velocità del vento nelle situazioni adiabatiche (le più comuni in ambiente marino) dipende da z_0 , dalla quota z a cui si misura il vento e dal movimento di *deriva* u_s (*velocità di drift*) caratteristico della superficie marina, secondo la legge logaritmica seguente:

$$u_z - u_s = u_* / k \cdot \ln(z/z_0) \quad [2.115a]$$

In pratica u_s può essere spesso trascurata visto che $u_s \approx 0.55u_*$. Dalle relazioni precedenti, trascurando la velocità di deriva, si giunge facilmente alla relazione seguente:

$$u = u_* / k \ln((gz)/(cu_*^2)) \quad [2.115b]$$

dove si vede come tra u ed u_* non ci sia un evidente intermediario, cosa che invece era evidente per la terraferma dove z_0 era un elemento esterno condizionante. Questa circostanza può essere sfruttata per determinare sperimentalmente u_* da una sola misura di velocità media del vento ad una quota z . In effetti è immediato constatare che u_* è l'unica incognita presente nella (2.115b) e quindi può essere ottenuta risolvendo (numericamente) questa equazione. Spesso nella pratica

viene impiegato il *coefficiente di drag* (in condizioni adiabatiche) $C_{DN} = (u^*/u)^2$, che può essere stimato mediante la relazione semiempirica seguente (Garratt, 1992):

$$C_{DN} = (0.75 + 0.067u_{10}) \cdot 10^{-3} \quad [2.115c]$$

in cui u_{10} è la velocità del vento misura 10 metri sopra la superficie marina. In pratica per le superfici oceaniche il *coefficiente di drag* assume valori prossimi a $1.2 \cdot 10^{-3}$. Si considerino ora situazioni non necessariamente adiabatiche. L'interesse è rivolto alla determinazione di u^* , del flusso turbolento di calore sensibile H_0 , del flusso turbolento di calore latente H_E e dell'evaporazione di acqua dalla superficie marina, quantità parametrizzabili in termini di opportuni coefficienti di *drag*. In particolare si ha che:

$$u_* = C_D^{1/2} U \quad [2.116a]$$

$$H_0 = \rho C_p C_H U \cdot (\theta_0 - \theta) \quad [2.116b]$$

$$H_E = L_e E \quad [2.116c]$$

$$E = \rho C_w U \cdot (Q_0 - Q) \quad [2.116d]$$

dove C_H e C_W sono i coefficienti di *drag* (non adiabatici) per il trasferimento di calore sensibile e per l'evaporazione, Q , θ e U sono rispettivamente l'umidità, la temperatura potenziale e la velocità del vento ad una quota z nel *SL* e Q_0 e θ_0 sono l'umidità e la temperatura potenziale alla superficie del mare. Dai dati disponibili si ha che $C_{DN} = C_{HN} = C_{WN} \approx 1.2 \cdot 10^{-3}$. Anche se il loro valore in condizioni non adiabatiche dovrebbe dipendere dal grado di convettività o stabilità, dato che l'ambiente marino presenta situazioni molto prossime all'adiabaticità, l'uso di C_{DN} , C_{HN} e C_{WN} al posto di C_D , C_H e C_W non costituisce un errore rilevante.

La misura dei profili delle principale variabili meteorologiche è molto difficoltosa nell'ambiente marino e ad oggi le misure disponibili sono veramente poco numerose, tuttavia da esse è possibile affermare che è comunque individuabile nel *PBL* marino uno strato di ridotte dimensioni vicino alla superficie in cui sono applicabili le relazioni di Similarità di Monin-Obukhov. L'unica avvertenza è ricordare che il flusso latente di calore è essenziale ed onnipresente e quindi nella definizione della lunghezza di Monin-Obukhov è indispensabile impiegare sempre la covarianza tra la componente verticale del vento e la temperatura potenziale virtuale. I profili che comunque si instaurano entro il *SL* sono, nella maggior parte dei casi, relativi a situazioni prossime all'adiabaticità, visto che nell'ambiente marino in generale il flusso turbolento di calore sensibile è estremamente basso. Per quanto riguarda i profili delle altre variabili di interesse micrometeorologico (come le deviazioni standard delle componenti del vento e della temperatura) si dispone di un ancor più esiguo di evidenze sperimentali, che però di fatto confermano le Relazioni di Similarità ottenute sulla terraferma.

2.6.2 Il *PBL* e le discontinuità superficiali

Una situazione che frequentemente si incontra nel mondo reale è il succedersi continuo di superfici con caratteristiche morfologiche diverse. Si pensi per esempio ad una situazione di una grande prateria confinante con una zona urbanizzata costituita da case sparse, strade ed altri edifici di piccola dimensione e piante sparse ad alto fusto. Evidentemente le due zone presenteranno distinte rugosità superficiali e le masse d'aria che scorrono sopra una delle due zone, passando sull'altra incontreranno una *discontinuità* e si adegueranno gradualmente alla nuova situazione. Si verrà quindi formando uno strato (*Internal Boundary Layer, IBL*) che partirà dalla *linea di discontinuità* e si svilupperà sottovento ad essa (*Fig. 2.37*). Si immagini che il vento spiri dalla prateria verso il centro abitato, cioè da una zona a rugosità inferiore z_{01}

ad un'altra zona a rugosità superiore z_{02} e che la linea di discontinuità sia perpendicolare alla direzione del vento. Da essa si svilupperà uno strato di spessore δ circa nullo in corrispondenza della linea di discontinuità e crescente con la distanza sottovento. Sopra δ , il profilo del vento resta praticamente uguale a quello della zona sopravvento alla linea di discontinuità, mentre al di sotto tale profilo risulta profondamente alterato.

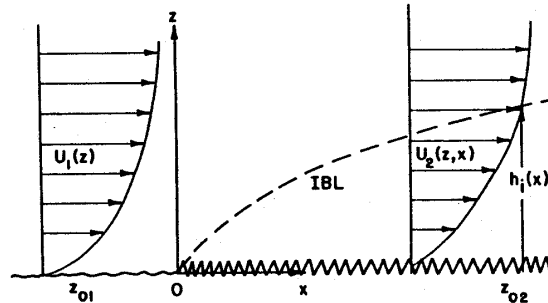


Fig.2.37: sviluppo di un Internal Boundary Layer (Arya, 1987).

E' possibile individuare uno strato di limitata estensione verticale a ridosso della superficie, pari a circa 0.1δ (*inner layer*), in cui il profilo del vento è in equilibrio con la situazione incontrata localmente (rispettosa, cioè della Similarità basata sui flussi superficiali locali) e lo strato di aria compresa tra la sommità dell'*inner layer* e δ in cui il profilo del vento presenta una lenta transizione tra le due situazioni. L'evoluzione di δ con la distanza x sottovento alla linea di discontinuità può essere descritto dal modello di Elliott (1958), espresso dalla relazione diagnostica seguente:

$$\delta/z_{02} = A(x/z_{02})^{0.8} \quad [2.117a]$$

dove:

$$A = 0.75 + 0.03 \cdot \ln(z_{01}/z_{02}) \quad [2.117b]$$

Un altro esempio tipico di discontinuità è quello di una superficie marina più fredda che confina lungo la linea di costa con una terraferma più calda, cosa che si verifica frequentemente nelle ore diurne. In effetti nelle situazioni convettive lo sviluppo di un flusso turbolento di calore sensibile sulla terraferma, decisamente maggiore del flusso di calore che si può riscontrare sul mare, fa sì che le masse d'aria in avvicinamento subiscano un brusco cambio di temperatura e di input energetico. Quello che succede è anche in questo caso lo sviluppo di un IBL, però questa volta di origine termica (quindi di un *TIBL*, *Thermal Internal Boundary Layer*). Il *TIBL* rappresenta quindi la linea di separazione tra un flusso di aria dal mare verso la terraferma (*brezza di mare*) che scorre entro il *TIBL* e la *controbrezza* che scorre al di sopra (Fig.2.38).

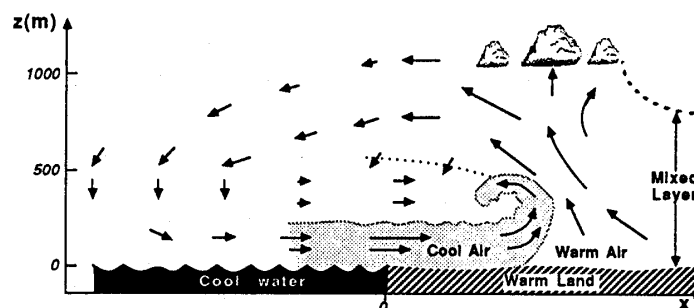


Fig.2.38: sviluppo di un TIBL e struttura della brezza di mare (Stull, 1988).

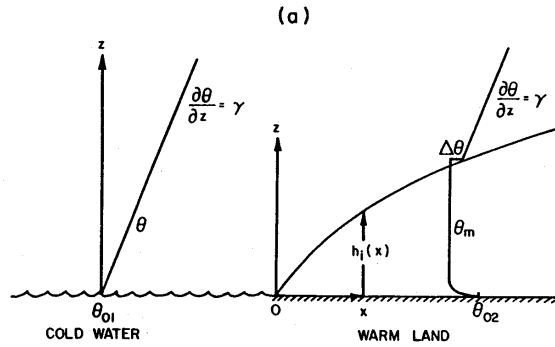


Fig.2.39: struttura termica del TIBL (Arya, 1987).

Quando si sviluppa il TBL il profilo di temperatura sopra il mare è quello tipico di una situazione stabile, mentre quello sopra la terraferma è di tipo convettivo, con l'entrainment localizzato alla sommità del TBL (Fig. 2.39). Lo sviluppo del TIBL è stato studiato in forma semplificata da Venkatram (1988) ed il modello esplicito che si ottiene per la sua estensione verticale δ_i è il seguente (Arya, 1987):

$$\delta_i(x) = a \cdot \left[\frac{H_0 x}{\rho C_p \gamma U} \right]^{1/2} \quad [2.118]$$

dove a vale 1.5 e γ è il gradiente di temperatura potenziale sopra il TIBL. La validità di tale relazione è limitata al caso in cui il profilo verticale della temperatura potenziale dell'aria sopra il mare aperto sia leggermente stabile (un valore tipico potrebbe essere 0.001 K/m). Al di là dei limiti insiti nella derivazione della (2.118), va detto che la sua applicazione risulta complicata dalla dipendenza piuttosto forte di δ_i da γ (che è un parametro difficile da determinare).

Un modello meno semplificato ma formalmente più complesso è stato proposto da Gryning e Batchvarova (1990), il cui pregio modello sta nel fatto che nella determinazione dell'estensione verticale del TIBL si tiene conto non solo dei meccanismi convettivi, ma anche di quelli meccanici. Il problema, però, che tale modello presenta è la sua incapacità a raggiungere un'altezza di equilibrio a grandi distanze dalla linea di costa.

2.6.3 Superficie coperta dalla vegetazione

Estese porzioni di terraferma sono ricoperte dalla vegetazione presente in forme e dimensioni diverse a seconda della latitudine. Si passa da coltivazioni di cereali ed erba, quindi vegetazione abbastanza bassa, alle foreste tropicali con estensioni verticali estremamente rilevanti. La presenza della vegetazione è un elemento che può recare perturbazioni profonde al PBL ed indurre alterazioni climatiche, fondamentali per la vista della Terra. Il tema è complesso ed affascinante e non sarà possibile qui trattarlo in maniera sufficientemente estesa, pertanto ci limiteremo solo ad una breve presentazione sull'argomento, ampiamente basata su Oke (1987).

Una superficie con copertura vegetale rappresenta un sistema complesso non solo dal punto di vista geometrico, ma anche per il fatto che gli elementi strutturali presenti alla superficie interagiscono con l'ambiente esterno in maniera decisamente attiva. Per studiare globalmente un tale sistema è conveniente individuare un volume di controllo limitato superiormente da una superficie che rappresenti l'involuppo superiore di tutta la vegetazione ed inferiormente da una superficie posta nel sottosuolo ad una profondità in cui sia praticamente nullo il flusso verticale

di calore. Il bilancio energetico semplificato di questo sistema è dato dalla relazione seguente:

$$R_N = H_0 + H_E + \Delta Q_S + \Delta Q_P + \Delta Q_A \quad [2.119]$$

dove ΔQ_S è lo *storage fisico di calore*, cioè l'assorbimento o il rilascio di calore dall'aria, dal suolo e dalla biomassa vegetale presente (foglie, rami, fusti, ecc.); ΔQ_P rappresenta, invece, lo *storage biochimico* cioè il calore necessario per assimilare la CO_2 mediante il processo di *fotosintesi*; ΔQ_A , spesso trascurabile, rappresenta il trasporto orizzontale di calore causato dalla geometria e dalla struttura fisica dell'ambiente circostante il nostro volume di riferimento.

L'elemento attivo presente in una superficie a coperta vegetale è il comportamento *biochimico* della vegetazione sintetizzato dal processo di *fotosintesi* secondo cui, almeno in prima approssimazione, la disponibilità di CO_2 , di H_2O e di radiazione ad onda corta determina la creazione di carboidrati (CH_2O) e quindi l'accrescimento della pianta. Il tasso di assimilazione di CO_2 per la fotosintesi sia P ($g \cdot (m^2 h)^{-1}$). Oltre a ciò, la pianta presenta anche il fenomeno noto come *respirazione*, secondo cui il vegetale consuma carboidrati per restituire all'aria CO_2 . Il tasso di perdita di CO_2 per respirazione sia R . Pertanto il *tasso netto di fotosintesi* risulta pari a $\Delta P = P - R$ ed il tasso di calore coinvolto nel processo è dato da $\Delta Q_P = \Phi \cdot \Delta P$ dove Φ è il calore di assimilazione del carbonio. Nelle ore diurne, P è maggiore di R e quindi la vegetazione è un *utilizzatore di CO_2* . Nelle ore notturne, invece, ΔP risulta negativo e quindi la vegetazione diventa una *sorgente di CO_2* . Il mezzo usato dalla vegetazione per realizzare questo scambio di CO_2 è rappresentato dagli *stomi*, cioè da pori presenti sulle foglie, la cui densità è di $50 \div 500$ stomi $\cdot mm^{-2}$ di foglia e, quando sono aperti, l'area da essi occupata è circa lo $0.3 \div 1\%$ dell'intera area fogliare. La loro funzione è quella di *valvole di regolazione* nel processo di trasferimento di H_2O e CO_2 tra pianta ed atmosfera. In effetti, all'alba, le *cellule di guardia* presenti negli stomi registrano la presenza di radiazione ad onda corta e comandano l'apertura degli stomi. A questo punto gli stomi presentano all'aria la loro superficie interna dove realizzano l'assorbimento di CO_2 ed il rilascio di H_2O . L'evaporazione di acqua (*traspirazione*) è quindi una conseguenza inevitabile della fotosintesi. Il grado di apertura degli stomi dipende dall'intensità luminosa, dalla temperatura ambiente e dalla concentrazione di CO_2 . Quando la luce diviene insufficiente oppure quando il contenuto di acqua della pianta è basso per l'eccessiva traspirazione della pianta stessa (*stress idrico* della pianta), le cellule di guardia chiudono gli stomi impedendo la fotosintesi e la traspirazione e quindi regolando gli scambi di massa con l'esterno. Anche la forma geometrica della vegetazione ha un ruolo importante negli scambi con l'aria circostante. Le forme possibili sono tantissime. Se si considerano per esempio prati e coltivazioni di cereali, si può vedere che la vegetazione può essere vista come uno strato omogeneo sulla verticale. Viceversa colture di mais, girasole, patate e molti alberi presentando le foglie prevalentemente nella parte alta delle piante determinano una *canopy layer* cioè uno strato di aria sotto le fronde, con caratteristiche fisiche molto differenti dall'aria sovrastante. Pertanto l'atmosfera sopra il suolo si divide in due strati principali, uno sotto le fronde della vegetazione (la *canopy layer*) e la parte sopra le fronde. Nel caso delle foreste tropicali, la struttura della vegetazione è tale da definire diverse *canopy layer* sovrapposti.

Se consideriamo il profilo verticale della velocità del vento sopra la vegetazione in una situazione quasi adiabatica, si nota che vale la solita legge logaritmica. Estendendo verso il basso tale profilo, si nota che tale profilo potrà essere espresso dalla relazione seguente:

$$u_z = u_* / k \cdot \ln((z - d) / z_0) \quad [2.120]$$

dove d è lo *zero plane displacement height* già introdotto in precedenza e spesso dell'ordine di $2/3$ l'estensione verticale della vegetazione. Pertanto la superficie a quota d rappresenta la

superficie attiva per lo scambio di quantità di moto tra vegetazione e atmosfera. In realtà, come si vedrà poi, il vento non si annulla a $d+z_0$, ma il profilo entro il *canopy* presenta un andamento ben diverso da quello logaritmico che però si raccorderà gradualmente col profilo logaritmico, innalzandosi sopra la copertura vegetale. Analogo comportamento presentano anche il profilo di temperatura media, di umidità media e di concentrazione media di CO_2 . Se si considerano i profili verticali delle principali variabili meteorologiche medie e degli altri indicatori della turbolenza del *PBL* (ad esempio le varianze), si nota che, detto h_c l'estensione media verticale della vegetazione, a quote superiori a $2\div 3h_c$ la situazione è quella normalmente incontrata nel *PBL* con un suolo nudo e senza vegetazione. In effetti sono del tutto applicabili le relazioni di Similarità di Monin-Obukhov per il *SL*, purché si sostituisca la quota z con $(z-d)$. Va rilevato che anche in questo caso, nei profili verticali della velocità media del vento, della temperatura potenziale (virtuale) e dell'umidità compariranno rispettivamente le lunghezze di rugosità z_0 , z_h e z_q che esprimono la capacità della *canopy vegetale* di assorbire o emettere rispettivamente quantità di moto, calore ed umidità. È interessante però considerare come varia z_0 . Se si immaginasse di avere inizialmente un suolo nudo e di inserirvi un numero sempre crescente di alberi con chioma, z_0 aumenterebbe fino al punto in cui le chiome si incominciano ad unire tra loro, dopo di che questo aumento cesserà perché si instaurerà un *effetto di schermo* che riduce la capacità individuale delle piante di assorbire quantità di moto. Il valore massimo assunto da z_0 sarà prossimo a $h_c/5$.

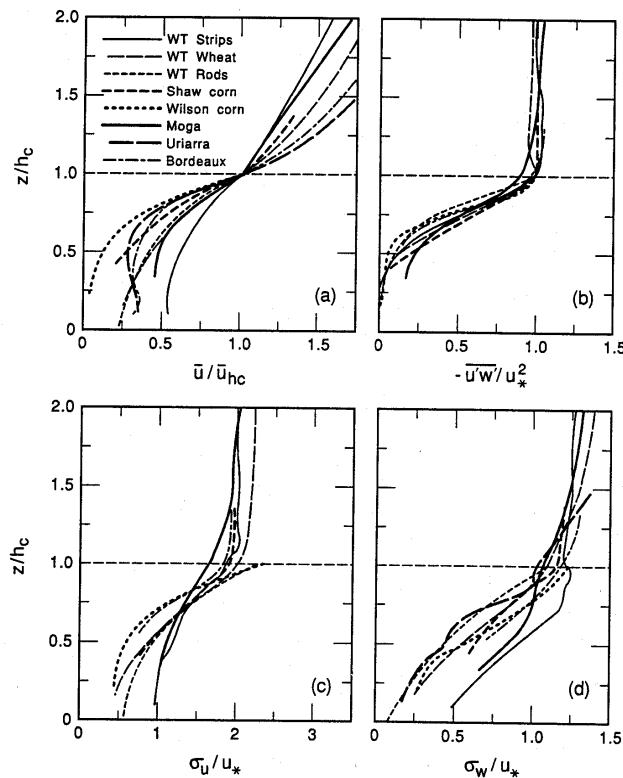


Fig.2.40: valori osservati di velocità media del vento, stress e standard deviation della componente u e v entro la *canopy* vegetale (Kaimal e Finnigan, 1994).

Da quanto appena detto ci si deve aspettare che la situazione entro la *canopy* sia molto diversa da quella prevista dalla Similarità. Dato che la copertura vegetale può essere la più varia, è conveniente considerare la situazione più studiata, rappresentata da foreste abbastanza omogenee a chioma alta. Si prenda in considerazione inizialmente il profilo verticale del vento medio, della covarianza $u'w'$ e delle varianze σ_u e σ_w . A tal proposito si consideri la Fig.2.40, che organizza alcuni dei dati sperimentalmente disponibili. Nella parte (a) è illustrato il profilo

della velocità del vento normalizzata rispetto a $u(h_c)$ in funzione della quota normalizzata z/h_c . Ciò che si nota immediatamente è che il profilo non è di tipo logaritmico. Se poi si considera la parte (b) della figura dove è graficata la covarianza $\overline{u'w'}$ normalizzata rispetto al valore assunto ad h_c , si nota come la quantità di moto sia quasi completamente assorbita dalla porzione superiore della copertura vegetale, praticamente annullandosi vicino al suolo indicando quanto la turbolenza entro la *canopy* sia disomogenea. Se ora si considerano le deviazioni standard σ_u e σ_w , si nota un loro decremento con l'abbassarsi entro la *canopy*; alla quota h_c esse però non presentano il valore tipico adiabatico previsto dalla Similarità ($2.5u_*$ e $1.25u_*$ rispettivamente) ma valori inferiori che lentamente raggiungono i valori canonici solo al di sopra di $3h_c$.

Nella Fig.2.41 è presentato il profilo verticale della temperatura potenziale virtuale media sia nelle ore notturne che in quelle diurne. Considerando il profilo diurno, si nota che mentre sopra la *canopy* il gradiente termico risulta negativo, entro la *canopy* il gradiente (in modulo) si riduce velocemente fino ad annullarsi a $z/h_c = 0.75$. Al di sotto l'aria presenta gradienti termici positivi. Pertanto, nelle ore diurne, entro la vegetazione si viene ad instaurare uno strato di aria stabile dello spessore del *displacement height*. Tuttavia se si considera la parte destra della figura, si nota come il profilo verticale di $\overline{w'\theta'}$ (normalizzato rispetto al valore assunto a h_c) sia circa nullo al suolo e cresca costantemente con la quota fino a raggiungere un valore costante sopra la *canopy*. Si è quindi di fronte ad una situazione molto particolare perché alle quote inferiori a $0.75h_c$ abbiamo un flusso di calore positivo con un gradiente termico positivo, cosa che richiederebbe un coefficiente di diffusione turbolenta negativo (fisicamente non ammissibile). Si è quindi di fronte ad un *flusso controgradiente* non spiegabile con una chiusura di tipo *K*, ma spiegabile dalle raffiche intermittenti discendenti. La situazione notturna è esattamente speculare rispetto a quella diurna: il gradiente termico è positivo per quote superiori a $0.75 h_c$ e negativa per quote inferiori, cosa che evidenzia uno strato d'aria instabile vicino al suolo nelle ore notturne. Comportamento analogo si riscontra anche per il flusso di umidità.

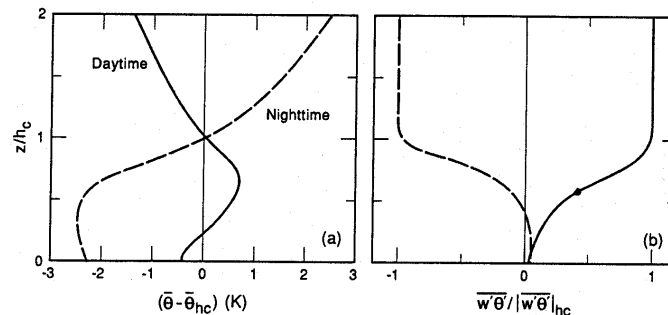


Fig.2.41: profilo verticale di temperatura potenziale e di flusso di calore sensibile nella vegetazione (Kaimal e Finnigan, 1994).

2.6.4 L'ambiente urbano

Il processo continuo di urbanizzazione ha prodotto radicali cambiamenti nella natura della superficie e delle proprietà atmosferiche di una regione, alterando i bilanci di radiazione e di energia ed anche i trasferimenti di massa. Per esempio, l'inquinamento atmosferico, aumentando la torbidità dell'aria, altera i trasferimenti di radiazione, mentre la presenza massiccia di dense costruzioni aumenta la capacità termica del sistema e la sua impermeabilità. Inoltre la geometria a blocchi, tipica di una città, produce trappole per la radiazione e stagnazioni ed incanalamenti di aria e, oltre a questi effetti, un generale aumento globale della rugosità superficiale. Le masse d'aria provenienti da zone rurali a relativamente bassa rugosità, avvicinandosi ad una città incontrano una forte discontinuità che determina lo sviluppo di un *IBL* (Fig.2.42) noto come *strato limite urbano* (*UBL, Urban Boundary Layer*). Al di sotto del *UBL*, l'involuppo delle

strutture edificate che compongono la città costituiscono la *Canopy Urbana*, un microclima completamente distinto e determinato dalla forma e dalla geometria degli edifici. Quando finalmente la massa d'aria lascia la città, subisce un nuovo cambio di rugosità che svilupperà un nuovo strato limite interno (*Rural Boundary Layer*) che *eroderà* progressivamente l'*UBL*.

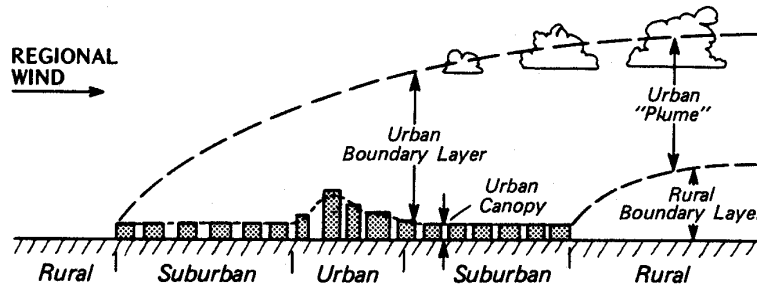


Fig. 2.42: rappresentazione schematica del PBL urbano (Oke, 1987).

Si consideri ora un volume di studio costituito dalla città e dal sovrastante strato limite. Il bilancio energetico relativo a tale volume di studio è il seguente:

$$R_N + Q_F = H_0 + H_E + \Delta Q_S + \Delta Q_A \quad [2.121]$$

dove Q_F è il calore sviluppato entro il centro abitato e derivante dalle attività umane (il riscaldamento degli edifici è sicuramente la fonte principale), ΔQ_S è lo *storage* di calore operato dalle strutture edilizie e viarie e ΔQ_A è il calore trasportato per avvezione. Quanto sia differente il bilancio energetico in una città risulta abbastanza evidente considerando la Fig.2.43 (in cui al posto di R_N , H_0 e H_E vengono usati i simboli Q^* , Q_H e Q_E). Nella Parte (a) è presentato l'andamento giornaliero delle varie voci del bilancio nella parte suburbana della città, già abbondantemente influenzata dalla presenza degli edifici, mentre nella parte (b) abbiamo le osservazioni contemporanee operate in una zona poco distante, ma completamente rurale ed infine nella parte (c) sono presentate le differenze dei vari termini di bilancio fra il valore presentato nella zona suburbana e nella zona rurale. Si nota immediatamente come la presenza della città riduca drasticamente il flusso di calore latente ed aumenti di molto lo *storage* di calore. Oltre a ciò risulta evidente come nella zona rurale la radiazione netta sia superiore e ciò è dovuto, tra l'altro, alla profonda differenza di albedo tra le superfici costruite ed asfaltate e quelle rurali. Un'altra interessante peculiarità dell'ambiente suburbano è che H_0 permane positivo anche dopo il tramonto, fenomeno determinato dall'enorme *storage* di calore operato dalle strutture edilizie.

Molto più complesso è analizzare nel dettaglio la struttura interna della *Canopy Urbana*. Per prima cosa l'interno di una città può essere visto come l'insieme variamente organizzato di edifici, schematizzabili come parallelepipedi regolari. Se si considera un edificio isolato, la perturbazione che esso induce sul flusso dell'aria è profonda e difficile da modellizzare. In Fig.2.43 viene rappresentata schematicamente questa perturbazione. Nella parte (a) vengono indicate le linee di flusso e in tale figura si può notare il vortice sottovento all'edificio che inevitabilmente si viene a creare. Il profilo verticale del vento così perturbato è indicato con maggior dettaglio nella parte (b) della figura, mentre nella parte (c) vengono mostrati i dettagli del vortice sottovento creato dalla presenza della costruzione. Di fatto, questo vortice sottovento rappresenta una zona di *stagnazione* per il flusso di aria. Sfortunatamente in una città gli edifici sono molti e ravvicinati e spesso creano dei veri e propri *canyon* in cui sono collocate le strade che costituiscono le principali sorgenti di inquinamento cittadino. Se il *canyon* è molto largo, come nella parte (a) di Fig.2.44, ciò che si nota è il normale *vortice sottovento* ad un edificio isolato che si instaura quando, detto H l'altezza dell'edificio e W la sua dimensione orizzontale

lungo la direzione del vento, $H/W < 0.4$. Le cose si complicano quando H/W aumenta fino a 0.7, perché, come si vede nella parte (b), gli edifici iniziano ad interferire gli uni con gli altri, dando luogo ad un debole disaccoppiamento tra l'aria che scorre al di sopra e l'aria che sta tra di essi. Se si supera il valore di 0.7 per H/W , si viene a creare un vero e proprio *canyon urbano*, cioè una porzione di aria confinata tra due file di edifici quasi completamente disaccoppiata dall'aria sovrastante, in cui si instaurano uno o due vortici, a volte permanenti ed a volte intermittenti, che scambiano aria con l'atmosfera sovrastante mediante un debole effetto di *entrainment*. Questa situazione è la classica situazione che si riscontra nella maggior parte del centro cittadino delle più popolate città del mondo.

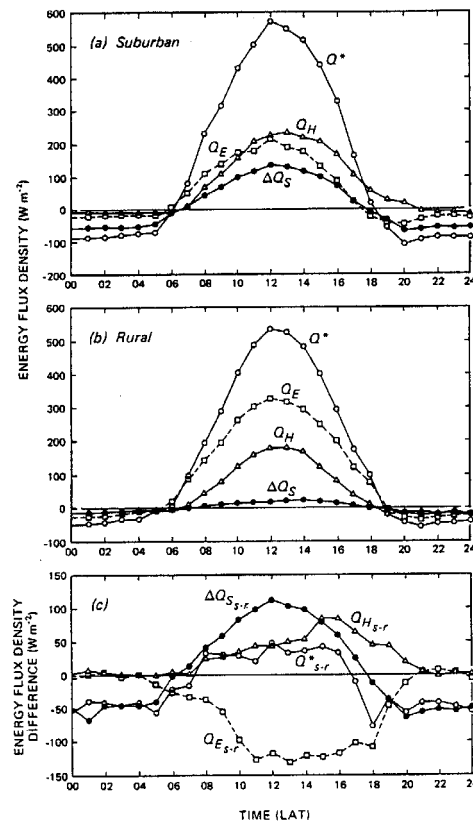


Fig.2.43: bilancio energetico contemporaneo in un ambiente rurale e cittadino (Cleugh e Oke, 1986).

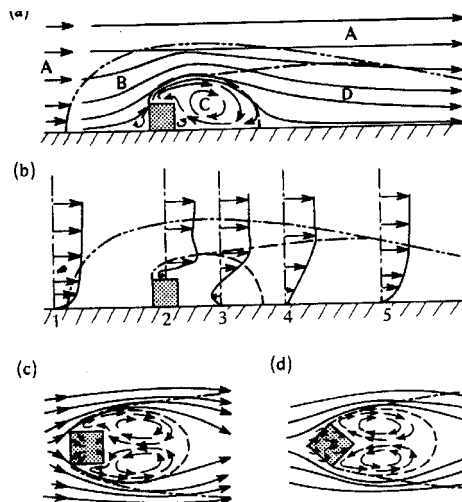


Fig.2.43: perturbazione indotta da un edificio isolato (Oke, 1987).

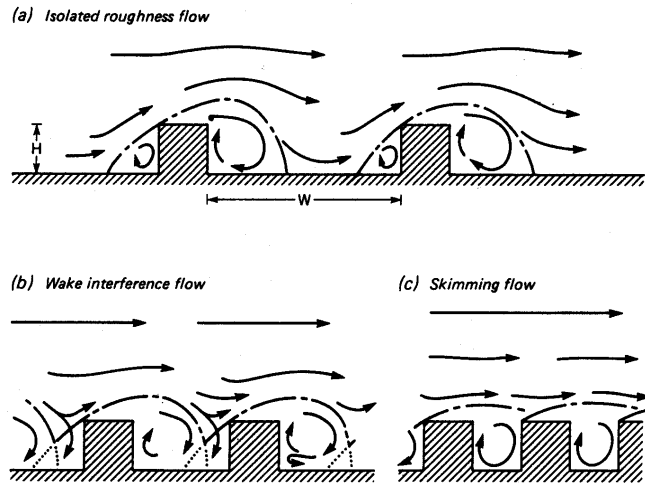


Fig.2.44: regimi fluidodinamici in ambiente urbano (Oke, 1987).

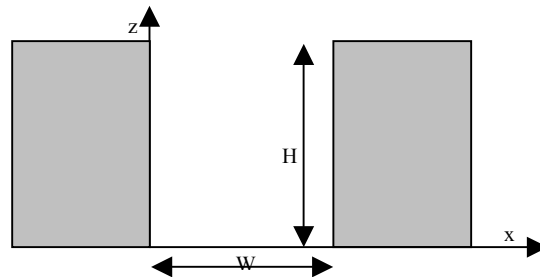


Fig.2.46: geometria di un canyon urbano.

Gli inquinanti emessi dagli autoveicoli entro il canyon vengono di fatto intrappolati in questa struttura producendo elevati livelli di inquinamento dell'aria. La situazione è quindi quella descritta nella Fig.2.45, in cui è mostrato anche il meccanismo con cui le emissioni prodotte alla sommità di edifici elevati vengono *risucchiate* dal canyon vicino. La presenza o meno di vortici entro una *canyon urbana* dipende da molti fattori.

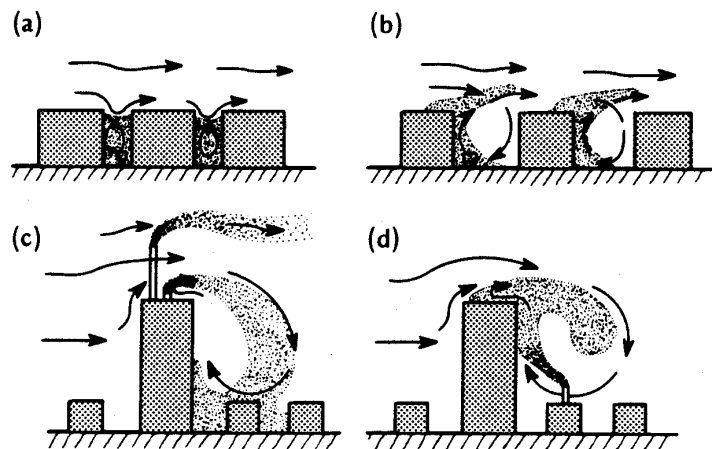


Fig.2.45: problemi di inquinamento in un canyon urbano (Oke, 1987).

Riassumendo (Yamartino e Wiegand,1986; Lee e Park,1994; Baik e Kim, 1999), si ha che:

- la presenza o meno di vortici entro il *canyon* dipende dall'angolo θ tra la direzione del vento sopra la città e l'asse del canyon. Solo quando $\theta < 20^\circ$ non si hanno vortici;
- la combinazione tra *coefficiente di forma* del canyon (H/W) e velocità media del vento al di sopra dello stesso determina il numero di vortici che si vengono a generare. Per un coefficiente di forma di 1.5, una velocità del vento di $1.2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ già è in grado di produrre un vortice ed una di $3.7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ di produrne due. Tali soglie si abbassano con l'aumentare del coefficiente di forma del canyon;
- nel caso della presenza di un solo vortice, la componente u e w del vento entro il canyon rispettivamente trasversale e verticale rispetto all'asse dello stesso possono essere ottenuti dal semplice modello di Hotchkiss e Harlow (1973). Se si utilizza il sistema di riferimento riportato in Fig.2.46, si ha che:

$$u = \frac{u_0}{1-\beta} \cdot \left\{ \gamma(1+ky) - \beta \cdot \frac{(1-ky)}{\gamma} \right\} \cdot \sin(kx) \quad [2.122a]$$

$$w = -u_0 ky \cdot \frac{(1-\beta/\gamma)}{1-\beta} \cdot \cos(kx) \quad [2.122b]$$

dove u_0 è la velocità media del vento sopra il canyon, $k=\pi/W$, $\beta = \exp(-2kH)$, $\gamma = \exp(ky)$ e $y = z-H$.

- la componente del vento lungo l'asse del canyon può essere posta pari a $v = u_0 \cos(\theta)$

I vari canyon, più o meno sviluppati, non costituiscono solo una trappola (parziale o totale) per gli inquinanti, ma anche per la radiazione e l'energia. In effetti siamo di fronte a geometrie complesse costituite da superfici orizzontali, verticali ed oblique (variamente orientate) che riflettono (spesso con coefficienti di albedo molto differenti) la radiazione solare diretta. Di fatto sulle differenti superfici si potrà instaurare un differente bilancio radiativo ed un differente bilancio energetico e il risultato finale sarà quasi sempre il fatto che la struttura a canyon risulta anche una *trappola di calore* e ciò giustifica il fatto che l'aria nei vari canyon, e quindi l'aria della *canopy* urbana che ne è l'involuppo, è mediamente più calda dell'aria presente al medesimo tempo nelle aree rurali. Questo fenomeno di maggior riscaldamento delle aree urbane rispetto alle rurali è noto col nome di *isola di calore*.

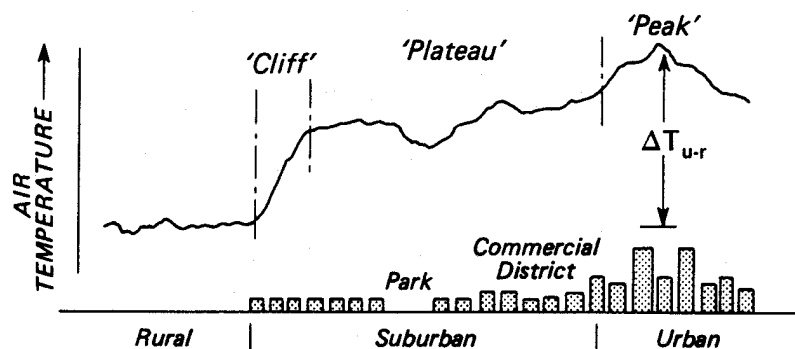


Fig.2.47: l'isola di calore urbana (Oke, 1976).

In Fig.2.47 viene illustrato come può cambiare la temperatura dalle zone urbane al centro della città. Il parametro quantitativo impiegato è l'intensità dell'isola di calore:

$$\Delta T_{u-r} = T_{urbano} - T_{rurale}$$

[2.123]

Da questa figura si vede come normalmente ci sia un picco di ΔT_{u-r} nei pressi del centro della città, probabilmente in corrispondenza dei canyon più profondi e più stretti. Nelle zone meno densamente edificate, l'intensità dell'isola di calore diminuisce ed è interessante vedere come la presenza di un parco entro la città determini l'instaurarsi entro l'isola di calore urbano di un'isola fredda. L'intensità dell'isola di calore varia durante la giornata e tipicamente presenta valori maggiori nelle ore notturne e minori nelle ore diurne, soprattutto in quelle pomeridiane. Oltre a ciò, si è verificato che tale parametro dipende dalla dimensione della città, dalla sua popolazione, dal tipo di struttura edilizia e di materiali di costruzione e dal tipo di viabilità cittadina prevalente. Inoltre l'intensità dell'isola di calore presenta una notevole dipendenza dalla velocità del vento, decrescendo con l'aumentare di quest'ultima.

Ciò che è più evidente in una struttura urbana è la capacità di immagazzinare calore e la manifestazione dell'isola di calore ne è una dimostrazione immediata. Tuttavia ancora più interessante è analizzare il profilo verticale della temperatura potenziale (Fig.2.48). Nella parte (a) sono mostrati i profili diurni, da cui si vede come il tipico profilo verticale di temperatura potenziale nella zona urbana sopravvento alla città venga modificato dalla presenza dell'isola di calore sia entro la città che nelle zone rurali immediatamente sottovento. La modifica più profonda di tale profilo sta nel fatto che lo strato di *entrainment* si pone costantemente in corrispondenza della massima estensione verticale del *TIBL*. Interessante è la parte (b) dove sono presentati i profili notturni. Come si nota, mentre nelle zone rurali sopravvento il profilo termico è tipicamente notturno, entro l'*UBL* il profilo è sostanzialmente convettivo, e questa convettività deriva dal rilascio notturno di calore accumulato nelle ore diurne entro le strutture edilizie della città. Ancor più interessante è la situazione nella zona rurale sottovento. Entro l'*Internal Boundary Layer* che si sviluppa immediatamente a valle delle città il profilo è tipicamente notturno. Nello strato tra la sommità di questo strato limite interno e il *TIBL* prodotto dalla città (il *pennacchio cittadino*) il profilo è convettivo, mentre sopra il *TIBL* il profilo torna gradualmente ad essere stabile.

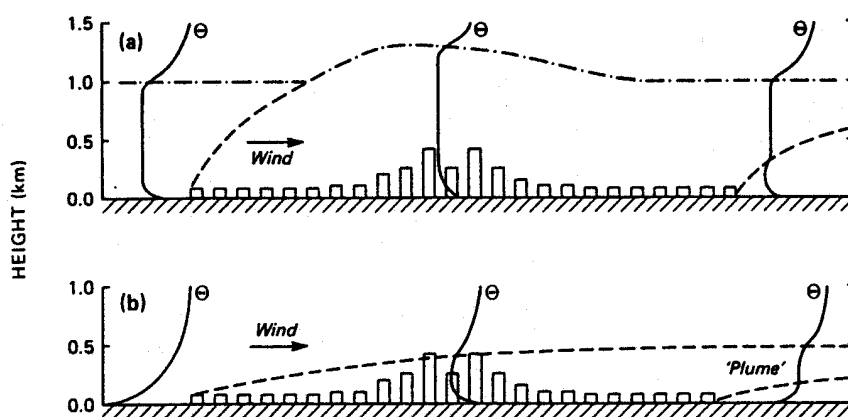


Fig.2.48: profili verticali di temperatura potenziale in ambiente urbano (Oke, 1987).

2.7 TECNICHE PER L'OSSERVAZIONE DEL PBL

Per misura si intende quel processo che consente ad un osservatore di conoscere il valore assunto da una variabile meteorologica di interesse in un punto ben definito dello spazio e del tempo. In termini astratti, il *processo di misura*, è la *mappatura tra una variabile di interesse in punto dello spazio-tempo ed i numeri reali*, immediatamente visibili ed interpretabili da parte di un osservatore, e richiede un *qualcosa di fisico* che determini questa conversione dal mondo delle variabili meteorologiche al mondo dei numeri reali. Si immagina, quindi, l'esistenza di un *apparato fisico* (un *Sistema di Misura Ideale*) che, posto in un punto dello spazio ed in un certo istante, sia in grado di fornire in *termini esatti* il valore assunto da una data variabile meteorologica nel punto dello spazio-tempo considerato. Un tale apparato deve essere costruito in modo da variare una delle proprie caratteristiche fisico-chimiche in funzione della variabile da misurare, non deve indurre perturbazioni alla variabile da misurare e deve essere noto un modello (cioè una o più relazioni matematiche) che metta in relazione tale variazione con la variabile da misurare. In pratica, se X è la variabile da misurare e x è la misura, cioè il numero reale corrispondente, dovrà essere nota la relazione $x = \mathbf{m}(X)$.

Non tutte le variabili fisiche descrittive del *PBL* possono essere realmente misurate o meglio non per tutte le variabili micrometeorologiche di interesse risulta disponibile o realizzabile un Sistema di Misura appropriato. Per questo tutte le variabili micrometeorologiche per cui sia possibile un Sistema di Misura Ideale, prendono il nome di *grandezze osservabili*. Ovviamente non si è interessati solo alla conoscenza delle grandezze osservabili, ma anche a molte altre grandezze non direttamente osservabili, ma legate a queste ultime da relazioni matematiche note. Per fissare le idee, una di queste variabili, non appartenente all'insieme delle grandezze osservabili, è la lunghezza di Monin Obukhov L , che caratterizza il livello di turbolenza nel *SL* e per cui non esiste un sistema di misura che lo determini direttamente.

Un *Sistema di Misura Ideale* produce una *misura ideale*, quindi priva di errori nel senso che il sistema di misura fornisce all'osservatore esattamente il valore della variabile osservata in un dato punto dello spazio e ad un generico istante t . Se il sistema ideale opera in continuo, produrrà nel tempo un insieme infinito di valori corrispondenti all'andamento temporale della variabile osservata che sarà *esatto*, nel senso che riprodurrà esattamente l'andamento della variabile osservata, anche se non va dimenticato che tale variabile è di fatto una variabile stocastica cui però il Sistema Ideale di Misura non sovrappone perturbazioni esogene.

Nel mondo reale, però, non esistono veri Sistema di Misura Ideali, ma solo *Sistemi di Misura Reali*. Un Sistema di Misura Reale è costruito, anche questa volta, in modo da variare una delle proprie caratteristiche fisico-chimiche in funzione della variabile da misurare, anche se può, in misura più o meno rilevante, indurre perturbazioni sulla variabile da misurare. Inoltre, anche per un sistema di misura reale deve essere nota la relazione $x = \mathbf{m}(X)$, tuttavia la non idealità dello strumento stesso e dei vari apparati (normalmente di tipo elettronico) che lo compongono fa sì che alla misura vera e propria vengano a sovrapporsi perturbazioni e disturbi di varia natura che la contaminano più o meno profondamente. Un Sistema di Misura Reale, fornirà quindi una *misura reale* che sarà prossima a quella ideale (*vera*), anche se affetta da *errori*. Un esempio di ciò è la misura di temperatura con una termoresistenza. E' noto che tale misura, essenzialmente di tipo elettrico, è perturbata da un rumore bianco generato dalla termoresistenza stessa (Larsen e al., 1982). Ripetendo più volte, se fisicamente possibile, tale misura, emergerà in maniera immediata la natura stocastica insita nella misura reale, che porta ad affermare che x è una *variabile casuale*, caratterizzata da una ben precisa funzione di densità di probabilità che per semplicità può essere considerata gaussiana con media μ e deviazione standard σ . Se si è in grado di realizzare N misure x_i di una variabile e se N è sufficientemente grande, la Statistica assicura che la *media campionaria* m_x è prossima alla media μ con varianza σ^2/N . Pertanto, detto

$\varepsilon^2 = \sigma^2/N$ l'errore quadratico medio, il vero valore μ risulta pari a $m_x \pm \varepsilon$ con il 66% di probabilità, pari a $m_x \pm 2\varepsilon$ con il 95% di probabilità e pari a $m_x \pm 3\varepsilon$ con il 99% di probabilità.

2.7.1 Sistemi di Misura micrometeorologici

Il Sistema più comodo e più usato per la misura delle variabili micrometeorologiche è la **stazione meteorologica al suolo**, in cui coesistono:

- un insieme di strumenti (*sensori*) in grado di misurare le variabili di interesse, cioè di reagire alla loro variazione, producendo in uscita segnali elettrici di tipo *analogico* (tensioni o correnti) o *digitale*,
- un sistema elettronico che gestisce la temporizzazione delle misure (cioè che decide quando realizzare la misura), che opera le trasformazioni delle uscite elettriche dei singoli sensori in modo da produrre una versione analogica della misura, che archivia le misure realizzate in un opportuno archivio accessibile all'utente e che le presenta direttamente all'utente in forma alfanumerica e/o grafica,

I sensori vengono localizzati a differenti quote rispetto al suolo, normalmente sopra pali o torri meteorologiche. La normale altezza di misura è 10 metri (secondo le indicazioni del *WMO*, che però si riferiscono alle reti meteorologiche e non micrometeorologiche e che, quindi, non si applicano necessariamente al nostro caso), tuttavia esistono anche torri meteorologiche ben più elevate, come per esempio la torre di Cabau in Olanda, che superano i 300 metri di altezza. Ovviamente il limite intrinseco a un tale sistema di misura è che si può tener sotto osservazione solo la micrometeorologia della parte del *PBL* più vicina al suolo.

Un modo differente di operare è quello di utilizzare un numero esiguo di sensori meteorologici, sostanzialmente simili a quelli usati in una stazione meteorologica (in pratica ciò che serve per misurare la velocità e direzione del vento, la temperatura ed umidità dell'aria e la pressione barometrica), collegarli ad un sistema ridotto all'essenziale per l'acquisizione temporizzata delle varie misure e per la loro trasmissione via radio e vincolare il tutto ad un pallone libero di elevarsi nell'aria. Un sistema di questo genere è una *radiosonda*. Questo sistema di misura è in grado di rilevare il profilo verticale della temperatura dell'aria, dell'umidità e della velocità e direzione del vento ed è anche la maniera standard usata dai vari Servizi Meteorologici di tutto il mondo per osservare alcune volte al giorno in ore prestabilite i profili verticali delle citate variabili meteorologiche. Il problema principale legato all'adozione di questa tecnica sta non solo nel numero limitato di parametri meteorologici rilevati, ma soprattutto nell'elevato costo delle sonde che inesorabilmente vanno perse ad ogni lancio. Una variante a questa tecnica di osservazione è quella costituita dalla sostituzione del pallone libero con un piccolo aerostato vincolato al suolo da un cavo. Questo sistema prende il nome di *pallone frenato* e presenta sostanzialmente la medesima dotazione sensoristica di una radiosonda. Il suo impiego, tuttavia, non è privo di problemi pratici. Il primo di essi deriva dal fatto che, essendo vincolato al suolo da un cavo, il pallone frenato non può raggiungere quote elevate; tipicamente la sua quota massima raggiungibile è attorno ai 400÷600 metri. Inoltre proprio la presenza di questo cavo determina un costante pericolo per la navigazione aerea, soprattutto per i piccoli aerei e gli elicotteri. Quando poi si opera in condizioni di vento forte, il pallone frenato non solo non può raggiungere quote elevate, ma può anche essere molto pericoloso per chi lo manovra. Nonostante le limitazioni, questi sistemi costituiscono un interessante maniera per estendere le osservazioni meteorologiche da un numero ridotto di punti di osservazione a ridosso del suolo ad un intero profilo, anche se lo *spazio osservato* da tali sistemi, più che una retta verticale, è una traiettoria verticale decisamente molto irregolare.

Un deciso miglioramento, almeno in termini concettuali, rispetto alla radiosonda ed al pallone frenato è rappresentato dai cosiddetti sistemi *remote sensing*, una famiglia di sistemi di misura i cui rappresentanti principali sono il *SODAR*, il *RASS* ed il *WIND PROFILER*. Senza entrare nei dettagli, tali sistemi, stando al suolo, emettono verso l'alto impulsi acustici (*SODAR*), elettromagnetici (*WIND PROFILER*) e, in modo combinato, acustici ed elettromagnetici (*RASS*) e, subito dopo, si pongono in ricezione per riceverne gli *echi di ritorno* dall'atmosfera, echi che sono il risultato dell'interazione tra tali impulsi e l'atmosfera. I vari sistemi interpretano poi questo eco in termini di profilo verticale di alcune delle grandezze meteorologiche di interesse. In particolare il *SODAR* è in grado di rilevare fino a quote dell'ordine di 500÷1000 m il profilo della velocità e della direzione del vento, della deviazione standard delle componenti del vento e anche dello stato della turbolenza, mentre per quanto riguarda il *RASS* quello che viene rilevato è il profilo verticale della temperatura virtuale. Il *WIND PROFILER* è il sistema *remote sensing* più giovane e promettente. Attualmente da esso si rilevano profili di vento che raggiungono quote ben più elevate di quelle raggiunte dal *SODAR*, ma in futuro è prevedibile il suo maggior coinvolgimento nella determinazione di quei parametri importanti per la determinazione dello stato dell'atmosfera. Ci sono due aspetti interessanti legati a questa famiglia di sistemi. Il primo è costituito dal fatto che essi possono acquisire i profili verticali delle differenti variabili meteorologiche a cadenze molto ravvicinate (per esempio ogni 15 minuti), mentre l'impiego delle radiosonde è limitato dal tempo necessario per completare il sondaggio (proporzionale alla velocità di salita della sonda che deve essere sufficientemente lenta per limitare i problemi legati alla limitata dinamica dei sensori ed alla massima quota raggiunta) e dai costi elevati della sonda stessa. Il secondo aspetto è legato al fatto che diversi sistemi possono essere accoppiati tra loro: un tipico esempio è l'accoppiamento di un *WIND PROFILER* con un *RASS*. In questo caso, l'insieme dei due non solo produce i profili previsti per i singoli sistemi, ma può fornire anche il flusso turbolento verticale di calore sensibile in tutto il *PBL*, cosa che comincia a far intravedere la possibilità che si avveri il sogno di poter misurare direttamente la turbolenza del *PBL*.

Comunque, anche con i sistemi *remote sensing* non è possibile *vedere* l'intero dominio spaziale d'interesse. Il sogno sarebbe ovviamente quello di poter tenere sotto controllo l'intero spazio. Un passo in questa direzione è l'impiego di *aerei per osservazioni meteorologiche*. Questa tecnica è stata impiegata in varie campagne sperimentali e di fatto da esse derivano i dati sperimentali relativi allo stato della parte alta del *PBL*. Le soluzioni tecniche adottate per inserire i sensori meteorologici negli aerei e per evitare le perturbazioni dall'aeromobile sulle misure sono state le più varie e spesso del tutto geniali, tanto che si è riusciti a dotare questi aerei anche di sensoristica a risposta rapida con cui ottenere una visione chiara della turbolenza in tutte le parti del *PBL*. Ovviamente sistemi di questo genere non consentono un'osservazione continua (come lo consente una stazione meteorologica al suolo o i sistemi *remote sensing*) e si limitano ad osservazioni in campagne sperimentali lungo traiettorie spaziali che vanno ad osservare punti interessanti del *PBL*.

Forse il sogno della visione spaziale dei campi meteorologici è vicino grazie al *radar meteorologico*. Questo sistema, basato sull'emissione di onde elettromagnetiche, è costruito in modo da consentirgli l'esplorazione di tutto lo spazio circostante il luogo in cui è localizzato. Da ultimo non va dimenticato l'apporto dei *satelliti artificiali geostazionari e polari* che, attualmente consentono lo studio sistematico e con una buona risoluzione dell'albedo, della temperatura radiativa superficiale, del bilancio radiativo superficiale e della copertura nuvolosa.

2.7.2 Architettura di una Stazione Meteorologica

La Stazione Meteorologica al suolo è l'archetipo del Sistema di Misura Reale. Una sua tipica realizzazione è riportata in *Fig.2.49*. In essa si individuano gli elementi costitutivi seguenti:

- i sensori meteorologici, cioè l'insieme di strumenti di misura delle singole variabili meteorologiche;
- il sistema di acquisizione, cioè l'apparato elettronico automatico (spesso programmabile) che verifica lo stato fisico dei singoli sensori, ne acquisisce periodicamente i segnali di uscita e converte queste letture in un formato numerico;
- il sistema di elaborazione che, applicando opportune regole matematiche ai valori numerici ottenuti dai singoli sensori (le misure), calcola i principali parametri statistici di interesse micrometeorologico (valori medi, varianze e covarianze), stima i parametri che non possono essere osservati direttamente, visualizza le variabili acquisite, le archivia elettronicamente e, se richiesto, le invia ad un sistema centrale di raccolta.

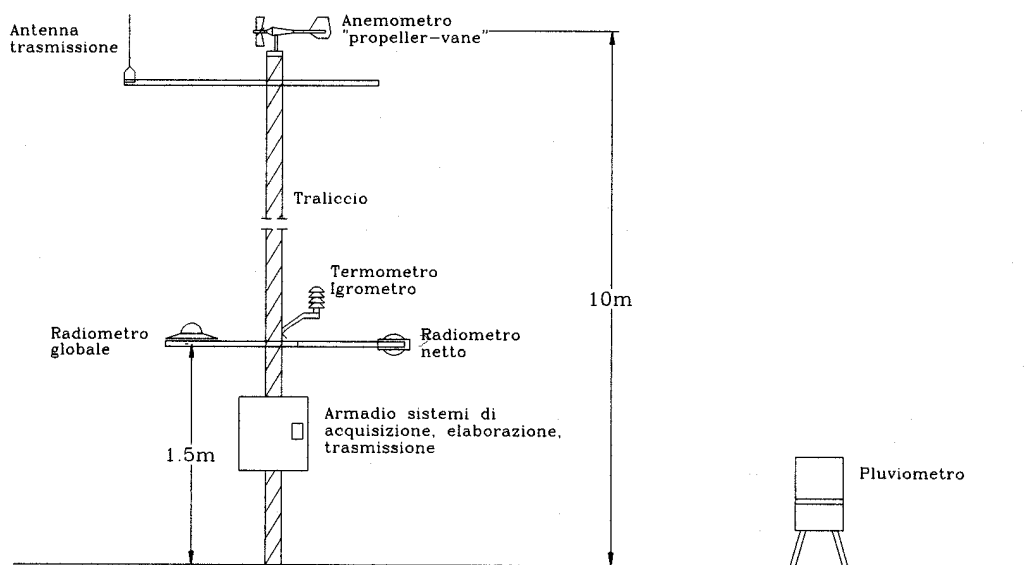


Fig.2.49: architettura tipica di una stazione meteorologica al suolo.

L'architettura funzionale di una tipica stazione meteorologica è rappresentata schematicamente nella Fig.2.50, dove si individua distintamente l'esistenza di un *cammino* (sia logico che fisico) che ha inizio dalle variabili meteorologiche di interesse e che termina quando le differenti variabili acquisite vengono convertite in numeri rappresentanti le effettive misure. Questo per le variabili osservabili. Tale cammino logico e fisico percorso dalle informazioni primarie nella loro conversione in informazioni meteorologiche prende il nome di *Catena di Misura*. Il compito principale di una catena di misura è quello di *tradurre* la variabile meteorologica di interesse in un numero e ciò lo si realizza impiegando, almeno concettualmente, tre elementi:

- il *trasduttore primario*, che è l'elemento sensibile del sensore meteorologico vero e proprio. Normalmente l'uscita del trasduttore primario è già un segnale elettrico (questo non è sempre vero), anche se spesso tale segnale elettrico non è semplice da utilizzare direttamente;
- il *trasduttore secondario*, a volte già integrato nel trasduttore primario, che comunque ha il compito di trasformare l'uscita del trasduttore primario (qualunque essa sia) in un segnale elettrico (normalmente di tensione o di corrente) facilmente trasportabile e leggibile;

- il *convertitore Analogico/Digitale* che ha due compiti fondamentali. Il primo è quello di acquisire a tempi prefissati (per esempio ogni secondo) la misura del sensore che a lui afferisce, mentre il secondo compito è quello di convertire questo segnale elettrico in un numero reale, codificato in forma digitale.

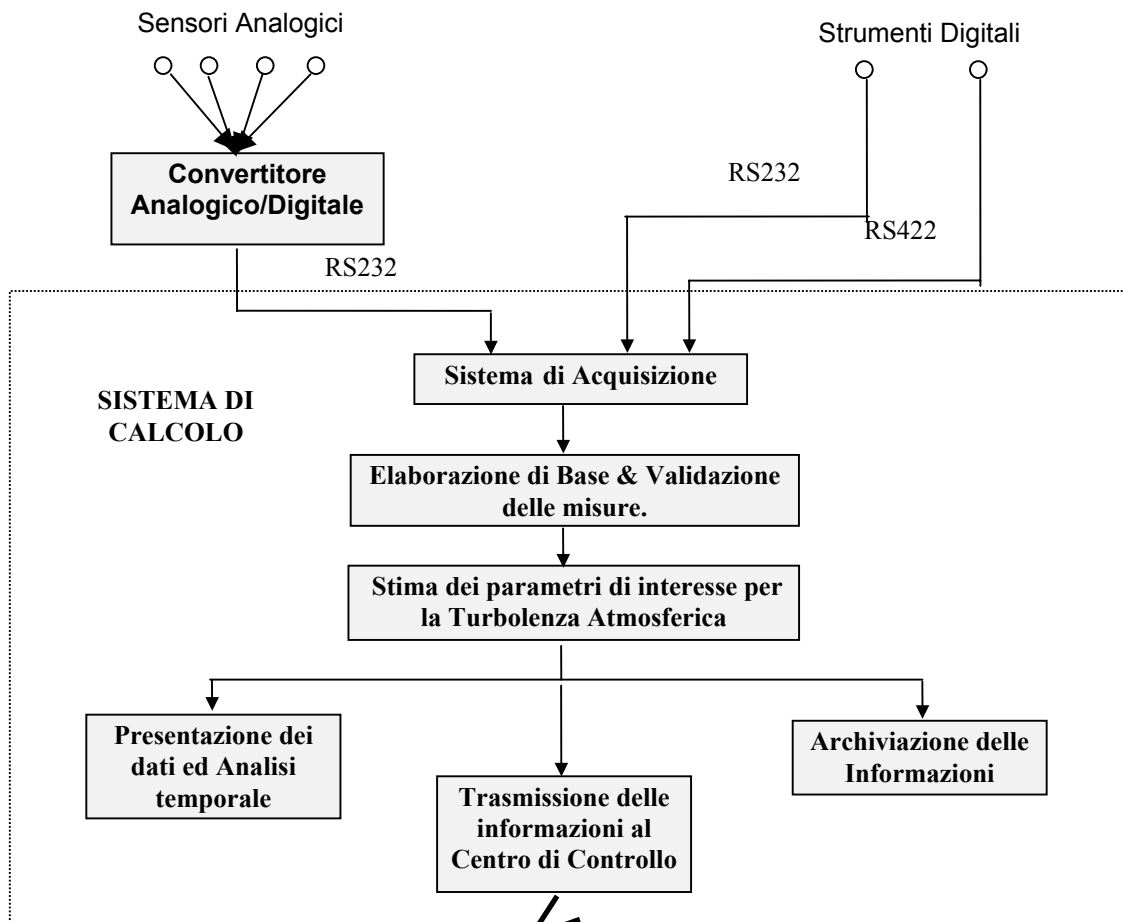


Fig. 2.50: architettura funzionale di una stazione meteorologica

Compito di un trasduttore primario è la conversione di una variabile da misurare (es. la velocità, direzione del vento, ecc.) in una *variabile intermedia* più semplice da trattare (es. il momento angolare, la tensione elettrica, ecc.), sfruttando l'influenza che la variabile da misurare ha su una o più proprietà fisiche del sensore stesso. Nel seguito verrà indicata con x la generica risposta del sensore ad una variabile meteorologica avente il valore y . Un generico sensore è definito da un insieme di caratteristiche che possono essere raggruppate in due classi distinte:

- *caratteristiche statiche*, cioè proprietà intrinseche al trasduttore, che non dipendono dalla variazione nel tempo del segnale meteorologico cui è sensibile;
- *caratteristiche dinamiche*, cioè proprietà che descrivono la risposta del trasduttore in funzione dell'andamento nel tempo del segnale meteorologico di ingresso.

Le caratteristiche statiche di un trasduttore primario descrivono il suo comportamento in una situazione in cui l'ingresso meteorologico sia costante o abbia raggiunto un livello di equilibrio. La prima caratteristica, la più ovvia, è la *curva di taratura*, cioè la relazione matematica che lega il *valore di ingresso* (il valore della variabile meteorologica da misurare) con il *valore di uscita* (valore raggiunto dalla variabile misurabile prodotta dal trasduttore a causa dell'ingresso

meteorologico). Le caratteristiche necessarie ad una curva di taratura sono che la relazione matematica che la rappresenta sia esprimibile in forma esplicita, che tale relazione sia monotona e che, anche se non strettamente necessario, sia la più vicina possibile ad una relazione lineare. Altri elementi di interesse che possono caratterizzare la risposta statica di un trasduttore primario (Baldocchi e al., 1995) sono i seguenti:

- **Sensibilità** - Pendenza della curva di risposta *ingresso/uscita*, che può dipendere dal valore di ingresso se la curva non è lineare.
- **Linearità** - La linearità della curva di calibrazione è importante per la sensibilità o per strumenti a lettura diretta, ma, con l'avvento della tecnologia digitale, la possibilità di linearizzare curve di calibrazione di per sé non lineari ha reso la linearità meno importante di un tempo.
- **Offset** (“Spiazzamento”) – E’ in pratica il valore che l’uscita assume quando l’ingresso è nullo. Attualmente, come la linearità, la presenza di un eventuale offset non è più un problema, potendola eliminare con elaborazioni digitali.
- **Range** – Un trasduttore primario è in grado di rilevare un valore della variabile meteorologica solo entro un ben preciso intervallo che varia da trasduttore a trasduttore. Tale intervallo è il *range* dello strumento. Valori esterni al *range* di misura non potranno essere rilevati correttamente dal sensore.
- **Risoluzione** – E’ la minima variazione dell’ingresso (cioè della variabile da misurare) in grado di provocare una variazione dell’uscita. Se la curva di calibrazione non è lineare, la risoluzione può dipendere dal valore dell’ingresso.
- **Soglia** – E’ il minimo ingresso misurabile a partire da 0. Di solito è il risultato di attriti meccanici. In questo caso, dato che l’attrito statico è maggiore dell’attrito dinamico, lo strumento, una volta messo in moto (esempio: anemometri a coppe) è in grado di leggere valori di ingresso inferiori alla soglia.
- **Stabilità** – E’ la capacità di uno strumento di mantenere prestazioni vicine alla curva di calibrazione per un tempo prolungato.

La curva di calibrazione è la forma con cui interpretare la risposta di un sensore ad una variabile meteorologica, stazionaria o molto lentamente variabile, tuttavia, nel *PBL* le grandezze meteorologiche variano notevolmente nel tempo e quindi è di estremo interesse conoscere le caratteristiche dinamiche di un sensore. Esistono sensori che rispondono immediatamente alla forzante esterna, presentando una relazione ingresso-uscita di tipo algebrico ed altri, invece, che presentano ritardi, oscillazioni spurie e sfasamenti in questa relazione, comportandosi in maniera analoga a filtri di vario tipo. Dato che in Micrometeorologia è di estremo interesse misurare segnali meteorologici variabili nel tempo con l’intento di determinare le caratteristiche della turbolenza atmosferica attraverso la stima di varianze e covarianze, è chiaro quanto sia importante conoscere la risposta dinamica di ogni sensore meteorologico. Rimandando per i dettagli a Sozzi e al. (2002), si ha che per un generico sensore esiste una relazione differenziale che lega la risposta x del sensore stesso alla variabile meteorologica y (la forzante) che prende il nome di relazione dinamica del trasduttore e la cui espressione generale è:

$$a_n \frac{d^n x}{dt^n} + a_{n-1} \frac{d^{n-1} x}{dt^{n-1}} + \dots + a_1 \frac{dx}{dt} + a_0 x = F(y, t) \quad [2.124]$$

Di fatto, rivestono un'importanza pratica solo quei sensori per cui la relazione dinamica è rappresentata da una equazione di ordine 0, 1 e 2. Se la relazione differenziale precedente è di ordine 0, il sensore che la possiede è detto sensore di ordine zero e trasforma *istantaneamente* la variabile di ingresso nella variabile di uscita senza ritardi o distorsioni. Questo in sostanza è il sensore ideale di cui si vorrebbe sempre disporre. L'anemometro ultrasonico è praticamente un sensore di questo tipo. Se la (2.124) è di ordine 1, abbiamo la classe dei sensore del primo ordine, che presentano il classico comportamento di un filtro passa-basso. In pratica la variabile d'ingresso si trasforma nella variabile di uscita con l'introduzione di un *ritardo* e di una *distorsione* più o meno marcata. La maggioranza dei sensori disponibili fa parte di questa classe e, se il ritardo della risposta è limitato, possono essere utilizzati (con alcune cautele) anche nelle misure micrometeorologiche. Se, invece, la (2.124) è di ordine 2 siamo in presenza di sensore del secondo ordine in cui l'ingresso si trasforma nell'uscita con un *ritardo* e con una *tendenza all'oscillazione*. Questa classe di sensori è abbastanza scomoda nella pratica operativa, dato che non è semplice separare le oscillazioni proprie del segnale meteorologico dalle oscillazioni indotte dalle caratteristiche costruttive del sensore. Fortunatamente non sono molti i sensori di questo tipo, anche se tra essi va classificato il misuratore della direzione del vento a banderuola, ampiamente usato nelle stazioni meteorologiche.

Si consideri un generico sensore del primo ordine (per esempio un anemometro a coppe). La sua dinamica può essere descritta dalla relazione seguente:

$$\tau \frac{dx}{dt} + x = y(t) \quad [2.125a]$$

in cui il parametro τ prende il nome di *costante di tempo* e dipende dal tipo e dalle caratteristiche costruttive del sensore. Per studiare questa relazione, si consideri inizialmente un segnale di ingresso a gradino, cioè un segnale del tipo:

$$y = \begin{cases} 0 & \text{per } t < 0 \\ y_0 & \text{per } t \geq 0 \end{cases} \quad [2.125b]$$

In questo caso l'integrazione della (2.125a) porta al risultato seguente:

$$x(t) = y_0 (1 - e^{-t/\tau}) \quad [2.125c]$$

cioè l'uscita del sensore cresce gradualmente dal valore zero fino al valore di equilibrio con un ritardo che diminuisce con il tempo, direttamente proporzionale al tempo caratteristico del sensore. Se invece si considerasse un segnale di ingresso armonico con una frequenza angolare Ω del tipo seguente:

$$y(t) = y_0 \sin(\Omega t) \quad [2.125d]$$

l'integrazione della (2.125a) porterebbe alla relazione seguente:

$$x(t) = y_0 \cdot \Phi \cdot \sin(\Omega t + \delta) \quad [2.125e]$$

dove il *fattore di smorzamento* Φ è dato dalla relazione:

$$\Phi = 1/\sqrt{1 + \tau^2 \Omega^2} \quad [2.125f]$$

dipendente dalla costante di tempo τ e dalla frequenza del segnale, mentre lo *sfasamento* δ tra il segnale di ingresso ed il segnale di uscita risulta pari a $\text{tg}(\delta) = -\Omega\tau$ anch'esso dipendente dalla costante di tempo del sensore e dalla frequenza del segnale. Se si considera la relazione che esprime il fattore di smorzamento Φ , si vede immediatamente come essa non sia lineare.

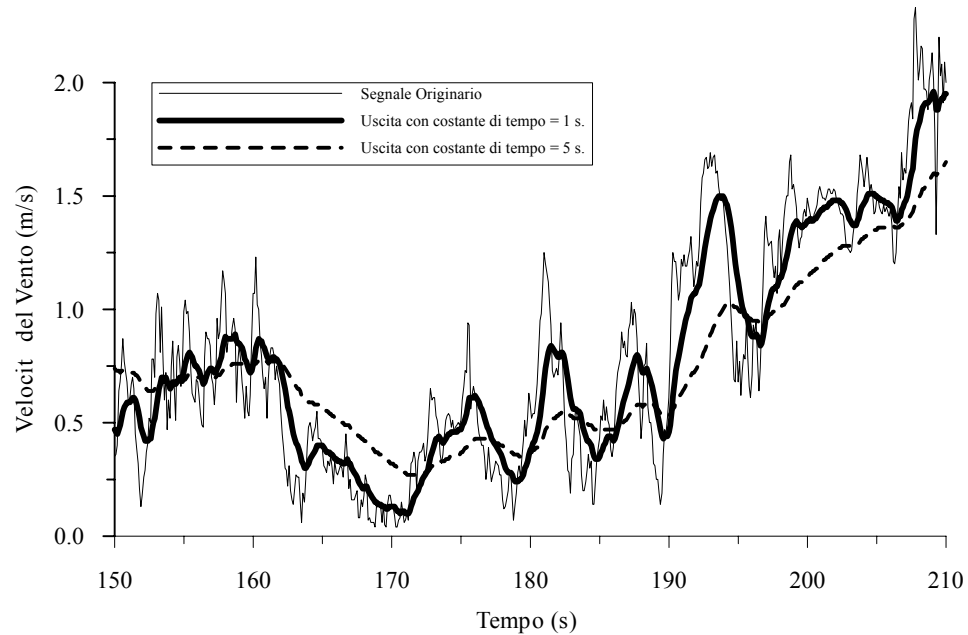


Fig.2.51: risposta di sensori di anemometri a coppe di diverse caratteristiche

Se si rappresenta un segnale meteorologico reale come una sovrapposizione di numerose armoniche (al limite infinite) la non linearità di Φ determinerà smorzamenti diversi per le differenti armoniche con una conseguente deformazione del segnale misurato, situazione del tutto analoga ad un consueto *filtro analogico passa-basso di tipo RC*. Come esempio, si considerino due anemometri a coppe, il primo con una costante di tempo $\tau = 1\text{ s}$ ed il secondo con $\tau = 5\text{ s}$. Si prenda come riferimento un segnale di vento registrato da un anemometro ultrasonico (sensore di ordine zero in grado di riprodurre in maniera fedele il reale segnale di vento) ed si impieghi la (2.125a) per determinare la risposta dei due anemometri meccanici considerati. Il risultato ottenuto è quello riportato in Fig.2.51. E' interessante constatare come l'anemometro con τ di 1s (un anemometro a coppe di elevata qualità) consenta di determinare un valor medio della velocità del vento inferiore del 2.5% al valor medio dedotto dal segnale registrato dal sonico ed una deviazione standard inferiore del 11.4%, mentre l'anemometro a coppe con τ di 5 s presenta una riduzione dell'8.6% per valor medio della velocità ed una riduzione del 33.9% della deviazione standard. E' evidente che un sensore di questo tipo non dovrebbe mai essere impiegato in una stazione di misura di tipo micrometeorologico.

La dinamica di un *trasduttore del secondo ordine* è data invece dalla relazione differenziale:

$$a_2 \frac{d^2x}{dt^2} + a_1 \frac{dx}{dt} + a_0x = y(t) \quad [2.126a]$$

in cui $\omega = \sqrt{a_0/a_2}$ è la *frequenza propria* del trasduttore. Anche in questo caso è istruttivo considerare il comportamento del sensore del secondo ordine ad un segnale a gradino unitario e ad un segnale armonico monocromatico. Nel caso di un segnale di ingresso a gradino del tipo (2.125b), se si definisce il parametro h , detto *rapporto di smorzamento o damping ratio*, come:

$$h = \sqrt{\frac{a_1^2}{4a_0a_2}} \quad [2.126b]$$

la risposta del trasduttore sarà data dalle relazione seguente:

$$x(t) = \frac{y_0}{a_0} \left\{ 1 - e^{-\alpha t} \left[\cos(\omega_1 t) + \frac{\alpha}{\omega_1} \sin(\omega_1 t) \right] \right\} \quad \text{per } h < 1 \quad [2.126c]$$

$$x(t) = \frac{y_0}{a_0} \left\{ 1 - e^{-\alpha t} \left[\frac{\alpha + \beta}{2\beta} e^{\beta t} - \frac{\alpha - \beta}{2\beta} e^{-\beta t} \right] \right\} \quad \text{per } h \geq 1 \quad [2.126d]$$

dove $\alpha = a_1/2a_2$ $\beta = \omega\sqrt{h^2 - 1}$ $\omega_1 = \omega\sqrt{1 - h^2}$. In Fig.2.52 viene presentata la risposta ad un segnale a gradino unitario di sensori del secondo ordine di differenti caratteristiche. E' immediato verificare come la risposta del trasduttore presenti un ritardo rispetto al segnale di ingresso quando $h > 1$; quando $h < 1$, il trasduttore non solo è in ritardo, ma presenta anche una oscillazione smorzata non contenuta nel segnale da misurare e derivante dalle caratteristiche dinamiche del sensore. Quindi, quando un sensore del secondo ordine è caratterizzato da un *damping ratio* minore di 1, risponde ad un segnale di ingresso a gradino con un segnale di uscita oscillante che presenta *sovraelongazioni* che si smorzano col tempo, ma che nella fase iniziale del transitorio possono essere molto rilevanti, come si può vedere nella Fig.2.52. Un comportamento di questo tipo è ovviamente indesiderato in misure di tipo micrometeorologico.

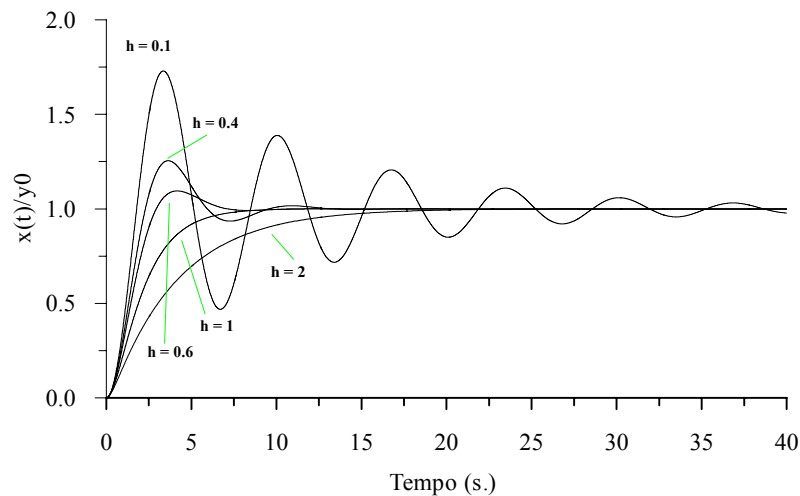


Fig.2.52: risposta ad un gradino unitario di un sensore del secondo ordine.

A fronte di un segnale di ingresso armonico, se si definisce $a = \Omega/\omega$, la risposta del sistema del secondo ordine è data dalla relazione:

$$x(t) = y_0/a_0 \cdot \Phi \cdot \sin(\Omega t + \delta) \quad [2.126e]$$

dove:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{(1 - a^2)^2 + 4h^2 a^2}} \quad [2.126f]$$

$$\operatorname{tg}(\delta) = \frac{-2ha}{1-a^2}$$

[2.126g]

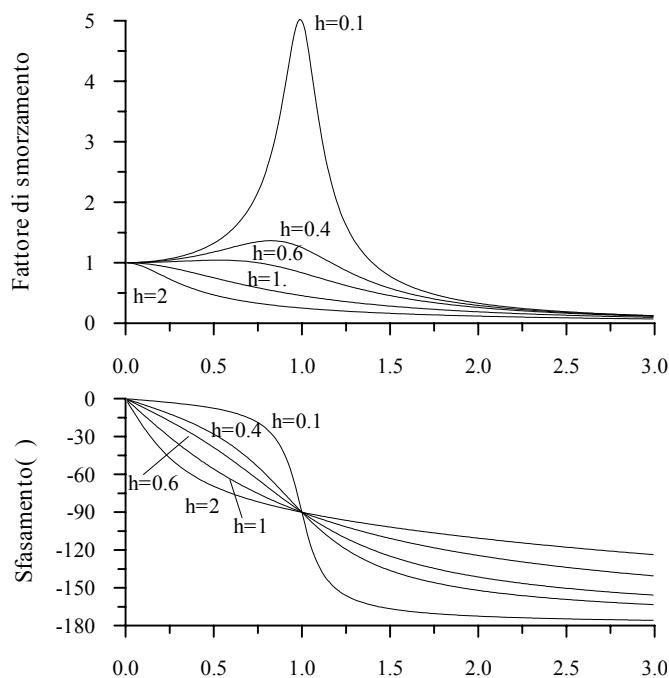


Fig.2.53: *fattore di smorzamento e sfasamento di un sensore del secondo ordine.*

In Fig.2.53 viene presentata la variazione del fattore di smorzamento Φ e dello sfasamento δ con Ω/ω . E' possibile fare alcune considerazioni:

- se $h > 1$, il trasduttore del secondo ordine si comporta in modo molto simile ad un sensore del primo ordine, cioè come un filtro passa-basso;
- se $h < 1$ (cosa comune nella maggioranza dei sensori meteorologici di questo tipo), a frequenze inferiori a quella caratteristica il trasduttore presenta una risposta amplificata che raggiunge il valore massimo quando $\Omega = \omega$.

Se si considera un segnale reale, visto come sovrapposizione di numerose armoniche, a causa delle caratteristiche bizzarre di un sensore del secondo ordine, alcune di queste armoniche verranno esaltate, altre verranno depresse ed il segnale originario verrà inevitabilmente alterato.

Ciò che è emerso fin qui conferma l'importanza di utilizzare trasduttori primari adeguati alle necessità di misura. Un trasduttore di ordine zero è un sensore ideale senza distorsioni nel segnale di uscita. Esistono molti sensori di questo tipo, anche se normalmente sono relativamente costosi e non è proponibile un loro uso generalizzato, tuttavia, quando l'obiettivo è la misura dei parametri che caratterizzano la turbolenza del *PBL* (varianze, covarianze e momenti di ordine superiore), il loro impiego è praticamente obbligato. Un trasduttore del primo ordine si comporta sempre come un filtro passa-basso e sempre *perde* una parte del segnale, in particolare la parte ad alta frequenza. La sua frequenza di taglio è inversamente proporzionale alla costante di tempo caratteristica. Un trasduttore di questo tipo può essere impiegato sicuramente nella misura dei valori medi delle principali variabili meteorologiche. Se invece è necessario determinare delle deviazioni standard e delle covarianze, un tale sensore non è il più

adeguato. Un trasduttore del secondo ordine è un sensore critico, dato che introduce sempre nel segnale di uscita qualcosa di oscillante e di artificiale che altera senza rimedio il segnale meteorologico originale e che dipende dalle proprie caratteristiche dinamiche. Se si è costretti ad utilizzare un sensore di questo tipo, è opportuno che sceglierlo con valori di h non superiori a 1 e non inferiori a 0.4. Comunque l'impiego di questi sensori per la stima di varianze e covarianze è sempre improponibile.

2.7.3 Sensori per le Stazioni al suolo

Nella stazione meteorologica al suolo convivono sensori differenti, ciascuno specializzato nella rilevazione di una specifica variabile meteorologica. Le principali classi di sensori sono:

- sensori per la misura del vettore vento (*anemometri*)
- sensori per la misura della temperatura dell'aria (*termometri*)
- sensori per la misura dell'umidità dell'aria (*igrometri*)
- sensori per la misura della pressione atmosferica (*barometri*)
- sensori per la misura delle precipitazioni atmosferiche (*pluviometri*)
- sensori per la misura della radiazione solare e terrestre (*radiometri*)
- sensori per la misura del flusso di calore nel terreno.

2.7.3.1 Misure del vento

I sensori che misurano una o più caratteristiche del vettore vento prendono il nome di *anemometri*. In una stazione meteorologica si possono impiegare differenti tipi di anemometri, a seconda del tipo di misura che si intende realizzare.

2.7.3.1.1 Anemometro a coppe

L'anemometro a coppe (*cup anemometer*) è uno dei più antichi anemometri realizzati ed il suo compito è la misura della velocità orizzontale del vento. Dal punto di vista geometrico (*Fig.2.54*) è costituito da tre o più superfici cave (*coppe*) normalmente a forma di calotte sferiche o coniche, forma che presenta una resistenza aerodinamica diversa a seconda che il flusso d'aria investa la superficie dalla parte concava o convessa. Queste coppe, equidistanti angolarmente una dall'altra, sono collegate rigidamente in modo da formare un equipaggio rotante collegato a cuscinetti che ne permettono il movimento, limitandone gli attriti. Il sistema rigido costituito dalle coppe, in presenza di vento si pone in rotazione e dalla sua velocità di rotazione si deduce la velocità orizzontale del vento.

Se con Ω si indica la velocità di rotazione delle coppe, la velocità del vento è data da:

$$U = U_s + CR\Omega \quad [2.126]$$

dove C è il *coefficiente di calibrazione* dipendente dalle caratteristiche fisiche e geometriche dell'anemometro e U_s è la *velocità di avvio* che è una caratteristica costruttiva dello strumento. Valori tipici vanno da $0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ per gli esemplari più moderni e leggeri a circa $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ per gli esemplari di costruzione più antiquata e per impieghi di tipo aeronautico.

Dal punto di vista dinamico, l'anemometro a coppe è, in prima approssimazione, uno *strumento del primo ordine*, con una risposta non oscillante che si adatta progressivamente alle variazioni dell'ingresso. La sua risposta dinamica dipende da una costante di tempo τ che è funzione della velocità del vento stessa e dalle caratteristiche fisiche dell'anemometro. Inoltre, è definibile

anche una *distanza caratteristica* L , identificabile nella lunghezza di una colonna di aria a una velocità U che, passando dall'anemometro inizialmente a riposo, lo porta al 63% della sua velocità di equilibrio tipica per quella velocità dell'aria. E' facile vedere come τ sia legato a L dalla relazione $L=U\tau$. In commercio esistono pochi anemometri ultraleggeri con $L=0.5\text{m}$, un certo numero di anemometri con $L=1\div 2\text{m}$ e ancora esemplari di vecchio disegno con $L=5\div 20\text{m}$.

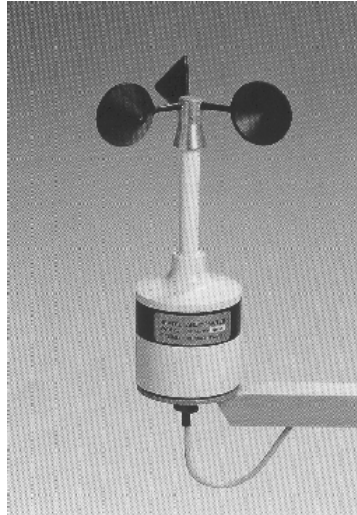


Fig. 2.54: Anemometro a coppe.

L'anemometro a coppe, robusto, affidabile ed economico, ha da sempre costituito un valido supporto nelle misure meteorologiche di routine, tuttavia il suo impiego in misure micrometeorologiche richiede molta prudenza. Due sono gli aspetti importanti da considerare. Il primo si riferisce alla velocità di avvio dell'anemometro. Se la velocità del vento non raggiunge tale soglia, l'anemometro non si pone in movimento e quindi si registra un evento normalmente indicato come *calma di vento*, un chiaro artefatto dovuto all'incapacità del sensore di registrare la variabile di interesse. Perché sia possibile realizzare misure di vento in zone a bassa velocità del vento è imperativo utilizzare anemometri molto leggeri. Il secondo aspetto si riferisce alla capacità o meno di questo anemometro di realizzare misure di interesse micrometeorologico, in cui è necessario stimare momenti di ordine superiore (varianze e covarianze). Ovviamente, se si è intenzionati ad usare un anemometro a coppe, tale anemometro deve essere caratterizzato da un valore di L estremamente basso. Comunque sarà poi necessario correggere con i metodi di tipo spettrale la stima dei momenti, tenendo conto delle caratteristiche di risposta. Una trattazione più realistica, anche se molto più complessa la si può trovare in Kristensen (2000).

2.7.3.1.2 Anemometro a banderuola (vane)

Il *vane* è uno strumento per la misura della direzione di provenienza del vento. Raramente è presente da solo in una postazione di misura, anzi normalmente è collocato assieme ed addirittura integrato con un anemometro a coppe, costituendo un sistema robusto ed economico per la misura del vettore vento, o almeno della sua proiezione orizzontale. Dal punto di vista costruttivo (Fig.2.55), il *vane* è costituito da un'asta metallica orizzontale, incernierata all'incirca nel suo punto mediano, capace di ruotare nel piano orizzontale ed dotata ad uno degli estremi di una *coda* rigida e tale da orientare quest'ultima in direzione del flusso d'aria.

Dal punto di vista statico, il comportamento del *vane* è estremamente semplice, una volta posizionato in modo che sia definita una direzione di riferimento (normalmente il Nord). In effetti presenta una relazione lineare tra la sua posizione angolare e la direzione di provenienza del vento. Il comportamento dinamico del *vane* è molto complesso ed una sua trattazione

semplificata ci porta ad affermare che tale strumento presenta una tipica risposta da sensore del secondo ordine caratterizzato da una frequenza caratteristica e da un rapporto di smorzamento.

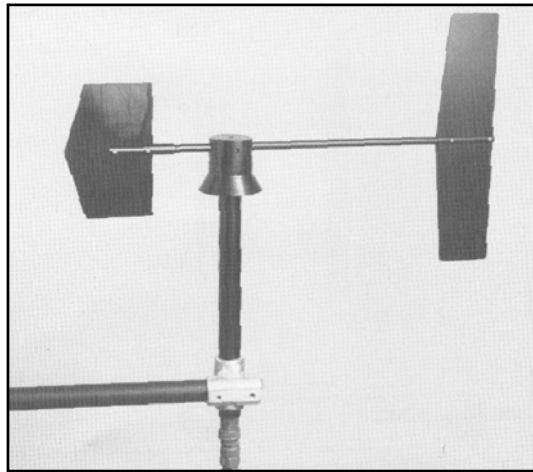


Fig.2.55: anemometro a banderuola (vane)

La banderuola, a fronte di una variazione istantanea di direzione del vento, risponde con una risposta oscillante e ciò è consistente con la sua natura di *strumento del second'ordine*. Come accade anche nel caso di tutti gli altri strumenti di questo tipo, la banderuola è caratterizzata da una *frequenza caratteristica*, cioè una frequenza nel segnale di ingresso (la direzione del vento) in corrispondenza della quale le oscillazioni della banderuola aumentano progressivamente di ampiezza, sino a raggiungere una situazione di equilibrio dominata da altri fenomeni (ad esempio, la resistenza indotta dal flusso medio del vento). Come già detto a proposito dei sensori del secondo ordine, anche il *vane* presenta la sgradevole caratteristica di amplificare e sfasare in maniera diversa le differenti armoniche di cui si compone il segnale di direzione del vento. Per minimizzare ciò è opportuno scegliere in modo accurato i sensori in base al valore della frequenza ω_e e del rapporto di smorzamento ζ . In particolare, è opportuno avere ω_e il più alto possibile e per quanto riguarda ζ , i valori appropriati stanno attorno a 0.6. Si noti come gli anemometri a banderuola realizzati per il supporto al controllo del volo siano caratterizzati da masse notevolmente elevate (in particolare proprio in corrispondenza della banderuola). Per questa ragione, tali anemometri hanno una frequenza propria di oscillazione mediamente piuttosto bassa e che cade in una regione dello spettro della direzione del vento di regola molto intensa nelle situazioni reali. Se il vento medio non è molto elevato, l'azione smorzante di questo sulle oscillazioni non è sufficiente ad arrestare la risonanza, che fa compiere alla banderuola oscillazioni di ampiezza anche superiore ai 25°. Basta questa constatazione per sconsigliare in modo categorico gli anemometri a coppe e banderuola di costruzione non accurata per compiere misure di vento utili in micrometeorologia. Da ultimo, va notato che, per quanto bassi, gli attriti possono impedire al *vane* di spostarsi in condizioni di vento basso e pertanto il sensore registra una direzione di provenienza del vento errata. Esiste anche per i *vane* quindi una *velocità di avvio*, come nel caso degli anemometri a coppe, e spesso è dello stesso ordine di grandezza, rendendo problematico l'uso del *vane* in sito caratterizzati da venti deboli.

2.7.3.1.3 Anemometro a elica (propeller)

La sua versione più semplice è costituito da un'elica ad n pale calettata su di un albero, la cui velocità di rivoluzione è convertita in una corrente leggibile per mezzo di un opportuno trasduttore. Di per sé l'elica misura agevolmente un vento parallelo al proprio asse di rotazione e questa che può sembrare una limitazione ha stimolato fin dal principio una serie di possibili soluzioni tecniche. La prima soluzione è costituita da un'elica montata sopra un *vane* che la

mantiene parallela alla direzione del vento (*Fig.2.56*), soluzione molto impiegata sia in postazioni di tipo aeronautico che nelle normali postazioni meteorologiche.



Fig.2.569 - Anemometro ad elica monoassiale

La soluzione tecnica più famosa, a tutti nota come *Gill propeller UVW*, è anche la soluzione tecnica più logica: il vento è un vettore decomponibile nelle tre componenti cartesiane ortogonali, quindi era logico costruire un sistema di bracci tra loro perpendicolari (un sistema di riferimento cartesiano ortogonale), uno verticale, gli altri due orizzontali, alle cui estremità era posta un'elica che misurava la componente del vettore vento lungo la direzione del singolo braccio (*Fig.2.57*). Questo geniale apparato, dotato di eliche molto leggere, ha consentito lo sviluppo della fase pionieristica degli studi micrometeorologici.



Fig.2.57: anemometro ad elica triassiale.

Dal punto di vista dinamico, *la singola elica è un sensore del primo ordine* e quindi la determinazione della velocità e della direzione del vento col *Gill UVW* non soffre dei problemi riscontrati con l'utilizzo del vane. A rigore non sarebbe così per la configurazione monoassiale: tale strumento è sicuramente del primo ordine per quanto riguarda la determinazione della velocità del vento, ma del secondo per quanto riguarda la direzione, dedotta dalla posizione del

vane, quindi con risposta ad una variazione istantanea di tipo oscillante. L'effetto stabilizzante dell'elica in rotazione, però, fa sì che le indesiderate caratteristiche tipiche di un sensore del secondo ordine risultino decisamente trascurabili. Come per ogni sensore del primo ordine, anche per l'anemometro ad elica può essere definita una *distance constant* L . Accurate misure in galleria a vento (McBean, 1972) hanno fornito attendibili valori per L ed hanno evidenziato la sua dipendenza dall'angolo θ tra la direzione del vento e l'asse dell'elica (circa 1.2m per θ pari a 30° e 1.5m per θ pari a 60°). L'inerzia (spesso piccola) delle parti rotanti agisce sul segnale di ingresso alla stregua di un filtro passa-basso, anche se nelle applicazioni più tradizionali, questa caratteristica non comporta particolari conseguenze. Negli studi sulla turbolenza atmosferica, il filtraggio comporta due effetti: il primo effetto, estremamente benefico, è la diminuzione del rumore strumentale, mentre il secondo, meno positivo, tuttavia di entità ridotta, consiste nella *sottostima* sistematica delle varianze e covarianze.

2.7.3.1.4 Anemometro ultrasonico

L'*anemometro ultrasonico* è attualmente lo strumento principe per lo studio della turbolenza atmosferica e, nella versione più diffusa, non è solo uno strumento per la misura delle componenti del vento e ma anche della temperatura. Paradossalmente l'idea dell'anemometro ultrasonico non è molto recente, anche se le difficoltà tecniche nella sua costruzione sono state superate solo grazie all'avvento della nuova tecnologia elettronica. Il primo uso noto dell'antenna di tale anemometro nella misura della turbolenza atmosferica si riscontra nel famoso Progetto Sperimentale Prairie Grass (USA) condotto nella metà degli anni '50. Quasi contemporaneamente, Bovsheverov, Voronov e Gurvich svilupparono all'Università di Mosca nel 1958 un prototipo molto simile di anemometro sonico, (Monin e Yaglom, 1971). Da allora tale strumento si è sviluppato lentamente, interiorizzando le tecnologie elettroniche più attuali, ed è entrato nell'uso comune in micrometeorologia grazie ad un nutrito numero di ricercatori. Il principio fisico su cui si basa l'anemometro ultrasonico è la variazione del tempo di propagazione del suono nei fluidi in movimento. Per maggiori dettagli si rimanda a Sozzi e al. (2002). Per illustrarne il funzionamento si faccia riferimento alla Fig.2.58.

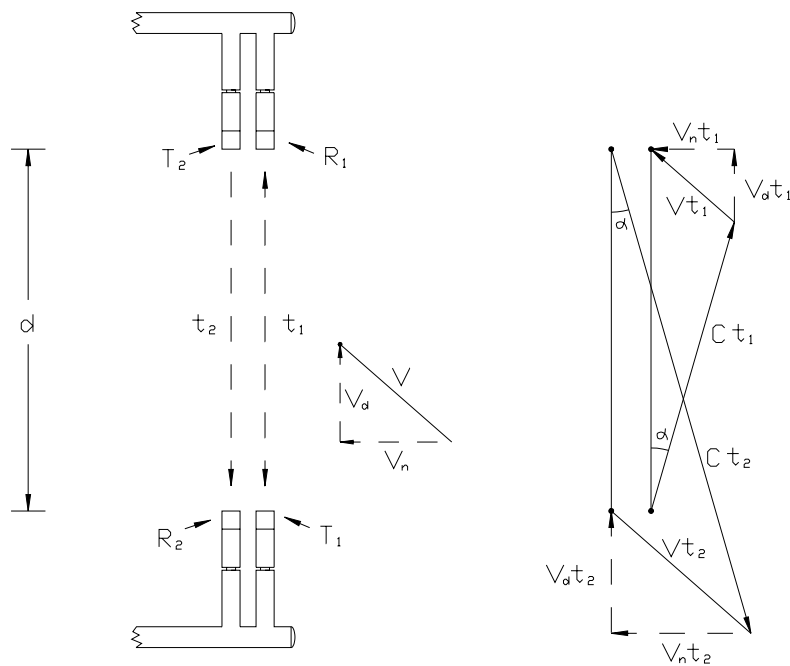


Fig.2.58: Coppie emettitore – ricevitore (Kaimal, 1982, Kaimal, 1994).

Si immagini che ci siano due coppie di emettitori-ricevitori di impulsi sonori nella geometria indicata. La distanza che separa ogni emettitore dal proprio ricevitore sia la medesima e pari a d (*path* della coppia). La differenza tra le due coppie sta nel fatto che l'emettitore T_1 sta a brevissima distanza dal proprio ricevitore R_1 e viceversa per T_2 e R_2 (nella realtà costruttiva attuale T_1 e R_2 coincidono e così pure T_2 e R_1). Pertanto un impulso emesso da T_1 farà un percorso inverso all'impulso emesso da T_2 . Se il fluido (l'aria) è fermo, il percorso dei due impulsi sarà uguale e contrario ed il tempo t_1 necessario perché il primo impulso raggiunga R_1 sarà esattamente uguale al tempo t_2 impiegato dal secondo impulso. Le cose cambiano se l'aria è in movimento. Se il movimento dell'aria è descritto dal vettore \mathbf{V} indicato in figura, allora i percorsi acustici seguiti dai due impulsi saranno quelli indicati nella parte destra della figura. Semplici considerazioni geometriche portano alle relazioni seguenti:

$$t_1 = \frac{d}{c \cdot \cos(\alpha) + V_d} \quad t_2 = \frac{d}{c \cdot \cos(\alpha) - V_d} \quad [2.127a]$$

dove $\alpha = \sin^{-1}(V_n/c)$. I due tempi di trasmissione sono quindi diversi. Se emettitore e ricevitore dispongono di orologi sincronizzati, noto l'istante di emissione dell'impulso e dato l'istante in cui esso raggiunge il ricevitore, è possibile ricavare per differenza il tempo netto di propagazione. Da queste relazioni si ha che:

$$V_d = \frac{d}{2} \left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right) \quad [2.127b]$$

relazione lineare tra la differenza dei reciproci dei tempi di propagazione e la componente V_d (direzione parallela al percorso acustico), con una sensibilità dipendente solo dalle caratteristiche costruttive dello strumento. Questa relazione è l'ideale per la definizione di un anemometro e la precisione che attualmente si può raggiungere è di 0.01 m/s. La composizione di tre strutture di questo tipo, poste ortogonali tra loro o sghembe, ma non complanari, definisce un vero anemometro triassiale, nella configurazione attuale. Senza entrare nei dettagli, si può dimostrare che con tale apparato è anche possibile ottenere il valore della *temperatura sonora*:

$$T_s = \frac{d^2}{1612} \left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right)^2 + \frac{v_n^2}{403} \quad [2.127c]$$

che, con un errore ridottissimo ($\pm 0.1^\circ\text{C}$) può essere equiparata alla *temperatura virtuale*. Pertanto, l'anemometro ultrasonico non solo è in grado di misurare la velocità del vento (tridimensionale se l'apparato è tridimensionale) ma anche la temperatura e quindi è logico dire che un tale apparato è un *anemometro - termometro sonico*.

Attualmente esistono in commercio due classi distinte di anemometri ultrasonici.

- anemometri biassiali realizzati semplificando drasticamente l'elettronica del *signal processing* e disegnati per rilevare le due componenti orizzontali del vento e quindi dedicate alla sostituzione della classica coppia anemometro a coppe/vane nella misura standard della velocità e direzione del vento orizzontale;
- anemometri triassiali, attualmente i più utilizzati in Micrometeorologia e costituiti concettualmente da tre sistemi monoassiali opportunamente organizzati geometricamente (Fig.2.59). La precisione della misura di temperatura è dell'ordine di 0.01°C e quindi un tale sistema consente di ottenere non solo le componenti medie della velocità del vento e la

temperatura virtuale (con qualche cautela, come si vedrà nel seguito), ma anche e soprattutto le deviazioni standard delle tre componenti del vento e della temperatura, la matrice di varianza covarianza delle componenti del vento (da cui è immediato dedurre la velocità di frizione) e la covarianza tra componenti del vento e temperatura virtuale, da cui è immediato la determinazione del flusso turbolento di calore sensibile.

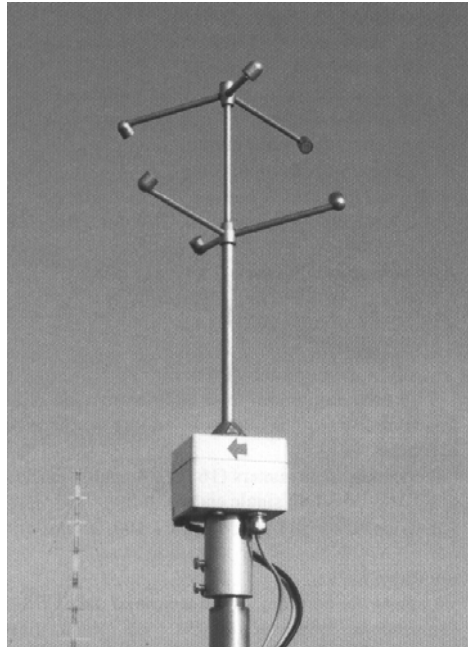


Fig.2.59: anemometro sonico a geometria non ortogonale (METEK GmbH)

Le formule appena viste che descrivono la risposta dello strumento sono espressioni puramente algebriche e questo basta per classificare l'anemometro ultrasonico come *strumento di ordine 0*. Come tale, l'anemometro ultrasonico è uno strumento con dinamica estremamente pronta, limitata solo dalla durata finita dei segnali sonori utilizzati nel processo di misura.

2.7.3.2 Misura della temperatura dell'aria

In questa sede vengono presentati solo quei termometri che producono come uscita una variabile di tipo elettrico, requisito indispensabile per un loro inserimento entro la catena di misura di una postazione meteorologica.

2.7.3.2.1 *Termocoppie*

T.J. Seebeck scoprì nel 1821 un effetto noto come effetto termoelettrico, che consiste nel fatto che collegando tra loro due metalli diversi si stabilizza a cavallo della loro giunzione una forza elettromotrice. L'importanza applicativa di tale effetto la si vede se si considera la situazione costituita da due fili di materiale differente (materiale A e B) saldati alle loro estremità C e D (punti di giunzione o giunti). Una tale configurazione prende il nome di *termocoppia*. I due punti di giunzione saranno in generale a due temperature in generali differenti t_C e t_D e se $t_C > t_D$, t_C è detto giunto caldo e t_D giunto freddo. Se si considera questa situazione, si ha che:

- se i due metalli sono differenti e se la temperatura dei due giunti è diversa, il circuito da essi costituito è sede di una forza elettromotrice e , risultante delle forze elettromotrici che nascono a cavallo delle due giunzioni;

- se i due metalli sono differenti, ma la temperatura ai due giunti è uguale, si sviluppano ancora due forze elettromotrici a cavallo dei due giunti, ma questa volta esse risultano uguali ed opposte e quindi e risulta complessivamente nulla;
- se, infine, i due fili sono dello stesso metallo, ai giunti non si svilupperà alcuna forza elettromotrice, per cui e sarà nulla.

Tutto ciò risulta ancora più chiaro se si considera la Fig.2.60, in cui uno dei due fili viene interrotto, interponendo un sistema di misura della tensione (idealmente un voltmetro). In questo caso il voltmetro misurerà una differenza di tensione ΔV proporzionale alla differenza di temperatura $\Delta T = t_C - t_D$. Idealmente si potrebbero considerare tutti i possibili metalli e tutti, combinati in coppia, potrebbero dar luogo a termocoppie, tuttavia in pratica vengono prese in considerazione poche coppie di metalli. Nell'intervallo di temperatura di interesse meteorologico, si considerano il rame, il ferro, il costantana (lega di Cu al 55% e di Ni al 45%), il chromel (lega di Ni al 89%, Cr al 9.8%, Fe al 1% e Mn allo 0.2%), l' alumel (lega di Ni al 94%, Al al 2%, Si al 1%, Fe allo 0.5% e Mn al 2.5%) che danno luogo ai tipi seguenti di termocoppie:

- termocoppia di **tipo T** (rame – costantana)
- termocoppia di **tipo E** (chromel – costantana)
- termocoppia di **tipo K** (chromel – alumel)
- termocoppia di **tipo J** (ferro – costantana)

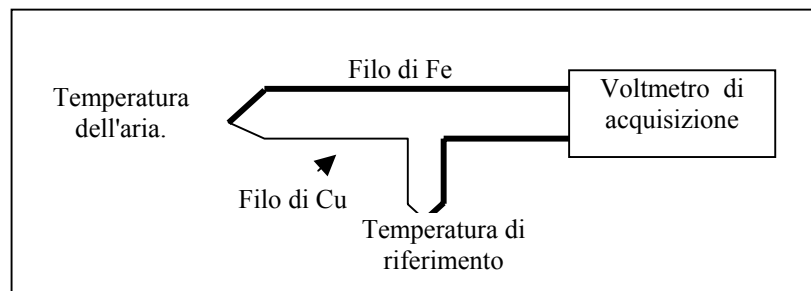


Fig.2.60: sistema ideale di misura della tensione generata da una termocoppia.

In linea di principio, i due giunti potrebbero stare a due temperature qualsiasi, tuttavia la gestione di una termocoppia si semplifica se si pone uno dei due giunti ad una temperatura nota (per esempio a 0°C) e l'altro alla temperatura che si vuole misurare. In questo caso, se per esempio si pone un giunto alla temperatura riferimento (*giunto di riferimento*), cambiando la temperatura al *giunto di misura* si misurerà al voltmetro (Fig.2.60) una tensione che varierà al variare di t_D . La relazione matematica che rappresenta la tensione misurata in funzione della differenza tra la temperatura di misura e la temperatura di riferimento prende il nome di *curva caratteristica della termocoppia*.

Una termocoppia altro non è che l'insieme di due fili di materiale metallico differente saldati ad una estremità (giunto di misura), mentre, l'altra estremità normalmente raggiunge dei morsetti che la collegano elettricamente a cavi elettrici che trasportano il segnale all'acquisitore. Uno dei problemi tecnici più importanti da risolvere è la realizzazione della giunzione di misura. Per termocoppie destinate a misure lente, può essere sufficiente l'impiego di fermi meccanici di piccole dimensioni. Altri metodi più usati, soprattutto per ridurre le dimensioni della giunzione, sono la saldatura, la brasatura e la *micropuntatura*. Con queste tecniche si ottengono giunzioni anche estremamente sottili consentendo quindi misure adatte alla determinazione dei parametri

della turbolenza del *PBL*. Una volta risolto il problema della realizzazione della giunzione, la termocoppia va rinforzata strutturalmente e ciò si può ottenere, per esempio, inserendo entro un piccolo cilindro di materiale isolante con due condotti assiali i due fili della termocoppia in modo tale che sporga da un lato il giunto di misura e dall'altro o i fili che vanno all'acquisitore o dei morsetti che vengono direttamente messi in comunicazione diretta con un box in cui è alloggiata l'elettronica di filtraggio, amplificazione e compensazione del segnale. Per misure di turbolenza con termocoppie sottili, il giunto di misura viene lasciato libero, mentre in termocoppie dedicate a misure più tradizionali, il giunto di misura viene circondato da una *protezione* realizzata in materiale ad alta conduzione termica che però protegge il giunto di misura dall'attacco chimico degli agenti atmosferici.

Se si considera la giunzione di riferimento ad una temperatura costante e variabile solo la giunzione di misura, ipotizzando che non ci siano effetti di riscaldamento indotti dalla radiazione solare e terrestre, si può dimostrare che la termocoppia può essere considerata con buona approssimazione un sensore del primo ordine con *una costante di tempo* τ direttamente proporzionale al diametro dei fili.

Una termocoppia con il giunto di misura esposto direttamente all'aria non misura esattamente la temperatura di quest'ultima, dato che subisce un riscaldamento causato dall'apporto energetico derivante dalla radiazione solare e terrestre. Per questo è necessario proteggere il giunto di misura con opportuni schermi protettivi (*shield*) che sono disponibili in molte forme differenti e che vanno a sostituire le antiquate capannine di legno di colore bianco previste dal WMO, attualmente da evitare. L'azione principale di un buon *shield* è quella di schermare totalmente la radiazione solare diretta ed il più possibile la radiazione infrarossa. Ciò si può ottenere inserendo il sensore entro un contenitore cilindrico circondato da un insieme di piatti sovrapposti e spioventi, forati al centro, che consentono alla superficie esterna del cilindro di non essere colpita direttamente dalla radiazione solare, ma comunque di essere in contatto con l'aria esterna in movimento. Il coperchio superiore non è forato e fa da *tetto* all'intero sistema. Tutte le superfici esterne dello *shield* devono essere di colore bianco in modo da aumentare il più possibile la riflessione della radiazione. L'aria contenuta entro il cilindro, e quindi a diretto contatto col giunto di misura, scambierà calore con l'esterno soprattutto per convezione, ma ciò spesso non è sufficiente per eliminare l'errore di lettura dello strumento. Per migliorare lo scambio termico, e quindi per portare la temperatura del sensore la più vicina possibile a quella dell'aria da misurare, spesso si induce all'interno dello *shield* una ventilazione forzata realizzata in modo tale che l'aria venga *aspirata e non soffiata* per evitare un riscaldamento indotto dagli organi che realizzano la ventilazione.

Una caratteristica interessante di una termocoppia è il fatto che non richiede (il sensore in quanto tale almeno) alcun tipo di alimentazione elettrica, dato che è un generatore quasi-ideale di tensione, con una piccola resistenza interna, tipicamente dell'ordine di 10Ω . Il segnale di tensione prodotto è molto basso e ciò determina alcuni problemi pratici, specialmente quando si è interessati alla misura delle fluttuazioni di temperatura. Inoltre la termocoppia non realizza una misura assoluta di temperatura, per la sua intrinseca natura, per questo è necessario avere a disposizione una temperatura di riferimento nota. Se in laboratorio questo problema può essere facilmente superato impiegando come temperatura di riferimento 0°C ottenuti in un vaso Dewar, in campo è necessario operare in modo differente. In linea di principio si potrebbe (e spesso si fa) inserire il giunto di riferimento in un blocco di materiale isolato, caratterizzato da una costante di tempo estremamente elevata, assieme ad un altro termometro di minor pregio (un termistore per esempio) dedicato alla determinazione della temperatura del giunto di riferimento che in questa situazione varierà in modo estremamente lento e di molto poco. La soluzione più comunemente impiegata si fonda sul fatto che sono disponibili componenti elettronici che integrano al loro interno le funzioni seguenti: generazione elettronica di un giunto di

riferimento, amplificazione del segnale e decodifica del segnale della termocoppia in base alla relativa curva caratteristica. L'uscita sarà quindi costituita da un segnale già compensato per la temperatura del giunto di riferimento, amplificato, linearizzato in funzione del tipo di termocoppia e quindi della corretta curva caratteristica.

2.7.3.2 Termoresistenze

La resistenza elettrica dei materiali conduttori (come per esempio il rame, il tungsteno, il nichel ed il platino) aumenta con l'aumentare della temperatura a cui si trovano. Questa proprietà suggerisce la possibilità di realizzare sensori di temperatura costituiti sostanzialmente da spezzoni di materiale conduttore inseriti come resistenze in appositi circuiti elettrici. In effetti tali sensori presentano una variazione di resistenza elettrica direttamente proporzionale alla variazione della propria temperatura. La relazione matematica che lega il valore di resistenza elettrica R alla temperatura T prende il nome di curva caratteristica. Tra tutti i metalli citati, il platino è sicuramente il più interessante, soprattutto per la sua relativa stabilità chimica, e in effetti la maggior parte delle termoresistenze (RTD) sono in realtà resistori di platino (PRT). Nelle applicazioni pratiche più comuni si considera come RTD una resistenza al platino che a 0°C abbia una resistenza elettrica esattamente di 100Ω . Una termoresistenza di questo tipo prende il nome di $PT100$ ed è costituita da uno spezzone minuscolo di filo di Pt collegato ad un opportuno circuito elettrico capace di rilevare e determinare la sua resistenza che, come visto, risulta direttamente proporzionale alla *temperatura media* dello spezzone stesso. Dalla conoscenza di R_0 e della curva caratteristica è immediato ottenere il valore della temperatura. Le RTD più diffuse in meteorologia sono frequentemente costituite da fili di platino (di regola incamiciati in cementi polimerici o ceramici per ritardarne la corrosione e per evitare lesioni meccaniche) di dimensioni calibrate, con la resistenza a 0°C sia pari a 100Ω . La scelta di una termoresistenza di Pt deriva dal fatto che essa presenta un'elevata accuratezza ed un comportamento molto stabile nel tempo. In aggiunta, la curva di risposta temperatura/resistenza ha un andamento molto regolare che, per quanto non lineare, si presta molto bene ad una linearizzazione tabellare. La geometria indicata è tipica dei sensori destinati a misure di routine, per i quali la velocità di risposta non è la qualità più importante. Per misure di tipo micrometeorologico, invece, la struttura geometrica del sensore può essere molto varia. Tutte hanno in comune però il fatto di impiegare fili estremamente sottili di lunghezza estremamente ridotta. Oltre che per ragioni di risposta dinamica del sensore, la riduzione della dimensione fisica del sensore deriva dal fatto che la RTD è sensibile alla temperatura media del sensore stesso: più la dimensione è elevata, meno la misura di temperatura sarà puntuale.

Con buona approssimazione, una RTD (e quindi anche una $PT100$) può essere considerato un *senore del primo ordine* caratterizzato da una *costante di tempo* che può essere stimata con le medesime relazioni date per le termocoppie. Anche in questo caso dimensione ridotta della RTD (vista geometricamente come un piccolo cilindro) significa ridotta costante di tempo.

I problemi visti a questo proposito nel caso delle termocoppie si ripropongono allo stesso modo anche per le RTD , pertanto è indispensabile collocarle all'interno di uno *shield* ventilato ed isolarle opportunamente dalle strutture di sostegno. A differenza della termocoppia, la termoresistenza non produce un segnale elettrico, ma solo una variazione della propria resistenza elettrica, quindi è necessario inserirla in un circuito elettrico (per esempio un partitore di tensione o un ponte di *Wheatstone*) in modo tale che tale variazione di resistenza si traduca in una variazione di tensione. È importante ricordare che entro la resistenza $R(T)$ transita della corrente e quindi nel RTD c'è un autoriscaldamento. Per limitare tale fenomeno, è necessario che la corrente transitante sia la minima possibile.

2.7.3.2.3 Termistori

I termistori sono dispositivi realizzati per sinterizzazione di materiali semiconduttori quali il germanio ed il silicio, *drogati* con quantità accuratamente determinate di impurezze. Nel caso dei termistori, la resistenza *diminuisce* in modo estremamente marcato con l'aumentare della temperatura. I termistori, come le termoresistenze, hanno una risposta alle variazioni istantanee di temperatura del primo ordine, almeno entro i limiti di temperatura di interesse per lo studio del *PBL*. A differenza delle termoresistenze, i termistori però hanno tempi di risposta di regola piuttosto bassi e dipendenti dalle dimensioni fisiche. Essendo prodotti di sinterizzazione, è possibile realizzarli, almeno in linea di principio, in tutte le forme e le dimensioni volute, anche rivestiti da gusci metallici protettivi di elevata conducibilità termica che favoriscono la rapidità di risposta. Purtroppo, la loro risposta fortemente non lineare (se paragonata a quella delle termoresistenze) e la tendenza dei semiconduttori a variare le proprie caratteristiche nel tempo, ne limitano l'accuratezza. A loro vantaggio, va senz'altro il costo limitato e la disponibilità in forme e dimensioni adatte ad ogni tipo di applicazioni. Il fatto che le dimensioni possano essere ridotte al minimo, consente a questo tipo di sensore di raggiungere costanti di tempo estremamente ridotte, anche dell'ordine del millisecondo, cosa che permette di realizzare misure di turbolenza e non solo misure medie.

Anche il termistore presenta come *segnale elettrico di uscita* una variazione di resistenza e quindi le tecniche viste per la conversione di una variazione di resistenza in variazione di tensione a proposito delle termoresistenze può essere applicata anche in questo caso. Il problema più importante che deve essere preso in considerazione durante l'utilizzo del termistore è *l'autorisaldamento* derivante dal passaggio di corrente al suo interno quando è inserito in un circuito di condizionamento del segnale per ricavarne una variazione di tensione. Bisogna quindi che la corrente transitante nel termistore sia la più ridotta possibile.

2.7.3.3 Misura dell'umidità dell'aria

Per quanto riguarda la misura dell'umidità dell'aria è opportuno separare nettamente la classe di *sensori a risposta lenta*, impiegabili in normali stazioni meteorologiche e dedicati alla misura del valor medio dell'umidità relativa dell'aria, da quella dei *sensori a risposta rapida*, dedicati alla misura del flusso (normalmente verticale) di vapor d'acqua e quindi anche del flusso latente di calore.

7.3.3.3.1 Igrometri a risposta lenta

Molti sono i tipi di igrometri a risposta lenta disponibili attualmente e possono essere classificati nelle categorie seguenti: sensori di tipo elettrico, psicrometri e sensori a punto di rugiada. Per una panoramica generale si veda per esempio Benincasa e al. (1991) e Coantic e Friehe (1982).

Sensori di tipo elettrico

E' questa una classe eterogenea di sensori in cui sono presenti sia sensori di tipo resistivo, che di tipo capacitivo che misti:

- I *sensori di tipo resistivo* sfruttano la variazione della resistenza elettrica di alcuni materiali (come alcuni sali igroscopici come cloruro di litio o polvere di carbone sospesa in gelatina di cellulosa) con l'umidità relativa dell'aria. Più precisamente, tali sensori sono costituiti da due elettrodi tra cui è interposto il materiale igroscopico fatto depositare o assorbire su un supporto solido isolante. Il sensore, quindi, costituirà una resistenza, (dell'ordine dei $M\Omega$) che, una volta inserita in un circuito elettrico (normalmente un ponte di Wheatstone), potrà essere convertita in una tensione rilevabile da parte di un sistema di acquisizione analogico.

- I *sensori di tipo capacitivo* sono costituiti da un condensatore in cui viene interposto tra le due armature un polimero in grado di mutare la propria costante dielettrica al variare della pressione parziale di vapore.
- I sensori attualmente più interessanti sono i sensori *resistivo-capacitivi*. Il principio di funzionamento si basa sul fatto che l'ossido di alluminio o di tantalio, ottenuto per anodizzazione, presenta una struttura porosa. Se questo ossido viene interposto tra due elettrodi (solitamente costituiti uno dallo stesso alluminio su cui si è prodotto lo strato di ossido e l'altro da un sottilissimo strato di oro), l'insieme che ne risulta cambia la propria resistenza e la propria costante dielettrica in funzione della pressione parziale del vapor d'acqua. Pertanto questo sensore, inserito in un circuito elettrico opportuno, potrà dar luogo ad una tensione misurabile, proporzionale all'umidità relativa.

Psicrometro.

Lo psicrometro si basa sulla misura della differenza di temperatura che esiste tra due termometri identici, il primo esposto liberamente all'aria e l'altro sempre esposto all'aria, ma avente la superficie coperta da una garza imbevuta d'acqua ed in comunicazione con un serbatoio d'acqua. La temperatura del primo termometro (T_d) è la *temperatura a bulbo secco*, mentre la temperatura misurata dal secondo (T_w) è la *temperatura a bulbo umido*. Ricordando quanto detto in precedenza, dalle due temperature così misurate è possibile ottenere la tensione di vapore e (hPa) presente nell'aria. Entrambi i termometri (normalmente costituiti da una termoresistenza o da una termocoppia) sono alloggiati entro uno schermo mantenuto a ventilazione forzata e sono posti molto vicini l'un l'altro in modo da non indurre errori di misura determinati dal posizionamento dei due termometri in punti dello spazio a temperatura differente. Questo strumento è estremamente preciso, ma di difficile impiego dato è necessario garantire costantemente la superficie umida del termometro a bulbo umido.

Sensori a punto di rugiada.

Un metodo alternativo è misurare la *temperatura di rugiada*, cioè quella temperatura a cui la reale quantità di vapor d'acqua presente nell'aria è sufficiente a saturarla. La temperatura di rugiada in un dato ambiente si ottiene misurando la temperatura di una superficie fredda (normalmente uno specchio in contatto con un elemento refrigerante costituito normalmente da una cella di Peltier) affacciata all'ambiente, al momento in cui su di essa, per effetto dell'abbassamento della temperatura, si forma una goccia d'acqua. La parte più complicata del sistema è quella cui viene affidato il compito di individuare l'istante in cui si forma la goccia per fare in modo che la temperatura dello specchio, una volta raggiunta la temperatura di rugiada, si mantenga tale. A tal fine spesso si illumina perpendicolarmente lo specchio e, nel momento in cui questa si formerà, la luce verrà diffusa e andrà a colpire una cella fotosensibile che produrrà un segnale elettrico con cui regolare l'alimentazione della cella di Peltier in modo da mantenere la temperatura dello specchio costante.

2.7.3.3.2 Igrometri a risposta veloce

Gli igrometri a risposta veloce hanno come funzione principale non tanto quella di misurare con accuratezza l'umidità dell'aria, quanto piuttosto quella di misurare con accuratezza le fluttuazioni nel tempo di tale variabile. Due sono le possibilità pratiche sfruttate normalmente. La prima è costituita dall'impiego di psicrometri in cui i termometri siano di piccolo diametro. Se il ridotto diametro consente al termometro a bulbo secco di raggiungere tempi di risposta molto ridotti, per un termometro identico con bulbo bagnato, la presenza della garza bagnata, aumenta il tempo di risposta, raggiungendo valori di circa dieci volte quello del termometro a bulbo secco. Senza dubbio, però, i sensori più impiegati per la misura delle fluttuazioni di

umidità si basano sull'assorbimento di radiazione (infrarossa o ultravioletta) da parte del vapor d'acqua. Per maggiori dettagli si rimanda a Sozzi e al. (2002).

2.7.3.4 Misura della pressione atmosferica

L'utilità di un barometro in una rete di monitoraggio non sta tanto nel calcolo della pressione assoluta in un punto, quanto nella possibilità, confrontando letture contemporanee provenienti da punti diversi, di apprezzare i gradienti di pressione atmosferica al suolo. Questi, a loro volta, forniscono indicazioni interessanti sugli spostamenti delle masse d'aria a livello regionale: un fenomeno che non è legato alla turbolenza del *PBL*, ma che permette una miglior comprensione della sua dinamica. I barometri più diffusi si basano sull'espansione e sulla contrazione di una camera elastica che separa un gas a temperatura campione dall'atmosfera esterna. L'entità della deformazione della camera elastica dipende:

- dalla differenza tra la pressione del gas da essa racchiuso e la pressione media dell'atmosfera nel punto di misura (che poi è la variabile che interessa misurare);
- dalla temperatura (che, in assenza di contromisure, tende a produrre un aumento della pressione della camera elastica, inducendo sottostime sistematiche della pressione),
- dall'accelerazione di gravità nel punto di misura (che induce un effetto simile a quello della temperatura, deformando la camera elastica ed inducendo sottostime).

Nel caso dei barometri impiegati comunemente nelle reti di monitoraggio, la deformazione della camera elastica viene tradotta in un segnale elettrico di natura analogica impiegando sensori di deformazione (*strain gages*) od equipaggi capacitivi.

2.7.3.5 Misura delle precipitazioni

Per la misura delle precipitazioni, il sensore più utilizzato è il *pluviometro*, costituito da un cilindro metallico di dimensione nota, con il fondo a forma di imbuto che convoglia l'acqua meteorica raccolta ad un sistema a *cucchiaio basculante*. La *bascula* ha due posizioni di equilibrio stabile e passa da una posizione all'altra ogni volta che uno dei due cucchiai si riempie. Quando arriva alla nuova posizione di equilibrio, un sistema magneto-elettrico (*relé di reed*) emette un impulso di tensione che il sistema di acquisizione deve essere in grado di registrare. Dato che il volume di ciascun cucchiaio è noto, ad ogni impulso corrisponde un volume noto di acqua raccolta dal pluviometro, pari al volume del cucchiaio stesso.

2.7.3.6 Misura della radiazione solare e terrestre

2.7.3.6.1 *Radiazione solare globale*

Dato che la radiazione solare viene in parte diffusa dall'atmosfera, la sua misura deve riferirsi alle direzioni di tutto l'emisfero posto superiormente al punto di misura. Lo strumento utilizzato a tal fine è chiamato *radiometro globale* o *piranometro*. I piranometri più usati in Micrometeorologia sono i *piranometri a termopila* (Fig.2.61) il cui elemento sensibile è un disco metallico, diviso in settori colorati in modo da assumere diversi albedo (ad esempio, alternativamente bianchi e neri; sono state usate anche altre combinazioni di colori). Ogni settore è termicamente collegato al giunto di una termocoppia; i giunti alternativamente caldi e freddi delle termocoppie dei settori, collegati in modo opportuno, forniscono in uscita una tensione (in genere debolissima, trattandosi di una misura di temperatura differenziale, dell'ordine di pochi microvolt) che dipende dalla differenza di temperatura tra i settori, che a sua volta dipende dalla radiazione incidente.

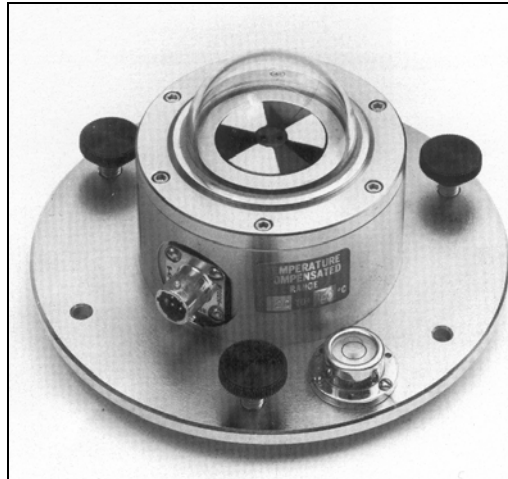


Fig.2.61 Piranometro a termopila.

Una trattazione estremamente accurata dei principi fisici su cui si basa il funzionamento del piranometro, può essere trovata in Hinzpeter (1982) cui si rimanda per i dettagli. In sostanza la cosa più importante da ricordare è che, dopo un'opportuna calibrazione, per ogni piranometro si può individuare una *sensibilità* E ($\text{mV} \cdot (\text{Wm}^{-2})^{-1}$) tale che, detto R_g la radiazione Solare Globale misurata e V_{out} la tensione in uscita al sensore, valga la relazione $R_g = V_{out} / E$.

Il sensore a termopila è delicato (in particolare *non deve sporcarsi*, pena la perdita del colore di calibrazione con il conseguente fuori servizio) e per questa ragione, viene protetto da una calotta emisferica, che agisce *anche*, inevitabilmente, come filtro. Normalmente, il materiale utilizzato per la calotta è il vetro, che lascia passare lunghezze d'onda tra circa 0.3 e 2.8 μm . Questa scelta è giustificata dal fatto che la radiazione solare presenta composizione spettrale molto vicina allo spettro di corpo nero a 6000 K con lunghezze d'onda comprese tra 0.1 e 5 μm . Il piranometro a termopila è un sensore con una risposta del primo ordine, caratterizzato da una costante di tempo che di regola vale qualche decina di secondi e che tende a crescere con la precisione e la qualità dello strumento. Tutti i piranometri *di notte devono restituire una tensione nulla*. In pratica, questo requisito di base è spesso violato a causa di errori di installazione (lampade sospese sul punto di misura, eccetera) o di problemi strumentali. Questi problemi possono essere compensati ponendo una grande accuratezza al momento dell'installazione ed agendo con elaborazioni opportune sui dati raccolti. Da ultimo vanno fatte alcune precisazioni. Quando si pongono due piranometri, uno affacciato verso l'alto e l'altro rivolto verso il basso, si misurano in questo modo sia la R_g sia l'albedo. Lo strumento così composto prende il nome di *Albedometro*. Inoltre, anche se più raro, esiste uno strumento detto *Pireliometro* che misura la radiazione solare diretta su di una superficie perpendicolare.

2.7.3.6.2 Radiazione netta

La radiazione netta è la somma algebrica delle radiazioni ad onda corta e ad onda lunga in avvicinamento e in allontanamento dalla superficie terrestre. Per misurare la radiazione netta si usa il *Radiometro Netto* o *pirradiometro* (Fig.2.62). In pratica, il radiometro netto è costituito da due piranometri (di solito a termopila) affacciati in direzioni opposte. Anche in questo caso, i dettagli sui principi fisici su cui si basa il funzionamento di tale strumento possono essere trovati in Hinzpeter (1982). La principale differenza tra il Radiometro Netto ed il piranometro sta nel fatto che il Radiometro Netto, dovendo misurare anche la componente ad onda lunga, deve utilizzare superfici protettive ad essa trasparenti. Di regola, tali superfici sono costituite da

polimeri, capaci di far passare le componenti ad onde lunga e corta della radiazione e, nel contempo, abbastanza resistenti da proteggere efficacemente gli elementi sensibili. Una soluzione molto adottata consiste nell'adozione di calotte in polietilene, che però sono estremamente fragili e presentano frequenti rotture in esercizio a causa o della grandine o della pioggia molto forte o dell'azione degli uccelli.

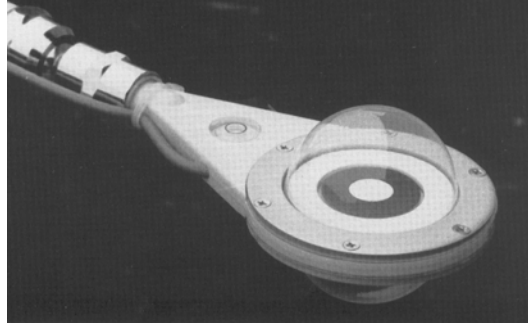


Fig.2.62- Radiometro netto a cupola (REBS)



Fig. 2.63: radiometro netto di nuova costruzione (Kipp&Zonen)

Attualmente è disponibile un Radiometro Netto privo di cupole, sostituite da coperture rigide in silicone, molto più resistenti (Fig.2.63).

2.7.3.7 Misura di flusso di calore nel suolo

Il flusso di calore che si instaura all'interno del terreno è un parametro che riveste notevole interesse in idrologia e in agrometeorologia. Per quanto riguarda gli aspetti micrometeorologici, sarebbe importante poter misurare il termine G_0 del bilancio energetico superficiale, cioè il flusso di calore verticale che si instaura tra la superficie del terreno e l'aria sovrastante. Date le difficoltà pratiche insite nella realizzazione di un tale tipo di misura, normalmente si procede alla misura del flusso verticale di calore *entro il suolo* ad una profondità estremamente ridotta (pochi centimetri), cosa che si realizza mediante la *piastra di flusso* costituita in sostanza da un piccolo disco dello spessore di pochi millimetri attorniato da una corona circolare che ha la funzione di minimizzare gli effetti di bordo. Se consideriamo l'elemento sensibile centrale (il sensore vero e proprio), esso è un disco di pochi centimetri di diametro di materiale plastico entro cui è inserita una *termopila*, cioè un numero rilevante di termocoppie collegate in serie. A fronte di un flusso di calore verticale che attraversa la piastra, si stabilirà tra le due superfici dell'elemento sensibile una differenza di temperatura proporzionale al flusso verticale di calore.

2.7.3.8 Criteri di localizzazione dei sensori

Per una buona osservazione della meteorologia non basta che vengano utilizzati sensori di buona qualità ed adeguati alle esigenze operative, ma è necessario anche che vengano rispettati criteri adeguati nella scelta del punto in cui installare una postazione di monitoraggio e che entro la stazione di misura i vari sensori vengano disposti opportunamente. Qui di seguito vengono dati alcuni criteri di massima per raggiungere questi obiettivi, tratti prevalentemente da US-EPA (1987) e (2000).

Le caratteristiche fisiche del sito, comprese le proprietà lito-pedologiche, devono essere in generale rappresentative di un'area la più possibile vasta. Ciò dovrà essere vero in generale, anche se nel caso di postazioni meteorologiche poste entro le città molte restrizioni dovranno essere rilasciate. Il sito deve essere il più lontano possibile da aree irrigate, laghi, aree fortemente urbanizzate e linee di comunicazione viaria ad elevato traffico in modo da evitarne gli effetti perturbanti a scala locale. La pendenza del suolo dovrebbe, se possibile anche in situazioni orografiche complesse, essere inferiore a 5° ed il suolo deve essere ricoperto di erba mantenuta ad altezza ridotta costantemente durante tutto l'anno.

Dal punto di vista logistico, gran parte della strumentazione ed il contenitore del sistema di acquisizione ed elaborazione dati dovranno essere alloggiati su un palo meteorologico, a differenti altezze, dotato di buone doti di rigidità per evitare che le misure dell'anemometro ultrasonico siano perturbate. Dovrà anche essere possibile poter allineare e livellare i vari sensori: a tale scopo sarebbe preferibile adottare un *traliccio* di tipo arrampicabile, prevedendo tutte le norme di sicurezza anti-infortunistica previste dalla normativa vigente. La soluzione "*tutto sullo stesso palo*" minimizza, inoltre, le esigenze di occupazione del suolo.

Ogni anemometro (convenzionale o ultrasonico) dovrà essere collocato alla sommità del palo (normalmente alto 10 metri rispetto al suolo) ed orientato a Nord secondo le indicazioni del costruttore. L'errore di allineamento a Nord del sensore deve essere inferiore a 1°. Nel caso di anemometri triassiali, un ulteriore elemento da curare nella installazione è costituito dalla verticalità del sensore che deve essere controllata con idonea strumentazione di livellamento a sensore già montato sulla cima del palo in posizione eretta. Dato che spesso saranno presenti ostruzioni, è necessario che tra il punto di misura e le varie ostruzioni presenti ci sia una distanza pari ad almeno dieci volte l'altezza dell'ostruzione stessa. Se l'anemometro non può essere collocato sopra la sommità del palo, è necessario che sia dotato di uno sbraccio che lo connetta a quest'ultimo. La lunghezza dello sbraccio dovrà essere non inferiore a due volte la dimensione trasversale del palo (o torre) nel punto in cui è collocato lo sbraccio. Inoltre tale sbraccio dovrà essere realizzato in maniera da presentare un notevole grado di rigidità per evitare che si inducano vibrazioni all'anemometro.

I termoigrometri non dovranno essere perturbati dalla radiazione solare. A tale scopo è opportuno collocarli negli appositi *shelter* metallici di protezione. Questi, al fine di evitare l'aumento del tempo di risposta del sensore, devono essere preferibilmente del tipo a circolazione forzata con velocità circolante pari a 2.5-10 m·s⁻¹. E' consigliabile collocare il termoigrometro ad un'altezza rispetto al suolo di 2 metri e dovrebbe avere attorno a se un'area di circa 9 metri di raggio coperta di erba bassa o comunque di superficie naturale. La distanza tra il punto di misura e gli ostacoli vicini dovrà essere superiore a quattro volte l'altezza degli ostacoli stessi.

Per quanto riguarda i barometri, essi devono essere collocati in modo da essere immuni da sbalzi di temperatura e da vibrazioni e comunque lontano da apparati di riscaldamento o condizionamento. Inoltre non devono essere esposti a correnti d'aria o alla radiazione solare

diretta.

Il pluviometro è l'unico strumento che normalmente non viene alloggiato sul palo. Infatti nella sua localizzazione si deve tenere conto della necessità di evitare influenze da parte del territorio circostante (ad esempio, presenza di costruzioni, di tettoie, di alberi,...). Vanno infine preferite localizzazioni riparate dal vento. La distanza del pluviometro da strutture ed ostacoli non deve essere inferiore a 4 volte l'altezza degli stessi. L'imboccatura calibrata del pluviometro deve essere perfettamente orizzontale e ad una quota rispetto al suolo non molto elevata (circa 1 metro), ma sufficiente ad evitare che le gocce di pioggia rimbalzino dal suolo nel pluviometro.

Per collocare i radiometri, è importante evitare che essi si trovino in zone d'ombra, indotte da ostacoli presenti nella porzione di orizzonte E-NE ed W-NW passando da Sud. Vanno inoltre allontanati il più possibile da sorgenti luminose artificiali e da oggetti riflettenti, che potrebbero falsarne le misure.

I siti di misura del vento devono essere collocati in punti del territorio il più possibile immuni da effetti fluidodinamici di tipo locale (per esempio non dovrebbero essere collocati in canyon urbani o a ridosso di ostacoli schermanti i rilievi orografici, a meno che si sia interessati proprio allo studio di tali situazioni). Nel determinare il numero e la dislocazione sul territorio dei singoli punti di misura del vento, è opportuno fare riferimento ai seguenti criteri:

- nelle situazioni a topografia pianeggiante, i punti dovranno essere disposti il più regolarmente possibile su una maglia abbastanza larga (ad esempio 50-100 km);
- nelle situazioni topograficamente complesse (orografia e grandi specchi di acqua come i laghi) la maglia dovrà essere convenientemente infittita;
- ogni valle di una certa rilevanza dovrà possedere almeno una postazione meteorologica in fondovalle, lontana dai punti di confluenza delle valli laterali. Nella classiche situazioni di vallate ad Y sarà opportuno monitorare tutti e tre i rami per poter cogliere eventuali brezze di monte e di valle;
- nelle valli di maggiore estensione è opportuno porre anche qualche punto di misura su versanti opposti in modo da poter cogliere le varie brezze che vi si instaurano (venti catabatici ed anabatici);
- nei siti costieri, valgono le stesse considerazioni presentate per il caso di situazioni a topografia complessa con l'ulteriore indicazione di collocare sempre coppie di postazioni, una a ridosso della linea di costa e l'altra nell'entroterra ad una distanza di 2 ÷ 3 km dalla prima, collocata lungo una linea perpendicolare alla costa, questo per consentire di individuare lo sviluppo di un eventuale *TIBL*.

La misura della velocità e della direzione del vento viene effettuata ad una quota che dovrebbe essere scelta in modo tale da prevenire l'interferenza di ostacoli. A titolo indicativo, la quota di 10 m, tipica raccomandazione *WMO*, può continuare ad essere usata, anche se in realtà non è vincolante. Restano comunque aperti almeno altri due problemi. Intanto la pratica della misura a 10 m potrebbe essere totalmente errata quando nell'area in cui essa viene eseguita ci siano *alberi d'alto fusto*, infatti il punto di misura potrebbe essere entro la *canopy* delle piante e quindi non essere rappresentativo. In questo caso una regola di prima approssimazione potrebbe essere quella di elevare il punto di misura ad una quota di 1.5÷2 volte l'altezza media degli alberi. Poi, la misura del vento in *aree urbane* è di regola molto difficile. Escludendo la misura del vento nei *canyon* (se non per specifiche misure di ricerca volte alla taratura dei modelli di

dispersione degli inquinanti all'interno delle aree urbane) è possibile, anche se non completamente consigliabile, operare alla sommità degli edifici. A tal fine conviene:

- scegliere l'edificio in modo che la sua massima quota sia superiore a quella della maggior parte degli edifici adiacenti e comunque tale da non avere edifici più alti lungo la direzione dei venti prevalenti,
- l'edificio stesso determina una scia. Per minimizzare la distorsione di flusso causata da questo effetto, la quota di misura (contata a partire dalla sommità dell'edificio stesso) deve essere superiore di 1.5÷2 volte il valore determinato dalla relazione $H_c = 0.22\zeta^{2/3}\xi^{1/3}$ dove $\zeta = \min(h,w)$ e $\xi = \max(h,w)$ con h e w uguali rispettivamente all'altezza dell'edificio ed alla sua dimensione trasversale vista dal vento. Sia h che w devono essere espressi in metri.

Nella pratica è molto difficile trovare una zona completamente priva di ostacoli. In tal caso, volendo posizionare un punto di misura del vento ad una quota di 10 m, sarà necessario situarlo ad una distanza di almeno 10 -20 volte l'altezza media degli ostacoli.

I punti di misura al suolo della temperatura e della umidità relativa vanno collocati in corrispondenza di tutti i punti di misura anemologici.

Il campo di turbolenza è uno degli elementi principali, se non il più importante, per determinare l'entità e la distribuzione spazio-temporale dell'inquinamento atmosferico. In pratica il concetto di campo di turbolenza è costituito dall'insieme delle deviazioni standard delle tre componenti del vento e della temperatura, delle covarianze tra le componenti del vento e le covarianze tra le componenti del vento e la temperatura. I punti di misura saranno coincidenti con i punti di misura anemologici se, come si spera, nel futuro gli anemometri ultrasonici triassiali sostituiranno definitivamente quelli normali. Risulta quindi evidente che la misura (diretta o indiretta, a seconda della presenza o meno in sito dell'anemometro ultrasonico) dei parametri di turbolenza dovrà essere realizzata in ogni postazione in cui si misuri il vento.

L'importanza della misura di radiazione solare globale e di radiazione netta sta nel fatto che:

- è di aiuto nell'interpolazione dei dati di turbolenza al suolo, misurati dall'anemometro ultrasonico,
- permette, assieme ad un anemometro convenzionale e ad un termometro, la stima di prima approssimazione dei parametri che definiscono la turbolenza del *PBL* anche in assenza di anemometro ultrasonico, come si vedrà nel seguito,
- aiuta l'interpretazione dei processi di reattività fotochimica.

Per questo, tali sensori dovrebbero essere localizzati in ogni sito di misura anemologica.

2.7.4 Sondaggi in quota

Con questo termine ci si riferisce a tutte quelle tecniche tradizionali che consentono l'osservazione dell'evoluzione in quota delle principali variabili meteorologiche medie. Sono tecniche di varia complessità e costo, tutte accomunate dalla presenza di un *pallone* che trascina nel moto ascensionale degli strumenti meteorologici ed un sistema di acquisizione e trasmissione dati ridotto all'essenziale.

2.7.4.1 Palloni pilot

Questa tecnica è la più antica e permette di determinare in modo approssimato il valore in quota della velocità e della direzione del vento. In pratica si libera in volo un *pallone* (normalmente di colore rosso perché resti facilmente visibile) che sale con una velocità ascensionale costante e nota (in generale $150 \text{ m}\cdot\text{minuto}^{-1}$). A terra si segue il volo del pallone (detto *pilot*) con un normale teodolite e, a tempi fissati, si registra la posizione del pallone nel cielo. L'inseguimento continua finché il pallone resta visibile ed è quindi possibile determinarne la posizione. Questa è una tecnica quasi completamente manuale e richiede molta esperienza nel determinare con sufficiente precisione la posizione del pallone, soprattutto nella fase iniziale del volo. Una volta nota nei vari istanti di rilevazione la posizione del pallone, con semplici calcoli trigonometrici è possibile una stima del profilo verticale della velocità del vento.

2.7.4.2 Radiosonde

Questa tecnica usa palloni molto simili ai palloni *pilot*, ma di dimensione maggiore, e la sua caratteristica principale è quella di consentire l'aggancio al pallone di una *sonda non recuperabile* in cui sono integrati dei sensori per la misura della temperatura a bulbo secco (T_d), a bulbo umido (T_w) e per la misura della pressione, oltre che un sistema radiotrasmittente ridotto all'essenziale per trasmettere a terra i dati rilevati dagli strumenti a tempi fissi. Se si desidera, si può registrare la posizione del pallone durante il volo o attraverso un normale teodolite o più recentemente mediante un sistema *RADAR*. Prima del lancio, si rilevano tutte le variabili misurate dai sensori a bordo per averne i valori al suolo. Successivamente, il sistema di radiotrasmissione invia a terra i valori di tutte le variabili ai vari istanti t_i . Per associare il valore della temperatura e dell'umidità (anche della velocità e direzione del vento se si rileva anche la posizione spaziale della sonda) è necessario conoscere la altezza raggiunta dalla sonda stessa che si ottiene (come già visto) dalla conoscenza della pressione e della temperatura virtuale a due istanti successivi. Questa è attualmente la tecnica standard per la determinazione del profilo di temperatura e di umidità dell'aria e spesso con essa si determina pure il profilo in quota della velocità e direzione del vento. Il problema insito in questa tecnica è il costo, dato che le sonde, anche se costruite in maniera estremamente economica, non sono recuperabili e ciò determina costi di gestione comunque elevati.

2.7.4.3 Pallone frenato

Il *pallone frenato*, è un piccolo aerostato ancorato al suolo che può essere sollevato gradualmente e a volontà e che trasporta sensori meteorologici quasi convenzionali per la misura della temperatura e dell'umidità dell'aria, della pressione e della velocità e direzione del vento. La trasmissione dei dati acquisiti dai differenti sensori meteorologici si realizza con cavi che raggiungono il suolo, ancorati al cavo principale che tiene il pallone in posizione e che consente al pallone di alzarsi ed abbassarsi a volontà. Chiaramente le quote che un tale sistema può ragionevolmente raggiungere sono relativamente basse (400÷800 m), tuttavia il fatto che possa esplorare con relativa libertà gli strati bassi del *PBL*, dotato di una strumentazione sicuramente più completa di quella che è possibile mettere su una radiosonda, ne ha fatto uno strumento molto usato ed prezioso nelle campagne micrometeorologiche. Questo sistema, però presenta alcuni seri problemi. Il primo problema risiede nel fatto che in situazioni di vento forte, l'aerostato tende a spostarsi molto in orizzontale, rendendo difficili e rischiose le manovre. Il secondo, molto grave, sta nel fatto che tale sistema è un serio pericolo alla navigazione aerea.

2.7.5 Sistemi Remote sensing

2.7.5.1 SODAR

Il *SODAR* è un sensore acustico in grado di misurare la velocità e la direzione del vento, la varianza della componente verticale del vento e l'eco di ritorno del suono, proporzionale alla turbolenza riscontrata nella colonna d'aria sovrastante (di alcune centinaia di metri). Nella sua forma più semplice, il *SODAR* è costituito da tre o più antenne radiali, orientate lungo direzioni accuratamente scelte (Fig. 2.63).

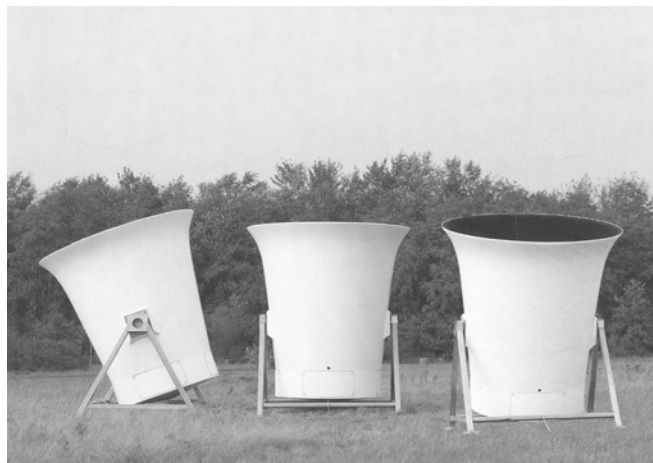


Fig. 2.63: *SODAR* tradizionale (Metek – GmbH)

Non è possibile in questa sede presentare in maniera esauriente la teoria su cui si basa il funzionamento del *SODAR*; al Lettore interessato si consiglia Mastrantonio (1996), Neff e Coulter (1985) ed i riferimenti ivi citati. L'unica cosa che si può aggiungere è che dal *SODAR* è possibile ottenere il profilo verticale delle velocità del vento e della direzione, il profilo verticale di σ_w ed il profilo verticale dell'eco di ritorno da cui si può stimare il grado di turbolenza della porzione di *PBL* analizzata, normalmente dell'ordine di poche centinaia di metri.

2.7.5.2 RASS

Il sistema radioacustico RASS è dedicato alla determinazione dei profili verticali di temperatura virtuale. Dettagli su tale sistema possono essere trovati in Kaimal e Finnigan (1994) e Bonino e Trivero (1982). La misura del profilo termico verticale è basata *sull'interazione di onde acustiche ed elettromagnetiche nell'atmosfera*. Nella sua essenza il metodo consiste di un potente generatore acustico che lancia verso l'alto un breve treno d'onde sinusoidali. La velocità istantanea con cui questo segnale si innalza dipende dalla radice quadrata della temperatura locale. Questa velocità viene continuamente rilevata da terra mediante un radar Doppler. Il rilevamento è reso possibile dal fatto che l'intensa pressione dell'onda acustica influisce localmente sull'indice di rifrazione elettromagnetico dell'aria in modo da dar luogo ad un radioeco. Il diagramma delle velocità misurate in funzione del tempo trascorso dal momento del lancio dell'impulso acustico, permette di tracciare direttamente l'andamento della temperatura in funzione della quota.

2.7.5.3 WIND PROFILER

I profilatori radar della velocità del vento si basano (Kaimal e Finnigan, 1994) sulla controparte

radio dell'effetto sfruttato dal *SODAR*. Un segnale radio, emesso in una direzione, subisce per una (minima) parte una riflessione retrograda, la cui intensità ed il cui spostamento Doppler rispetto all'onda emessa forniscono informazioni utili sulla velocità media e sui momenti del secondo ordine della velocità del vento lungo la direzione di misura. Combinando diverse direzioni di misura è possibile ricavare una stima della velocità del vento in orizzontale, a varie quote sulla verticale. Data la piccola intensità della riflessione dei segnali radar, se confrontati con le loro controparti sonore, il rapporto segnale/rumore è molto più basso nel caso dei profilatori, rispetto a quanto si può osservare con i *SODAR*. D'altra parte, il tempo di propagazione dei segnali radar è enormemente più basso di quello delle onde sonore e ciò permette una velocità di campionamento molto maggiore. A sua volta, questo permette una efficace eliminazione di buona parte del rumore originario ed a ciò il profilatore deve la sua esistenza nel mondo reale. I profilatori si dividono in due categorie a seconda delle frequenze radio impiegate. Il primo tipo, che permette misure a quote molto elevate, ha un passo tra le quote tanto grande da risultare di poca utilità nello studio del *PBL*. Il secondo tipo, che opera a frequenze dell'ordine dei 915 Mhz, pari a quelli usate in vari *RASS*, permette una risoluzione molto più fine del primo e, soprattutto, è caratterizzato da una intensità di diffusione retrograda che cade praticamente a 0 sopra il *PBL*. La quota z_i può quindi essere stimata come quella che compete alla più alta misura di velocità del vento (significativamente) maggiore di zero. Maggiori dettagli si possono trovare in Chadwick e Gossard (1985) e Kropfli (1985).

2.8 ELABORAZIONE DI BASE DEI DATI

Nella stazione meteorologica individuata resta aperto ancora un problema: come realizzare un Software che consenta

- l'interrogazione periodica, l'acquisizione e la conversione analogico/digitale dei segnali prodotti dai vari sensori analogici presenti,
- l'acquisizione dei segnali digitali, provenienti dai sensori digitali,
- la verifica di validità delle singole misure elementari acquisite,
- l'elaborazione dei vari dati elementari per ottenere i principali indicatori statistici di interesse (principalmente valori medi, varianze, covarianze),
- la verifica della realistica degli indicatori statici così ottenuti,
- la stima dei principali parametri che definiscono la turbolenza del *PBL*,
- la presentazione all'utente delle informazioni meteorologiche ottenute,
- l'archiviazione locale dei dati acquisiti e delle elaborazioni realizzate,
- la trasmissione delle elaborazioni realizzate.

Si consideri per semplicità una stazione meteorologica al suolo, in cui *non* siano presenti sistemi *remote sensing*. Una tale stazione, di regola, dovrebbe essere equipaggiata sia con sensori di tipo tradizionale (a risposta lenta) che con sensori a risposta veloce, in particolare l'anemometro ultrasonico. Compito di una stazione meteorologica è l'acquisizione periodica e programmata dei *segnali* provenienti dai sensori meteorologici della stazione, la loro elaborazione per ottenere i rispettivi valori medi e gli altri parametri di interesse e la loro trasmissione ad un centro di controllo. Ci sono due problemi insiti in questa definizione funzionale.

Il *primo problema* sta nel fatto che ciò che interessa è conoscere i valori medi delle principali variabili meteorologiche e la loro variabilità nel tempo, descritta attraverso appropriati parametri. E' quindi fondamentale che il *SW* di stazione operi tenendo conto del fatto che dovrà *osservare* i segnali meteorologici in una finestra temporale di ampiezza T prefissata (*periodo di mediazione*, tipicamente 1 ora). Durante questo periodo di tempo dovrà raccogliere i dati

elementari dai vari sensori presenti e, al termine del periodo, dovrà elaborarli, verificarne la validità, archivarli localmente e consentirne la trasmissione. Il SW deve quindi operare un'elaborazione statistica dei dati elementari, ma perché tale elaborazione abbia un senso statistico, è necessario che il numero di campioni elaborati sia sufficientemente elevato.

Da qui sorge il *secondo* problema. Il numero dei campioni di segnale considerati dipende dalla frequenza f_c a cui vengono interrogati i sensori (*frequenza di campionamento*). A sua volta tale frequenza di campionamento dipende dalla velocità di risposta dei vari sensori. Normalmente i sensori presenti in una stazione meteorologica sono sia di tipo veloce che di tipo lento e ciò richiede, in generale, due frequenze di campionamento differenti. Alla luce di quanto detto, il SW di stazione opererà nel modo indicato nello schema a blocchi di Fig.2.64. Per i dettagli relativi agli argomenti cui si riferisce la Fig. 2.64 si rimanda a Sozzi e al. (2002). Qui ci si limiterà a trattare solo il problema dell'elaborazione primaria dei dati meteorologici.

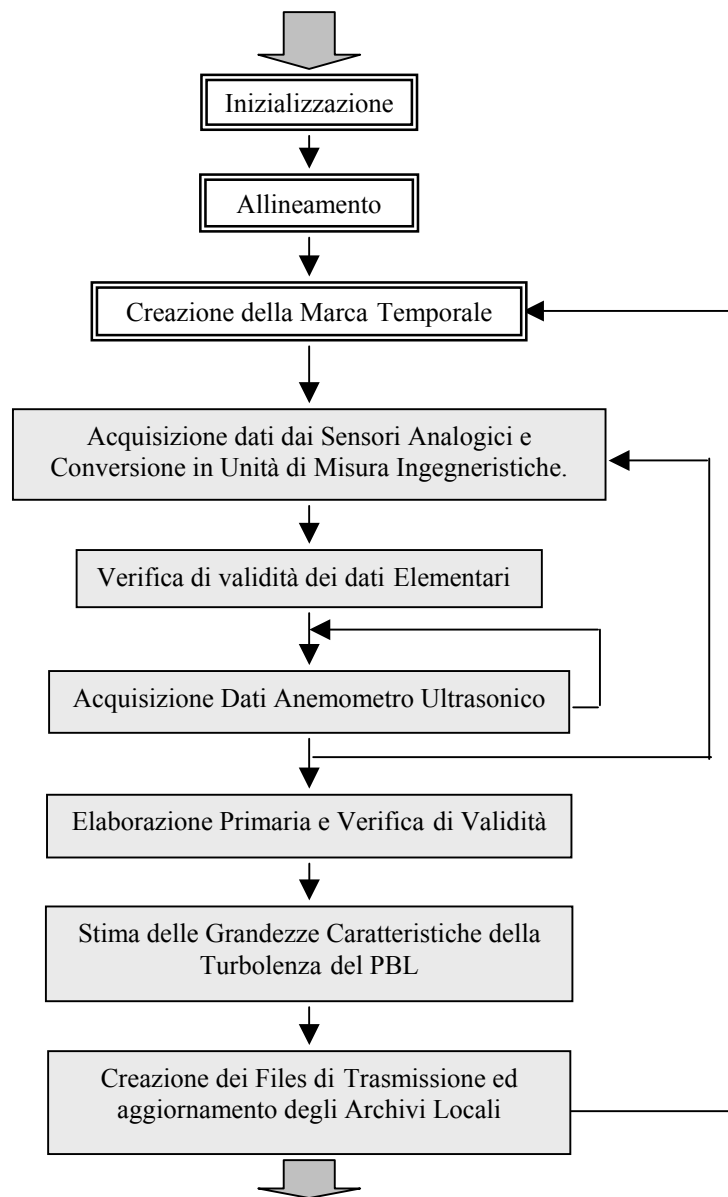


Fig. 2.64: struttura funzionale del SW di una Stazione Meteorologica.

I dati elementari validi raccolti nell'intervallo di mediazione dovranno subire un'elaborazione primaria per determinare il valore dei *principali indicatori statistici* di interesse, che sono i *valori medi* e le *varianze*. Quando i dati provengono da sensori dedicati alla determinazione diretta della turbolenza (come per esempio l'anemometro sonico), le elaborazioni saranno più complesse e richiederanno anche la stima delle covarianze, tuttavia di ciò si tratterà estesamente successivamente a proposito della tecnica *Eddy-Covariance*.

La *condizione necessaria* per poter effettuare l'elaborazione primaria è che il numero di dati validi disponibili nel periodo di mediazione considerato sia *sufficiente dal punto di vista statistico*. US-EPA (1987) consiglia di effettuare l'elaborazione primaria dei dati solo se le misure elementari disponibili nel periodo di mediazione sia non inferiore al 75% del numero di dati teorici del periodo.

Per le grandezze scalari come per esempio la temperatura, l'umidità, la radiazione globale, la radiazione netta e la pressione, gli indicatori statici di interesse sono il valor medio e, se le caratteristiche dinamiche del sensore lo consentono, la varianza (o la deviazione standard) e la covarianza tra variabili scalari.

La *stima del valore medio* (cioè il valore atteso della media) di una generica variabile scalare T si realizza impiegando il normale concetto di media aritmetica, cioè detto N il numero di dati validi nel periodo e T_j il generico dato istantaneo, il valor medio della variabile è dato da:

$$\bar{T} = 1/N \sum_{j=1}^N T_j \quad [2.128a]$$

La *stima della varianza* della variabile T (cioè il valore atteso della varianza) è data dalla relazione:

$$\sigma_T^2 = 1/(N-1) \sum_{j=1}^N [T_j - \bar{T}]^2 \quad [2.128b]$$

Nota la varianza di T , la *relativa deviazione standard* è la radice quadrata della varianza.

Se si considerano due variabili meteorologiche scalari x e y , la *stima della loro covarianza* (cioè il valore atteso della covarianza) è dato dalla relazione seguente:

$$\overline{x'y'} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N [(x_j - \bar{x}) \cdot (y_j - \bar{y})] \quad [2.128c]$$

Si considerino, ora, solo i dati ottenuti o dalla coppia anemometro a coppe-vane o da un anemometro triassiale meccanico (come l'anemometro Gill UVW). Nel primo caso i dati elementari disponibili sono costituiti dalle coppie (u_j, θ_j) dove u_j è il modulo della proiezione orizzontale del vettore vento e θ_j è la direzione di provenienza rispetto al Nord. Si definisce *velocità scalare media del vento* la variabile seguente:

$$V_{scal} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_j \quad [2.129a]$$

e la relativa *deviazione standard* è pari a:

$$\sigma_{vel} = \sqrt{1/N \cdot \sum_{j=1}^N (u_j - V_{scal})^2} \quad [2.129b]$$

dove si è sostituito il termine $1/(N-1)$ col termine $1/N$, dato che normalmente il numero di campioni N nell'intervallo di mediazione è elevato.

Considerando il vento come una variabile vettoriale (bidimensionale, in questo caso), è anche possibile una diversa definizione di vento medio. In particolare, in corrispondenza ad ogni coppia (u_j, θ_j) sono definibili le due componenti orizzontali del vettore vento, la componente v_{xj} , diretta lungo l'asse x (con orientamento $W-E$, positivo verso E) e la componente v_{yj} , diretta lungo l'asse y (con orientamento $S-N$, positivo verso Nord), nel modo seguente:

$$v_{xj} = -u_j \sin(\theta_j) \quad v_{yj} = -u_j \cos(\theta_j) \quad [2.129c]$$

da cui la velocità vettoriale del vento è definita nel modo seguente:

$$V_{vet} = \sqrt{\left\{ \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N v_{xj} \right)^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N v_{yj} \right)^2 \right\}} \quad [2.129d]$$

Per la direzione media del vento sono state proposte varie definizioni (US_EPA 2000). Una delle più interessanti e più usate è la seguente (direzione media prevalente del vento):

$$\bar{\theta}_p = \tan^{-1}(U_x/U_y) + \phi \quad [2.129e]$$

dove:

$$\phi = \begin{cases} +180^\circ & \text{se } \tan^{-1}(U_x/U_y) < 180^\circ \\ -180^\circ & \text{se } \tan^{-1}(U_x/U_y) \geq 180^\circ \end{cases} \quad [2.129f]$$

e

$$U_x = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{v_{xj}}{\sqrt{(v_{xj})^2 + (v_{yj})^2}} \right) \quad U_y = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{v_{yj}}{\sqrt{(v_{xj})^2 + (v_{yj})^2}} \right) \quad [2.129g]$$

Un'altra definizione usata, detta direzione media vettoriale del vento, è la seguente:

$$\bar{\theta}_v = \tan^{-1} \left(\left\{ \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N v_{xj} \right\} / \left\{ \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N v_{yj} \right\} \right) + \Phi \quad [2.129h]$$

dove Φ è sempre calcolabile mediante la (2.129f).

Se il sensore che misura la direzione del vento ha una dinamica accettabile, è anche possibile una stima della deviazione standard della direzione del vento. Non è immediato definire un metodo univoco per la determinazione della deviazione standard (o della varianza) della direzione di provenienza del vento, dato che la direzione del vento è una *variabile circolare*. Per una introduzione all'analisi statistica dei dati circolari si rimanda a Fisher (1993), mentre in Weber (1991e 1997), in Ibarra (1995) e Fisher (1987) vengono trattati i problemi specifici della direzione del vento. Il risultato di tutto questo lavoro è stata l'individuazione di parecchi metodi per il calcolo della deviazione standard della direzione del vento (Weber, 1992; Mori, 1986).

Dal confronto eseguito sui differenti metodi (Turner,1986) la definizione più convincente è la *deviazione standard della direzione del vento secondo Yamartino* (Yamartino,1984):

$$\sigma_{\theta_1} = \text{sen}^{-1}(\varepsilon) \cdot [1 + 0.1547\varepsilon^3] \quad [2.129i]$$

e:

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \left\{ \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{v_{xj}}{\sqrt{(v_{xj})^2 + (v_{yj})^2}} \right)^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{v_{yj}}{\sqrt{(v_{xj})^2 + (v_{yj})^2}} \right)^2 \right\}} \quad [2.129j]$$

Nel caso in cui si utilizzi un anemometro triassiale, i dati disponibili saranno le terne (v_{xj}, v_{yj}, v_{zj}) . Pertanto, la *velocità media scalare del vento* sarà data dalla relazione seguente:

$$V_{scal} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sqrt{(v_{xj})^2 + (v_{yj})^2} \quad [2.129k]$$

e la relativa *deviazione standard* sarà data da:

$$\sigma_{vel} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left\{ \sqrt{(v_{xj})^2 + (v_{yj})^2} - V_{scal} \right\}^2} \quad [2.129l]$$

Dato che un anemometro triassiale consente la misura della componente del vento v_{zj} , il valore medio di tale componente sarà determinato dalla (2.128a) e la relativa deviazione standard dalla (2.128b). Le covarianze fra le componenti orizzontali del vento e la componente verticale potranno essere valutate mediante la (2.128c).

2.9 STIMA DELLA TURBOLENZA ATMOSFERICA

Qui di seguito vengono presentati i metodi più utilizzati per stimare i parametri caratteristici della turbolenza del *PBL*. Per prima cosa si concentrerà l'attenzione sulla determinazione della lunghezza di rugosità e della *zero-plane displacement height* (d) e si presenteranno i metodi più frequentemente impiegati per la loro quantificazione a partire da diversi tipi di misura. Si considereranno, poi, i parametri che caratterizzano la turbolenza del *SL*, come la velocità di frizione u_* , la temperatura di scala T_* , il flusso turbolento di calore sensibile H_0 e la lunghezza di Monin-Obukhov L (o meglio il parametro di stabilità z/L). Da ultimo si introdurrà il problema pratico della determinazione dell'estensione verticale del *PBL* convettivo e stabile a partire dalle misure che attualmente possono essere realizzate in quota. Quest'ultimo argomento è il più delicato e complesso e presenteremo in questa sede solo quei metodi che possono essere applicati disponendo di misure meteorologiche realizzabili di routine.

2.9.1 Stima dei parametri di rugosità superficiale

Nelle Relazioni di Similarità del profilo verticale di velocità media del vento u , di temperatura potenziale θ e di umidità q sono presenti i *parametri di rugosità* z_{0m} , z_{0h} e z_{0q} e la *zero-plane displacement height* d che, globalmente, possono essere indicati col termine *parametri della rugosità superficiale*. L'obiettivo che ci si pone è la loro determinazione sperimentale.

Innanzitutto, vengono presentati i metodi che consentono a determinazione di z_{0m} e solo successivamente viene considerato d , rilevante solo in presenza di vegetazione ad alto sviluppo verticale ed all'interno della città. Per ulteriori dettagli sull'argomento e per quanto riguarda z_{0h} e z_{0q} si rimanda a (Sozzi e al., 2002).

2.9.1.1 Stima della lunghezza di rugosità

Per la stima di z_{0m} sono stati proposti diversi metodi operativi a seconda delle misure disponibili. Come primo caso, si ipotizzi di disporre ad una quota z (entro il SL) della sola misura della velocità media del vento u e della relativa deviazione standard σ_u (ottenuta da un anemometro con caratteristiche dinamiche adeguate). Se, si considerano solo situazione *circa adiabatiche* (in pratica situazioni con velocità del vento superiore a $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), vale la Relazione di Similarità:

$$\sigma_u / u_* = 2.5 \quad [2.130a]$$

Ottenendo u_* dalla relazione precedente, inserendola nella relazione di Similarità del profilo verticale del vento, trascurando d e ricordando che Ψ_m è nullo all'adiabaticità, si ha:

$$z_{0m} = z / \exp[u / \sigma_u] \quad [2.130b]$$

La misura di z_{0m} è rappresentativa di quanto hanno incontrato sopravvento le masse d'aria in avvicinamento al punto di misura, pertanto è possibile e normale che tale parametro *vari con la direzione di provenienza del vento*. Questa considerazione rende quindi necessario realizzare una stima di rugosità con la (2.130b) per ogni direzione di provenienza del vento. Sperimentalmente si nota che, se si considerassero N misure, relative alla medesima direzione di provenienza del vento, dalla (2.130b) si otterrebbero in generale N valori differenti di z_{0m} a causa degli inevitabili errori di misura. Sarà quindi indispensabile caratterizzare ogni singola direzione di provenienza del vento con un valore caratteristico di z_{0m} , che potrà essere o il *valor medio* delle stime realizzate o, meglio, *la loro mediana*. Ovviamente, non si potranno considerare veramente tutte le possibili direzioni di provenienza del vento, quindi sarà necessario suddividere l'intero orizzonte attorno al punto di misura in *settori*. Tale scelta può essere la più varia possibile e dovrà essere adeguata alle caratteristiche morfologiche del territorio. Nel caso di un territorio piano e regolare, una scelta opportuna potrà essere per esempio quella di suddividere l'intero orizzonte in un numero (generalmente 8 o 16) di settori angolari regolari centrati sulle direzioni cardinali.

Se invece di un anemometro tradizionale, fosse disponibile alla quota z un anemometro ultrasonico in grado (con la tecnica *Eddy-Covariance*, di cui si tratterà nel seguito) di stimare non solo u , ma anche u_* , H_0 e z/L , allora (Sozzi e al., 1998) si può usare direttamente la relazione di Similarità per il profilo verticale del vento nel SL senza preoccuparsi delle condizioni di stabilità. In questo caso, infatti, si ha che:

$$z_{0m} = z / \{ku / u_* + \Psi_m(z/L)\} \quad [2.131]$$

In pratica, si opererà come indicato in precedenza, con la differenza che invece di considerare solamente le situazioni adiabatiche, si potranno considerare, almeno in teoria, tutte le situazioni misurate. In pratica è conveniente considerare solo situazioni con velocità del vento superiore a $2\div 3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, in modo da evitare di considerare casi con $|z/L|$ troppo elevato (o troppo convettivi o troppo stabili) per i quali la correzione $\Psi_m(z/L)$ risulta eccessivamente alta.

Quando è nota la misura della velocità del vento ad N quote di misura z_i e non si ha una stima di z/L (cioè quando si usano solo anemometri tradizionali), si può comunque determinare z_{0m} . Infatti, in condizioni prossime all'adiabaticità (in pratica, situazioni con velocità del vento a 10 metri superiore a $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) si ha che per una generica quota z_j vale la relazione:

$$u_j = u_*/k \cdot \ln(z_j) - u_*/k \cdot \ln(z_{0m}) \quad [2.132a]$$

che è una *relazione lineare* tra u_j e $\ln(z_j)$ del tipo $u_j = a_0 + a_1 \ln(z_j)$. Se si considerano le N coppie $(u_j, \ln(z_j))$ per tutte le quote di misura, l'applicazione del *Metodo dei Minimi Quadrati* consente di determinare i coefficienti a_0 ed a_1 della retta di regressione, legati a u_* e z_{0m} dalle relazioni:

$$a_0 = -u_*/k \cdot \ln(z_{0m}) \quad a_1 = u_*/k \quad [2.132b]$$

da cui si ottiene:

$$z_{0m} = \exp[-a_0/a_1] \quad [2.132c]$$

2.9.1.2 Determinazione del zero-plane displacement height

Il parametro d (*zero-plane-displacement height*) è di determinazione molto più difficoltosa. Il modo più comodo ed approssimato quando si abbia a che fare con una vegetazione di altezza uniforme h_v , è di porre, $d=2/3 \cdot h_v$. Determinazioni più precise, fondate su misure realizzate prevalentemente all'interno della *canopy* vegetale, sono state proposte da Lo (1989 e 1995) e da Zoumakis (1992 e 1993) a cui si rimanda per i dettagli.

Un metodo basato sulle misure di velocità del vento è stato proposto da Stull (1988) secondo cui, disponendo dalla misura della velocità del vento a 3 quote differenti, il valore di d si ottiene risolvendo la seguente equazione in forma implicita:

$$\frac{u_2 - u_1}{u_3 - u_1} \ln\left(\frac{z_3 - d}{z_1 - d}\right) = \ln\left(\frac{z_2 - d}{z_1 - d}\right) \quad [2.133]$$

All'apparenza questo metodo sembra di semplice applicazione, tuttavia, perché possa realmente produrre una stima di d , è necessario che la misura delle velocità venga fatta con una precisione veramente molto elevata, soprattutto se le quote di misura sono relativamente vicine.

2.9.2 Stima della turbolenza atmosferica

2.9.2.1 Metodo Eddy-Covariance

Il Metodo delle Correlazioni Turbolente (*Eddy-Covariance Method ECM*) è l'unico metodo nel dominio del tempo che consenta la *determinazione diretta* dei principali parametri che descrivono la turbolenza del *PBL*. Una stazione meteorologica che consente l'impiego del metodo *ECM* deve possedere un sensore a risposta rapida che misuri le tre componenti del vento e la temperatura (potenziale) dell'aria θ o meglio la sua temperatura potenziale virtuale θ_v . Normalmente, in una stazione *ECM* il sensore principale è l'anemometro ultrasonico triassiale. Inoltre, una stazione *ECM* deve essere dotata di un sistema di interrogazione e di acquisizione delle misure elementari (*polling*) capace di acquisire con un *periodo di campionamento* Δt

molto ridotto ($0.1 \div 0.05$ s) e quindi con una *frequenza di campionamento* f_m elevata ($10 \div 20$ Hz). Il metodo ECM all'apparenza è molto semplice e si può presentare fundamentalmente nel modo seguente. Si supponga di considerare un sito piano e regolare in cui le linee di corrente del flusso d'aria siano regolari (cioè parallele alla superficie e rettilinee) e di misurare in un *periodo di mediazione* T le tre componenti del vettore vento (u, v, w) e la temperatura potenziale virtuale θ . Si supponga, inoltre che:

- il periodo T sia *abbastanza lungo* da consentire una stima statisticamente corretta delle varianze e delle covarianze delle grandezze di interesse, però nel contempo *sufficientemente breve* da consentire di ritenere stazionario lo stato complessivo del PBL;
- in T il vettore vento e le altre grandezze siano misurate con la massima precisione possibile da sensori ideali di ordine zero (o al massimo del primo ordine);
- si misuri il vento rispetto ad un *sistema di riferimento cartesiano ortogonale* tale che l'asse x sia orientato lungo la direzione media del vento, che l'asse y sia collocato nel piano orizzontale e perpendicolare ad x e che, infine, l'asse z sia verticale al piano formato dagli assi x e y . La componente del vento nella direzione x sia u , nella direzione y sia v e nella direzione z sia w . In questo sistema di riferimento, *per definizione*, si ha che $\bar{v} = 0$ e $\bar{w} = 0$.

Ad ogni istante t , appartenente al periodo di mediazione T , ognuna delle variabile di interesse (u, v, w, θ) può essere considerata la *somma di un valore medio e di una fluttuazione turbolenta*, secondo l'ipotesi di Reynolds. Inoltre, in T saranno disponibili N misure per ciascuna variabile corrispondenti agli istanti temporali $t_0 + \Delta t, t_0 + 2\Delta t, \dots, t_0 + N\Delta t$. Se N è sufficientemente elevato, la *deviazione standard* di una generica variabile α e la *covarianza* tra le generiche variabili α e β potranno essere accuratamente stimate dalle relazioni seguenti:

$$\sigma_\alpha = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N [(\alpha_k - \bar{\alpha})^2]} \quad [2.134a]$$

$$\overline{\alpha' \beta'} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N [(\alpha_k - \bar{\alpha}) \cdot (\beta_k - \bar{\beta})]} \quad [2.134b]$$

in cui:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \alpha' \quad \text{e} \quad \bar{\beta} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \beta' \quad [2.134c]$$

Se tutte queste ipotesi sono rispettate, dalle relazioni precedenti è semplice la stima della *Matrice di Varianza-Covarianza* del vento che, nella situazione considerata con linee di flusso regolari e parallele al suolo e con l'asse x parallelo alla direzione media del vento, diventerà:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \sigma_u^2 & 0 & \overline{u'w'} \\ 0 & \sigma_v^2 & 0 \\ \overline{u'w'} & 0 & \sigma_w^2 \end{bmatrix} \quad [2.134d]$$

In modo analogo si può calcolare il vettore della covarianza tra il vento e θ :

$$\mathbf{V1} = \begin{bmatrix} \overline{u'\theta'} \\ \overline{v'\theta'} \\ \overline{w'\theta'} \end{bmatrix} \quad [2.134e]$$

I parametri caratteristici della turbolenza del *PBL* (o meglio del *SL*) sono in relazione con alcuni elementi di \mathbf{M} e di $\mathbf{V1}$. In particolare, *in questa situazione ideale*, si ha che:

- la *velocità di frizione* u_* , definita come:

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}} \quad [2.135a]$$

- il *flusso turbolento di calore sensibile* H_0 , definito come:

$$H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'} \quad [2.135b]$$

dove ρ è la densità dell'aria e C_p è il calore specifico a pressione costante dell'aria

L'interesse principale del metodo *ECM* è la determinazione dei parametri che definiscono la turbolenza del *SL* e quindi è chiaro che le misure devono essere realizzate in questa parte del *PBL*. Dato che normalmente la sua estensione verticale tipica può essere stimata in circa il 10% dell'estensione verticale dell'intero *PBL*, è evidente che una quota di 2÷20 metri sarà una quota di misura appropriata. Tuttavia tutto ciò è valido solo quando il territorio è piano e omogeneo dal punto di vista della rugosità superficiale. E' normale, però, incontrare situazioni in cui si alternano porzioni di territorio con rugosità superficiali molto differenti. In questo caso si è visto sperimentalmente che sottovento alla linea di discontinuità che separa zone a rugosità differente si genera un Strato Limite Interno (*Internal Boundary Layer IBL*) che separa la parte di aria sottostante, adattata più o meno alla nuova situazione territoriale, dalla parte di aria superiore che ancora ricorda le caratteristiche del territorio incontrato sopravvento. Di questo fenomeno già si è trattato e per i dettagli si rimanda al punto 2.6.2. In pratica la quota di misura dovrà essere congruente col *fetch* caratteristico del luogo determinabile con le (2.117). *In termini pratici*, il punto di misura dovrà stare ad una quota z tale che $z \leq 0.1 \cdot \delta(x_f)$. *Se non si conosce la rugosità superficiale, è possibile anche utilizzare il criterio seguente, molto più approssimato: z non può essere maggiore di $x_f/100$.*

Un'ipotesi che normalmente non si verifica nella realtà è che le linee di flusso del fluido siano regolari e che l'asse x rispetto a cui sono riferite le misure del vento sia diretto lungo la direzione media del flusso d'aria. In primo luogo è evidente che l'anemometro non può continuamente muovere il proprio sistema di riferimento seguendo il costante variare della direzione media del vento e pertanto è inevitabile che le sue misure vengano realizzate rispetto ad un sistema di riferimento cartesiano fisso nello spazio e nel tempo (il *sistema di riferimento strumentale*), normalmente coincidente col sistema di riferimento meteorologico in cui x è diretto nella direzione E-W (positivo verso E), y è diretto nella direzione S-N (positivo verso N) e z nella direzione Basso-Alto (positiva verso l'alto). Il problema principale è che spesso le linee di flusso non sono né semplici né regolari, soprattutto in presenza di orografia, anche poco marcata. Quando capita ciò (e questa situazione è molto più comune di quanto si possa pensare) è necessario cercare un sistema di riferimento più appropriato. Una presentazione abbastanza dettagliata di questo tema si può trovare in Kaimal e Finnigan (1994). E' intuitivo che un sistema di riferimento appropriato per analizzare le misure del vento potrebbe essere un sistema di riferimento cartesiano locale (x,y,z) con l'asse x parallelo alla linea di flusso che passa per il

punto di misura (linea di flusso che però cambia col tempo). In questo modo, se u è la componente istantanea rispetto a x , v è la componente rispetto a y e w è la componente rispetto a z , \bar{u} sarà esattamente uguale alla velocità media del vento nel punto di misura e $\bar{v} = \bar{w} = 0$, quindi, le componenti cartesiane in questo nuovo sistema del vettore istantaneo vento nel punto di misura saranno $(\bar{u} + u', v', w')$. Dal punto di vista pratico sarà necessario realizzare alcune rotazioni del sistema di riferimento ed in particolare:

- si realizza una prima rotazione degli assi x e y attorno a z , producendo un nuovo sistema x_1, y_1, z_1 per cui $\bar{v}_1 = 0$. L'angolo di rotazione sarà:

$$\theta = \tan^{-1}(\bar{v}/\bar{u}) \quad [2.136a]$$

- si effettua una nuova rotazione di x_1 e z_1 attorno a y_1 , producendo un nuovo sistema di riferimento x_2, y_2, z_2 . L'obiettivo è quello di rendere nullo $\bar{w}_2 = 0$ e questo si realizza con un angolo di rotazione pari a:

$$\varphi = \tan^{-1}(\bar{w}_1/\bar{u}_1) \quad [2.136b]$$

A questo punto x_2 risulta parallelo alla direzione del vento medio, però y_2 e z_2 presentano ancora una direzione che dipende dal sistema di riferimento strumentale. In pratica si risolve questa indeterminazione operando una nuova rotazione (Kaimal e Finnigan, 1994). Per maggiori dettagli sull'argomento si rimanda a Sozzi e Favaron, 1996; Aubinet e al., 1998 dove è possibile anche trovare tutte le formule utili per realizzare le rotazioni indicate e per determinare i vari termini della matrice di varianza-covarianza.

Il metodo *ECM* si fonda completamente sulla possibilità di determinare il valor medio di una variabile meteorologica. A tal proposito è importante ricordare che l'ipotesi base su cui si fonda il metodo *ECM* è che una variabile ϕ possa essere considerata come la sovrapposizione di:

- un valor medio $\bar{\phi}$ che, almeno in teoria, non dovrebbe variare nel tempo,
- una fluttuazione turbolenta ϕ' variabile ad ogni istante. L'ipotesi principale che si fa attorno alle fluttuazioni ϕ' è che siano delle *realizzazioni* di un *processo stocastico stazionario a media nulla*. Ciò implica che ad ogni istante t la fluttuazione sarà differente, però i parametri principali che ne descrivono la statistica (per esempio i momenti di vario ordine) dovranno mantenersi costanti nel tempo.

Questo non avviene nella realtà e ciò che si può vedere è che col tempo il valor medio delle variabili meteorologiche può variare, anche se lentamente. Un esempio tipico è la temperatura dell'aria che varia durante il giorno a seconda della disponibilità di radiazione solare. Un'altra cosa evidente è che la statistica del processo stocastico varia lentamente nel tempo: durante le 24 ore del giorno normalmente si passa da situazioni convettive, caratterizzate da varianze molto elevate, a situazioni stabili notturne in cui le varianze assumono valori molto inferiori. Ciò che si nota, quindi, è una lenta evoluzione temporale che però può diventare molto più rapida in particolari situazioni meteorologiche (passaggi di fronti, instabilità a mesoscala, ecc.). In pratica, l'applicazione del metodo *ECM* si fonda *sull'ipotesi che l'evoluzione temporale media di una variabile meteorologica sia sempre molto lenta e che sia sempre possibile definire un tempo T in cui il fenomeno si possa definire praticamente stazionario*.

Apparentemente, in un periodo T piccolo, il fenomeno considerato dovrebbe essere meno irregolare e quindi più stazionario, tuttavia se T è esageratamente piccolo la stima della varianza di una generica variabile potrebbe essere molto differente da quella vera. Se si riprendono in considerazione le osservazioni fatte al punto 2.1.3.6, la scelta naturale per il periodo di mediazione risulta essere definita dallo *spectral-gap* individuabile nello spettro della velocità del vento al suolo. Come già si è dimostrato, da queste considerazioni si può affermare che T dovrà stare nell'intervallo 15÷60 minuti. Ciò porta, però, come conseguenza una variazione più o meno accentuata del valor medio delle variabili meteorologiche (*trend*). Quindi l'impiego diretto delle (2.13a) e (2.135) può produrre stime della varianza e delle covarianze abbastanza distanti dalla realtà (Panofsky e Dutton, 1984). Per questo è necessario individuare dei metodi per eliminare i *trend* dalle variabili. Oltre al metodo proposto da McMillen (1988) basato sull'impiego di un *filtro numerico RC passa-basso*, molto spesso è impiegato è il metodo della regressione lineare alla base del quale c'è l'ipotesi che *qualunque tipo di evoluzione lenta di un segnale meteorologico nel periodo di mediazione T possa essere approssimata da un andamento lineare*. Pertanto, se si considera una variabile x_i , misurata agli istanti $t_i = i\Delta t$, è facile definire la retta di regressione come:

$$\bar{x}_i = \bar{x} + b \left(t_i - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N t_j \right) \quad [2.137a]$$

$$b = \left\{ \sum_{k=1}^N x_k t_k - \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k \sum_{k=1}^N t_k \right\} / \left\{ \sum_{k=1}^N t_k t_k - \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N t_k \sum_{k=1}^N t_k \right\} \quad [2.137b]$$

e \bar{x} si calcola con la (2.134a). Quando si usa questo metodo di *detrending*, la fluttuazione di x_i al tempo t_i è $x'_i = x_i - \bar{x}_i$ ed è semplice verificare che il suo valore medio in T è nullo.

Per una trattazione dettagliata del metodo ECM si rimanda a Sozzi e al. (2002). In sintesi, i differenti parametri caratteristici della turbolenza del SL sono caratterizzati come segue.

La velocità di frizione.

Rimandando alla Letteratura scientifica per ulteriori dettagli (Weber, 1999), si ha che:

$$u_* = \left[\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right]^{1/4} \quad [2.137a]$$

Quindi per stimare u_* è necessario conoscere le covarianze tra le componenti orizzontali e la componente verticale del vento.

Il flusso turbolento di calore sensibile.

La sua definizione è la seguente:

$$H_{0v} = \rho C_p \overline{w'\theta'_v} \quad [2.137b]$$

La lunghezza di Monin-Obukhov

La *lunghezza di Monin-Obukhov* L definita come (Stull, 1988 e Garratt, 1992):

$$L = - \frac{\overline{\theta'_v}}{kg} \cdot \frac{u_*^3}{\overline{w'\theta'_v}} \quad [2.137c]$$

in cui $\overline{\theta}_v$ è la temperatura potenziale virtuale media nel SL , k è la costante di von Karman e g è l'accelerazione di gravità. Equivalente alla (12.19a) è la definizione seguente di L :

$$L = -\frac{\rho C_p \overline{\theta}_v}{kg} \cdot \frac{u_*^3}{H_{0v}} \quad [2.137d]$$

La temperatura di scala.

Associato al flusso verticale di calore c'è anche un *parametro di scala* definito nella forma seguente:

$$T_* = -\frac{\overline{w'\theta'_v}}{u_*} = -\frac{H_{0v}}{\rho C_p u_*} \quad [2.137e]$$

Altri parametri importanti che definiscono il livello della turbolenza nel SL sono le varianze delle tre componenti del vento e delle variabili scalari come la temperatura potenziale virtuale e l'umidità. Infine, un parametro fondamentale nella descrizione della turbolenza del SL è la *dissipazione di energia cinetica turbolenta* ε . Con il metodo *ECM* non è possibile stimare direttamente questa grandezza e quindi si può avere solo una sua stima indiretta mediante l'impiego delle relative Relazioni della Teoria della Similarità.

2.9.2.2 Metodo del Bilancio Energetico Superficiale

Il punto di partenza di questa classe di metodi, per lo meno per le stime relative alle ore diurne, è rappresentato dal bilancio energetico superficiale $R_N - G = H_0 + H_E$. Dato che l'obiettivo è la determinazione di H_0 , in qualche modo è necessario individuare un metodo per determinare i restanti termini presenti nella equazione di bilancio. L'unico mezzo per ottenere anche la velocità di frizione e gli altri parametri caratteristici della turbolenza del SL è costituito dalla conoscenza della velocità del vento ad una quota z , da cui, con l'aiuto della Relazione di Similarità che ne descrive il profilo verticale, si ottiene la velocità di frizione u_* e tutti gli altri parametri della turbolenza del SL .

L'ingrediente essenziale per ogni metodo di questa famiglia è la disponibilità della Radiazione Netta R_N . Come si è visto, ai giorni nostri ciò non costituisce più un problema, visto che sono disponibili sensori economici e robusti che ne consentono una misura accurata. Comunque, in mancanza di una misura diretta di R_N è sempre possibile una sua stima realistica con i metodi presentati in precedenza.

Il metodo più utilizzato della famiglia per la stima della turbolenza del PBL (Van Ulden e Holtslag, 1985), ed impiegato nei processori meteorologici US_EPA METPRO (preprocessore meteorologico del modello di simulazione della dispersione degli inquinanti CTDMPPLUS), AIRMET (preprocessore di AERMOD), CALMET (preprocessore di CALPUFF) ed in molti altri è quello che viene qui di seguito illustrato. In Holtslag e van Ulden (1983) ed in Galinski e Thomson (1992) sono stati presentati i risultati di alcuni confronti fatti tra le previsioni ottenute da questo metodo e le misure dirette dei parametri caratteristici della turbolenza atmosferica alle medie latitudini, mentre in Tirabassi e al. (1997) sono presentati i risultati di tali tecniche applicate ad una situazione antartica. Da questi riferimenti emerge come tali stime siano decisamente realistiche, soprattutto nelle situazioni convettive ed in presenza di terreno omogeneo e piatto, coperto da vegetazione bassa ed umida (prati del Nord Europa). La buona realistica delle loro previsioni e la povertà dei dati meteorologici impiegati li ha resi adatti

all'impiego in tutte quelle situazioni in cui si abbiano a disposizione solo misure meteorologiche di tipo aeronautico.

Il metodo presenta *due modi operativi*, uno applicabile alle *ore diurne* e l'altro alle *ore notturne*.

Se si considera una generica ora diurna per cui sia noto R_N (che ovviamente sarà positivo), il primo problema che si deve affrontare è la determinazione del flusso di calore G_0 all'interfaccia suolo-aria. Ovviamente, come già visto, esistono metodi per la misura del flusso di calore *entro* il suolo. Va comunque detto che queste misure non sono molto comuni e quindi si presenta spesso la necessità di stimare G_0 in maniera più semplice. A tale proposito si può operare come proposto da Holtslag e van Ulden (1983) e da Stull (1988), ponendo:

$$G = \eta R_N \quad [2.138a]$$

dove per η è stato proposto un valore tra 0.1 e 0.2. A questo punto è nota l'energia ($R_N - G_0$) disponibile all'interfaccia suolo-aria ed il problema ora diventa lo stabilire come il suolo ripartisca tale ammontare di energia nel flusso turbolento sensibile ed in quello latente. A tale proposito, il modello di Holtslag-Van Ulden impiega l'espressione per H_0 proposta dal celebre modello di Priestley-Taylor modificato, data da:

$$H_0 = \frac{(1-\alpha) + \gamma/s}{1 + \gamma/s} \cdot (R_N - G) - \alpha\beta \quad [2.138b]$$

in cui α e β sono due parametri sito-dipendenti. In base alle misure disponibili, β risulta relativamente costante e pari a circa $20 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$. Per quanto riguarda, invece, il parametro α , esso dipende dal tipo di suolo che si sta considerando, dalla sua umidità, dalla disponibilità di acqua e dalla vegetazione che lo ricopre ed alcuni valori caratteristici sono stati riportati in Tab.2.8 Il flusso di calore sensibile può quindi essere anche stimato disponendo unicamente della misura della temperatura dell'aria e della frazione di cielo coperto, anche se la disponibilità della misura di R_g ed ancor di più di R_N migliorano sensibilmente la precisione della stima.

Una volta noto H_0 in una situazione convettiva, il problema si sposta alla stima della friction velocity u_* , per cui è necessaria la conoscenza della velocità del vento ad una quota z (entro il SL, naturalmente). Da questo valore di velocità e della Relazione di Similarità di Monin-Obukhov relativa al profilo verticale della velocità del vento nel SL si può ottenere una procedura iterativa per la determinazione di u_* . In Hanna e Chang (1992) è presentato il seguente un metodo non iterativo che velocizza la stima di u_* :

$$u_* = \frac{ku}{\ln(z/z_0)} \{1 + d_1 \ln[1 + d_2 d_3]\} \quad [2.128c]$$

dove:

$$d_1 = \begin{cases} 0.128 + 0.005 \cdot \ln(z_0/z) & \text{se } z_0/z \leq 0.01 \\ 0.107 & \text{se } z_0/z > 0.01 \end{cases} \quad [2.138d]$$

$$d_2 = 1.95 + 32.6(z_0/z)^{0.45} \quad [2.138e]$$

$$d_3 = \frac{H_0}{\rho C_p} \frac{kgz}{Tu_{*n}^3} \quad [2.138f]$$

$$u_{*n} = ku/\ln(z/z_0) \quad [2.138g]$$

I diversi riferimenti di letteratura trattano le *situazioni stabili* in maniere differenti. La totalità dei processori meteorologici preferisce, invece, impiegare il metodo proposto da Venkatram (1980), il cui punto di partenza è costituito dalla constatazione che normalmente è ben verificata la relazione seguente per la temperatura di scala T_* (N è la frazione di cielo coperto):

$$T_* = 0.09(1 - 0.5N^2) \quad [2.139a]$$

e quindi è possibile esprimere la lunghezza di Monin-Obukhov L nel modo seguente:

$$L = Au_*^2 \quad [2.139b]$$

dove:

$$A = T/(gkT_*) \quad [2.139c]$$

Se si assume che $\Psi_m = -5z/L$ (come consueto nelle situazioni stabili), u_* lo si ottiene dalla relazione:

$$u_* = C_{DN} u \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{2U_0}{C_{DN}^{1/2} u} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad [2.1393d]$$

in cui:

$$C_{DN} = k/\ln(z/z_0) \quad U_0^2 = 5z/(kA) \quad [2.1393e]$$

2.9.2.3 Metodo del gradiente

Il metodo del gradiente (*GM*) si fonda sul fatto che la *Teoria della Similarità di Monin Obukhov* ha permesso di determinare, tra l'altro, delle relazioni analitiche che mettono in relazione i profili verticali di velocità media del vento e di temperatura potenziale medie con i parametri descrittivi della turbolenza del *SL*. Anche se tali relazioni sono già state riportate in precedenza, le riscriviamo qui di seguito nell'ipotesi, spesso verificata, in cui sia trascurabile la presenza del *displacement height*:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left\{ \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_M\left(\frac{z}{L}\right) + \Psi_M\left(\frac{z_0}{L}\right) \right\} \quad [2.140a]$$

$$\bar{\theta}(z) - \bar{\theta}(z_{0h}) = \frac{T_*}{k} \left\{ \ln\left(\frac{z}{z_{0h}}\right) - \Psi_H\left(\frac{z}{L}\right) + \Psi_H\left(\frac{z_{0h}}{L}\right) \right\} \quad [2.140b]$$

Con esse si può costruire un metodo indiretto per determinare i parametri di turbolenza del *PBL*, basato sul gradiente della velocità del vento e della temperatura potenziale virtuale. Si parta dalla *velocità media del vento* \bar{u}_1 e \bar{u}_2 alle quote z_1 e z_2 e della *temperatura potenziale media* $\bar{\theta}_3$ e $\bar{\theta}_4$ alle quote z_3 e z_4 . Con l'aiuto dalle relazioni di Similarità (2.140) si ha che:

$$\Delta u = \bar{u}_1 - \bar{u}_2 = \frac{u_*}{k} \left\{ \ln\left(\frac{z_1}{z_2}\right) - \Psi_M\left(\frac{z_1}{L}\right) + \Psi_M\left(\frac{z_2}{L}\right) \right\} \quad [2.140c]$$

$$\Delta \theta = \bar{\theta}_3 - \bar{\theta}_4 = \frac{T_*}{k} \left\{ \ln\left(\frac{z_3}{z_4}\right) - \Psi_H\left(\frac{z_3}{L}\right) + \Psi_H\left(\frac{z_4}{L}\right) \right\} \quad [2.140d]$$

Si ha, inoltre, per definizione, che

$$\frac{1}{L} = \frac{kg}{\bar{\theta}} \frac{T_*}{u_*^2} \quad [2.140e]$$

Ponendo $\bar{\theta} \equiv (\bar{\theta}_3 + \bar{\theta}_4)/2$ è facile verificare che il sistema costituito dalle equazioni precedenti è chiuso e, almeno in teoria, risolvibile, consentendo la stima di u_* , T_* , e quindi anche z/L , H_0 .

Frequentemente, si dispone della misura della velocità media del vento ad una sola quota. Anche in questo caso è possibile applicare il metodo *GM*, purché si conosca rugosità z_0 . Infatti, in questo caso, le relazioni precedenti diventano:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k} \left\{ \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \Psi_M\left(\frac{z}{L}\right) + \Psi_M\left(\frac{z_0}{L}\right) \right\} \quad [2.140f]$$

$$\Delta\theta = \bar{\theta}_3 - \bar{\theta}_4 = \frac{T_*}{k} \left\{ \ln\left(\frac{z_3}{z_4}\right) - \Psi_H\left(\frac{z_3}{L}\right) + \Psi_H\left(\frac{z_4}{L}\right) \right\} \quad [2.140g]$$

che, con la (2.140e) formano anche questa volta un sistema di equazioni chiuso e risolvibile.

La precisione connessa con la stima dei parametri caratteristici della turbolenza del *SL* dipende completamente dal grado di precisione con cui si è in grado di misurare la velocità del vento e la temperatura alle quote richieste. E' proprio per questa ragione che attualmente il metodo *GM* viene impiegato raramente, visto che non è semplice garantire la misura del gradiente di temperatura con una precisione sufficiente a consentire una determinazione realistica dei parametri che caratterizzano la turbolenza del *SL*.

A priori, disponendo di più quote di misura, si potrebbe ottenere la stima dei parametri della turbolenza del *SL* dal solo profilo di temperatura e velocità del vento. I metodi di stima così individuati prendono il nome di *metodo dei profili*. In particolare Nieuwstadt (1978) ha discusso un metodo di identificazione dei parametri del *SL* a partire dal profilo della velocità media del vento e dal profilo della temperatura potenziale, mentre in Lo (1979) è stato presentato un metodo analogo, basato sulla conoscenza del solo profilo verticale del vento. In Sozzi e al. (2000) è stato sviluppato un nuovo metodo per la stima dei parametri del *SL*, sempre basato sul solo profilo della velocità media del vento, particolarmente specializzato al caso in esame e che può essere implementato anche in un sistema di acquisizione *in tempo reale*. Vista la complessità formale di questi metodi, si rimanda per i dettagli ai riferimenti citati.

2.9.2.4 Metodi Flux-Variance

Anche se l'Eddy-Covariance è il metodo principale impiegato per la stima dei parametri della turbolenza del *SL*, non sono rari i casi in cui lo strumento necessario a questa tecnica, cioè l'anemometro sonico, risulti indisponibile o impossibile da installare. Una situazione tipica è quella in cui non ci sia un'adeguata alimentazione elettrica, cosa che è la regola quando si realizzano campagne sperimentali in siti particolarmente disagiati. Un secondo caso tipico è costituito da campagne sperimentali che richiedono molti punti di misura. Equipaggiare tutti questi punti di misura con strumentazione compatibile con il metodo *ECM* potrebbe richiedere uno sforzo finanziario incompatibile con le risorse disponibili. Tutto ciò spinge quindi ad individuare tecniche alternative che siano basate su sensori relativamente economici, richiedano un'alimentazione elettrica molto contenuta e siano affidabili nella stima dei parametri del *SL*.

Da queste esigenze sono nate le diverse tecniche note col nome di *Flux-Variance*, spesso differenti tra loro, ma tutte accomunate da una unica filosofia: *sfruttare, per la determinazione di H_0 e u_* , le Relazioni di Similarità di alcune variabili meteorologiche, soprattutto ma non esclusivamente quelle relative alle varianze*. Anche se questa famiglia di metodi presenta un interesse applicativo notevole, non è questa la sede per un loro esame. Si rimanda chi fosse interessato a Sozzi e al. (2002) ed alla bibliografia ivi citata.

2.9.4 Determinazione dell'altezza del PBL

Il *PBL* presenta caratteristiche profondamente differenti se si trova in condizioni convettive o in condizioni stabili e quindi è opportuno suddividere la trattazione nei due casi estremi. Vale la pena comunque sottolineare una circostanza importante: la definizione dell'estensione di questo strato dipende molto dai fenomeni che si vogliono considerare. Chi studia la fisica del *PBL*, in fondo non è interessato a definire una generica *estensione verticale del PBL*, ma piuttosto è interessato a definire con la maggior precisione possibile:

- nel caso convettivo, la sommità dello Strato Rimescolato (*ML*) e dello strato di Entrainment (*EL*), che presentano proprietà fisiche differenti;
- nel caso stabile, l'estensione verticale dello strato sede di rilevante turbolenza atmosferica (ovviamente di origine meccanica) e, separatamente, quella dello strato di inversione, che rappresenta e quantifica il raffreddamento radiativo del sistema.

Il *PBL* è anche una sorta di *trappola* per gli inquinanti emessi nel suo interno (prevalentemente al suolo) e quindi è ovvio che chi si occupa della simulazione della dispersione degli inquinanti veda questo sistema fisico come un *dominio spaziale* dotato di una certa individualità e ne definisca la sua estensione verticale come quella quota al di sotto della quale sono intrappolati gli inquinanti. Le due visuali non sempre sono coincidenti. In effetti la stessa terminologia è differente; nel gergo dei modellisti della dispersione degli inquinanti, infatti, questa *altezza efficace del PBL* prende il nome di *altezza di rimescolamento*. E' istruttivo ricordare la bella definizione dell'altezza di rimescolamento data da Beyrich (1997):

l'altezza di rimescolamento è l'altezza di quello strato di atmosfera adiacente al suolo in cui gli inquinanti o ogni altro costituente emesso nel suo interno o inglobato per entrainment diviene ben rimescolato o per convezione o per turbolenza meccanica con un tempo di scala dell'ordine dell'ora.

2.9.4.1 Determinazione dell'estensione verticale del PBL convettivo

Come sottolineato in Seibert e al. (1998) finora non è disponibile uno *strumento che misuri l'altezza del PBL* e quindi l'unica cosa che si può fare è dedurre tale informazione dal comportamento di alcune variabili fisiche misurate in quota.

Stima dai radiosondaggi

Da quanto visto, ad oggi il mezzo più impiegato e meno controverso per la determinazione dell'altezza di rimescolamento è il *radiosondaggio*. Purtroppo durante un radiosondaggio non si misura la turbolenza ma solo il profilo verticale della temperatura, dell'umidità e della velocità e direzione del vento e da questi profili è necessario dedurre l'estensione verticale del *PBL*. Sicuramente la strategia migliore da adottare è quella di costruire dai profili della temperatura e dell'umidità il profilo della temperatura potenziale virtuale. Una volta disponibile tale profilo,

inizia un'analisi normalmente è condotta in maniera quasi-manuale. Il primo passo è la *regolarizzazione dei profili* che inevitabilmente presentano irregolarità dovute a molte cause differenti. Sono state proposte molte regole di regolarizzazione, più o meno complesse. Una possibilità semplice è costituita dal sostituire ad ogni temperatura potenziale θ_k , relativa alla quota z_k , la media tra questo valore e quello rilevato alla quota immediatamente superiore. Questa procedura può essere iterata per alcune volte (2 o 3 volte) e normalmente consente di eliminare gran parte delle irregolarità. A questo punto dell'analisi è necessario precisare quale punto di vista si adotta. Se il punto di vista adottato è quello del Micrometeorologo, allora probabilmente si cercherà la *sommità del ML* (si veda Kaimal e al., 1982 e Coulter, 1979) e visivamente ciò non è quasi mai difficile a farsi, come ben evidenziato in Fig.2.65, in cui tale quota è indicata come z_T (e non z_i come di consueto). Non sono rari però i casi in cui, nonostante la regolarizzazione, permanga una notevole dose di ambiguità nella determinazione di tale parametro. Può quindi essere conveniente analizzare in parallelo anche il profilo verticale di altre variabili meteorologiche rilevate dal radiosondaggio. In Fig 2.66 sono presentati dei profili idealizzati della temperatura potenziale, del flusso verticale di calore sensibile (non misurabile con un radiosondaggio), dell'umidità dell'aria e della velocità del vento. Dal confronto dei propri profili con quelli idealizzati, dovrebbe essere possibile stimare z_i o da una repentina caduta dell'umidità o da un progressivo aumento dello *shear* del vento.

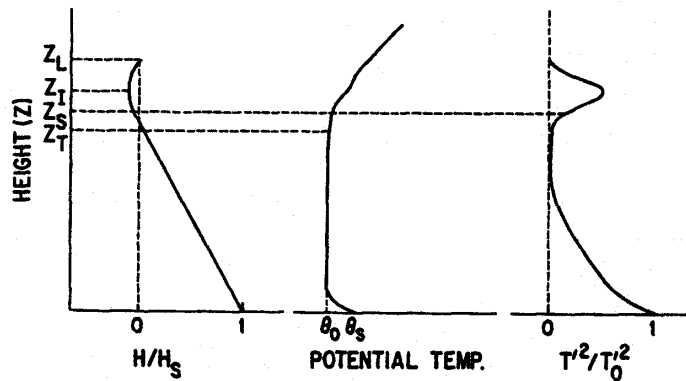


Fig.2.65: *profili schematici del flusso turbolento di calore, della temperatura potenziale e della varianza della temperatura entro un PBL convettivo (Kaimal e al., 1982).*

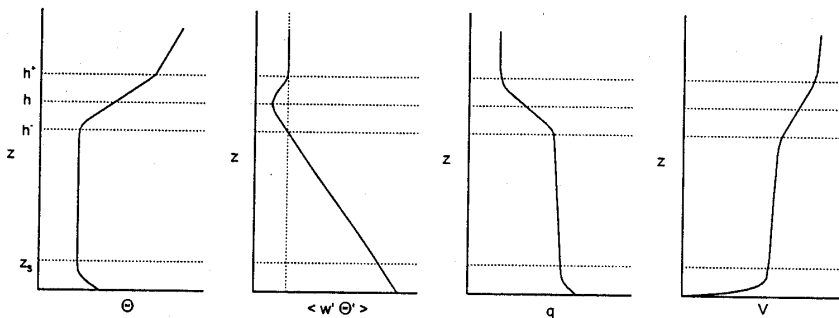


Fig.2.66: *profilo verticale nel PBL convettivo della temperatura potenziale, del flusso di calore sensibile, dell'umidità specifica e della velocità del vento (Seibert e al., 1998).*

In Fig.2.66 sono evidenziate alcune quote caratteristiche. Quelle indicate come z_i ed h^+ non hanno bisogno di commenti particolari, rappresentando la base e la sommità dello strato di *entrainment*, mentre h è la quota cui corrisponde il valore minimo (negativo) di flusso verticale di calore sensibile. Anche se questa quota è probabilmente la più interessante dal punto di vista fisico, non è certo rilevabile con i dati di un radiosondaggio. Un'ultima considerazione deve essere dedicata doverosamente al caso in cui ci sia una copertura nuvolosa. Questi casi sono i

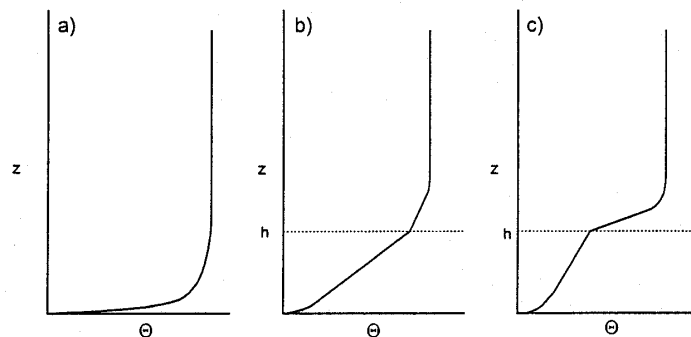
più difficili da trattare ed i più controversi. Per i dettagli conviene riferirsi a Stull (1989), comunque quello che è certo è che l'estensione verticale del *PBL* non potrà essere superiore alla quota della base delle nuvole, che possono essere individuate come la quota in corrispondenza della quale si riscontra il massimo avvicinamento tra la temperatura dell'aria a bulbo secco e quella a bulbo umido, grandezze normalmente sempre misurate durante un radiosondaggio.

Stima dai sistemi remote sensing

L'unico sistema *remote sensing* attualmente impiegato in pratica per la stima dell'altezza di rimescolamento è il *SODAR* che è in grado sia di misurare alcune delle caratteristiche della turbolenza del *PBL* che il profilo verticale del vento. Ciò che interessa maggiormente in questo caso è il profilo dell'eco di ritorno ed il profilo di σ_w . In sostanza, ad una quota prossima a z_i e ad h (normalmente intermedia tra le due) il profilo dell'eco presenta un massimo relativo, mentre il profilo di σ_w un'ininterstabile discesa. In effetti, al contrario di un radiosondaggio, il *SODAR* è sensibile proprio alla turbolenza, cioè proprio alla causa stessa dell'esistenza del *PBL*. Sarebbe un mezzo di indagine molto promettente se non presentasse una controindicazione decisiva: raramente la quota massima raggiunta da un *SODAR* supera i 600 metri e ciò limita molto l'applicabilità di un tale sistema. Di fatto la sua principale utilità è limitata alle prime ore del giorno e quindi utile per indagare l'evoluzione iniziale dell'accrescimento del *PBL*.

2.9.4.2 Determinazione dell'estensione verticale del *PBL* stabile

Come si può supporre per quanto già detto, questa situazione è la più difficile da trattare. Si prenda in considerazione la *Fig.2.67* in cui sono presentati tre tipici profili di temperatura potenziale (ideali) rappresentanti rispettivamente (a) una situazione con vento debole e forte stabilità, (b) vento moderato e (c) vento forte.



*Fig.2.67: profilo verticale della temperatura potenziale in un *PBL* stabile (a-vento debole, b-vento medio, c-vento forte) da (Seibert e al., 1998).*

Nel primo caso la situazione sarà altamente intermittente e la turbolenza estremamente bassa, localizzata in poche decine di metri dal suolo e quindi parlare di altezza del *PBL* (h) è veramente difficile. In questa situazione l'unico modo per quantificarla è l'analisi dell'eco del *SODAR*. Infatti il *SODAR* presenterà un profilo dell'eco piuttosto forte fino ad una quota in corrispondenza della quale crollerà bruscamente, come si può vedere in *Fig.2.68*. Nel caso (b) e (c) ciò che si nota nel profilo della temperatura potenziale è un tratto rettilineo, dopo la grande inversione con base al suolo. L'altezza del *PBL* potrebbe essere localizzata in corrispondenza della fine di questo tratto rettilineo. Anche in questi casi il *SODAR* risulta un aiuto prezioso, visto che l'eco di ritorno diminuirà al di sopra dello strato con base al suolo in cui è confinata la turbolenza. Nel caso (c) il profilo dell'eco potrebbe presentarsi più complesso del previsto, tuttavia la regola grossolana di considerare terminato il *PBL* quando l'eco non cresce più può essere una strategia appropriata.

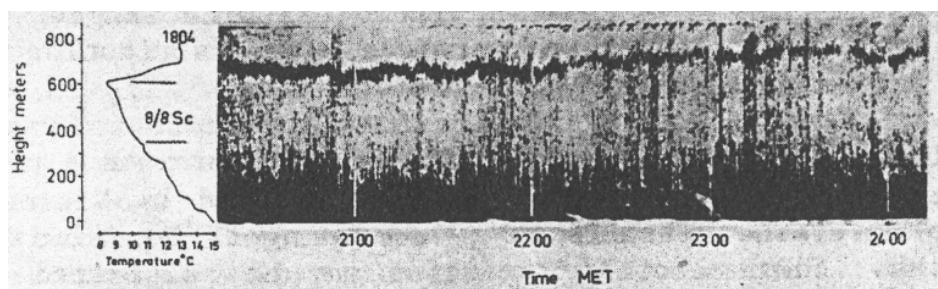


Fig.2.68: eco SODAR durante le ore stabili (Neff e Coulter, 1986).

2.10 MODELLI NUMERICI DI PBL

L'obiettivo che ci si prefigge è quello di utilizzare il modello fluidodinamico del *PBL* e la Teoria della Similarità per costruire modelli operativi di tipo numerico capaci di fornire le informazioni meteorologiche e micrometeorologiche richieste dai vari Modelli di Simulazione della Dispersione degli inquinanti. La trattazione (preliminare e semplificata) avrà uno sviluppo *top-down*, cioè inizierà considerando modelli di complessità maggiore fino a giungere a modelli di *PBL* ridotti all'essenziale dedicati alle esigenze di una stima preliminare della dispersione di inquinanti in aree limitate. Per prima cosa è indispensabile classificare in qualche modo i possibili modelli numerici del *PBL*.

La prima classe di modelli numerici è la classe dei modelli prognostici, molto eterogenea ma con un importante elemento comune: la possibilità di prevedere l'evoluzione spazio-temporale dei principali campi meteorologici. In tale classe di modelli, le misure sperimentali disponibili costituiscono normalmente le condizioni iniziali ed al contorno delle varie equazioni costituenti il modello, oltre che un mezzo per valutarne le previsioni. I modelli di questa classe hanno un'applicabilità del tutto generale.

La seconda classe è la classe dei modelli diagnostici in cui la struttura matematica è costituita da un numero ridotto di relazioni di conservazione (generalmente la sola conservazione della massa), da relazioni di Similarità e a tutto ciò si aggiunge l'impiego diretto delle misure realizzate nella zona oggetto della simulazione modellistica. Ovviamente questi modelli non hanno un'applicabilità generale, visto che ipotizzano un'evoluzione temporale dei fenomeni meteorologici lenta e quindi approssimabile come una sequenza di stati quasi stazionari.

L'ultima classe è quella dei processori meteorologici monodimensionali per i modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti di tipo ingegneristico. In pratica, più che di veri e propri modelli monodimensionali, essi in realtà sono semplici processori meteorologici, cioè programmi che, sulla base di informazioni meteorologiche (generalmente di routine) disponibili in un punto del territorio, frequentemente nelle prossimità del suolo, ricostruiscono i parametri meteorologici e micrometeorologici che ogni modello dispersivo richiede.

2.10.1 modelli prognostici

Col termine *modello prognostico* si intende un modello numerico in grado di ricostruire o prevedere l'evoluzione spaziale e temporale dei campi meteorologici che caratterizzano il *PBL*. La costruzione di un tale passa necessariamente attraverso tre stadi logici:

- la scelta delle equazioni matematiche che costituiscono il modello: questo passo non è scontato e quanto riportato in precedenza dovrebbe averlo dimostrato, infatti, la scelta del dominio di calcolo, cioè dell'ambito spaziale e temporale a cui ci si riferisce, sempre condiziona la decisione di operare o meno opportune semplificazioni alle equazioni fluidodinamiche di base;
- la scelta del tipo di chiusura da adottare: questo stadio logico è condizionato dal precedente e, a sua volta, spesso lo condiziona. Infatti, una volta scelte le equazioni prognostiche per le principali variabili meteorologiche di interesse, la scelta di una loro chiusura spesso richiede che entrino a far parte del modello anche altre equazioni prognostiche;
- la soluzione numerica del modello matematico. Anche se ci sono alcuni esempi di soluzione analitica (si veda per esempio il lavoro di Otte e Wyngaard, 1996) delle equazioni fluidodinamiche che costituiscono un modello prognostico (praticamente tutte riferite a situazioni molto idealizzate e quindi di interesse pratico veramente molto limitato), nella maggioranza dei casi è indispensabile operare una risoluzione numerica delle equazioni.

Trattare questo argomento in maniera rigorosa e completa il problema della scelta delle equazioni e del tipo di chiusura del modello è ben lontano dagli scopi di questo documento e la letteratura disponibile è enorme e *magmatica* e, per certi versi, anche *scoraggiante*. A chi fosse interessato professionalmente all'argomento o costretto dagli eventi ad occuparsene è consigliabile riferirsi inizialmente quanto riportato in Garratt (1992) e Sorbjan (1989) e a Pielke (2002), riferimento in cui almeno potrà orientarsi prima di immergersi nella sconfinata bibliografia di riferimento.

Una prima possibilità è costituita dall'adozione delle equazioni fluidodinamiche relative alle variabili istantanee. Questa scelta, che ha portato ai modelli **Full Simulation**, non ha una reale applicazione pratica negli studi del *PBL*, anche se di fatto costituisce una sorta di *laboratorio fluidodinamico di tipo numerico* con cui ricostruire porzioni limitate di fluido e studiarne nel dettaglio le caratteristiche turbolente.

Una seconda possibilità è costituita da una famiglia di modelli fluidodinamici noti col nome di **LES (Large Eddy Simulation Models)** che *risolvono* (cioè ricostruiscono numericamente nel dettaglio) i vortici di medie e grandi dimensioni presenti entro il *PBL*. Le equazioni che li costituiscono sono derivate dalla mediazione spaziale delle equazioni fluidodinamiche non mediate. Dato che il modello è costituito da equazioni relative a valori medi, è necessariamente richiesta una chiusura che però risulta concettualmente molto più semplice, dato che deve tener conto solo delle strutture turbolente a minor scala (*subgrid parameterization*). Tali modelli sono stati ampiamente impiegati su domini di calcolo di dimensioni molto contenute, anche se, rispetto ai modelli precedenti, tali domini rappresentano veramente il *PBL*. Il loro impiego è limitato esclusivamente alla ricerca di base, visti gli enormi tempi di calcolo richiesti per le simulazioni. Ulteriori informazioni possono essere trovate in Moeng (1984)

La maggior parte dei modelli prognostici utilizzati nelle applicazioni più comuni, avendo la necessità di descrivere la variabilità spaziale e temporale di un *PBL* in situazioni più generali (per esempio caratterizzate da una notevole estensione superficiale e da scarsa omogeneità orizzontale), si basano sulle equazioni fluidodinamiche relative alle variabili medie del *PBL* ed in particolare:

- le equazioni prognostiche relative alle tre componenti medie del vento, che esprimono la conservazione della quantità di moto;

- l'equazione prognostica relativa alla temperatura potenziale, che esprime la conservazione dell'entalpia;
- la relazione prognostica relativa al contenuto di acqua;
- la relazione differenziale che esprime la conservazione della massa;
- la equazione dei gas perfetti.

La scelta della chiusura potrebbe richiedere la presenza nel modello anche di altre equazioni prognostiche. Se si adotta infatti una chiusura locale di tipo K o la chiusura non locale di Stull, non è necessario l'introduzione nel modello di altre equazioni prognostiche. Quello che è necessario, invece, è la determinazione, nel primo caso, di opportune relazioni semiempiriche per esprimere i coefficienti diffusivi e, nel secondo caso, di un modello (di tipo sostanzialmente algebrico) per l'implementazione del meccanismo di dispersione non locale (determinazione del potenziale ed alla fine della *transilient matrix*). Se, invece, le chiusure sono di ordine superiore, è indispensabile individuare altre equazioni prognostiche che, nella maggior parte dei casi, si riducono alla sola equazione relativa all'energia cinetica turbolenta. Chiaramente il tempo di calcolo richiesto dal modello sarà più che proporzionale al numero di equazioni prognostiche da integrare numericamente.

In realtà ci sono altri problemi da risolvere. Il primo è legato al sistema di coordinate adottato. Le equazioni fluidodinamiche sono state scritte in termini di coordinate cartesiane (x,y) , tuttavia, se la regione su cui viene applicato il modello è vasta, è probabile che sia necessario adottare altri tipi di coordinate, come per esempio la latitudine e la longitudine. Per quanto riguarda la coordinata cartesiana verticale z , anche se parrebbe una scelta naturale e ragionevole, spesso il suo uso risulta estremamente difficoltoso in presenza di orografia. Per questo spesso i modellisti adottano sistemi di riferimento non cartesiani che richiedono la riscrittura delle equazioni prognostiche in funzione del nuovo sistema di coordinate e ciò sempre comporta una complicazione formale nella struttura delle equazioni.

Un altro problema da risolvere è la scelta della *dimensionalità* del modello. Anche se la logica vorrebbe che il modello fosse tridimensionale, il tempo di calcolo richiesto dall'integrazione delle equazioni differenziali del modello, più che proporzionale con la dimensionalità del problema, a volte può consigliare scelte diverse. Per esempio, se si sta studiando il *PBL* costiero, è ragionevole ritenere che sia presente in un tale problema un certo grado di omogeneità lungo la direzione parallela alla costa e quindi può essere consigliabile riscrivere le equazioni del modello in modo tale da evidenziare esclusivamente la variabilità spaziale lungo la direzione perpendicolare alla linea di costa e lungo la verticale.

Una volta selezionate le equazioni del modello ed il tipo di chiusura è indispensabile una loro riscrittura adeguata con i metodi di risoluzione numerici che inevitabilmente devono essere impiegati. Questo argomento è di una complessità formidabile e non è il caso di trattarlo in questa sede. In Sozzi e al. (2002) viene presentata un'introduzione elementare sull'argomento, mentre in Pielke (2002) sono presentati dettagli molto più numerosi, anche se in una forma non molto didattica.

2.10.2 Modelli diagnostici

Per *modello di PBL diagnostico* si intende una classe eterogenea di modelli che non prevedono di descrivere l'evoluzione temporale delle variabili meteorologiche, ma solo la loro distribuzione spaziale ad ogni istante di interesse sulla base di un numero ridotto di leggi fisiche e soprattutto sulla base di un insieme sufficientemente ricco di misure sperimentali. La sua applicazione principale (attualmente molto estesa) è la preparazione dei campi meteorologici per

i modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera di media ed alta complessità, come i modelli a particelle Monte Carlo ed i modelli fotochimici di tipo euleriano nonché l'inizializzazione del campo di vento per i modelli prognostici di *PBL*. La preferenza che viene data (quando possibile) a modelli di questo tipo deriva dal fatto che essi sono molto più semplici e veloci rispetto ai modelli meteorologici di tipo prognostico. In pratica, una volta disponibili delle misure meteorologiche di vario genere nei pressi del suolo (normalmente entro il *SL*) e, possibilmente anche il profilo verticale delle principali variabili medie (come il vettore vento e la temperatura) in alcuni punti della zona che si intende indagare, un generico modello di tipo diagnostico si occupa di ricostruire i dettagli spaziali dei vari campi di interesse. La metodologia seguita dai differenti modelli diagnostici non è generale e neppure consolidata e spesso si deve adattare alla tipologia di dati meteorologici disponibili. Qui di seguito presenteremo i dettagli normalmente seguiti per la ricostruzione:

- del campo tridimensionale del vento,
- del campo di temperatura e di umidità,
- del campo delle principali caratteristiche che definiscono la turbolenza atmosferica,

2.10.2.1 Ricostruzione del campo di vento a divergenza nulla

Una parte importante di un modello diagnostico del *PBL* è la ricostruzione del campo tridimensionale del vento medio ad un dato istante sulla base della conoscenza di misure realizzate all'istante considerato in alcuni punti della regione di interesse. L'idea su cui si basano i vari modelli di campo di vento a divergenza nulla è la seguente:

- si consideri un istante t ed un dominio di calcolo spaziale in cui si è interessati a determinare il campo di vento. Tale dominio, a priori qualsiasi, nelle applicazioni pratiche viene normalmente definito come un parallelepipedo avente gli spigoli orientati secondo il sistema di assi cartesiani usato in meteorologia, con base inferiore posta alla quota del terreno (che per il momento possiamo considerare completamente piatto) e con la base superiore posta ad una altezza H , solitamente superiore alla massima estensione verticale del *PBL*;
- siano disponibili al tempo t N misure del vettore vento medio (di componenti u , v e w) all'interno di un dominio di calcolo (nella pratica è difficile disporre di valori per la componente verticale, che comunque nei pressi del suolo dovrà essere prossima a zero);
- sia possibile ricostruire in ogni punto del dominio mediante un metodo interpolativo (di cui si parlerà più avanti) il campo tridimensionale del vento (*campo di vento iniziale*) in modo tale che in ogni punto del dominio sia noto il valore interpolato del campo (u_0, v_0, w_0) ;
- si cerchi quindi un nuovo campo di vento (u, v, w) che minimizzi la *distanza* dai valori interpolati e che *rispetti la legge della conservazione della massa*.

Il problema così formulato ammette un'unica soluzione, una volta definito l'algoritmo di interpolazione con cui si ottiene il campo iniziale. Dal punto di vista matematico la sua risoluzione è stata presentata da diversi autori (Sherman, 1978, Endlich e al. 1982, Bernard e al. 1987, Ross e al. 1988, Ratto e al. 1994, Ishikawa 1994). Se con (u_0, v_0, w_0) si indica in un punto P del dominio le componenti del vento ottenute per interpolazione dai dati misurati e con (u, v, w) il nuovo campo che desideriamo individuare, è necessario che il *funzionale*:

$$E(u, y, z, \lambda) = \int_{\Omega} \left[\alpha_1^2 (u - u_0)^2 + \alpha_2^2 (v - v_0)^2 + \alpha_3^2 (w - w_0)^2 \right] \cdot dV \quad [2.141a]$$

sia minimo. In questa relazione α_1 , α_2 e α_3 (*moduli di precisione di Gauss*) sono i pesi relativi alle varie componenti cartesiane del campo, strettamente legati allo stato di stabilità nel punto considerato del dominio di calcolo, e da essi dipendono gli aggiustamenti che l'algoritmo ricostruttivo del campo di vento realizzerà. Il campo (u,v,w) così ottenuto è il campo cercato solo se rispetterà la *legge di conservazione della massa* che, nella forma più semplice, è data dalla relazione seguente:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad [2.141b]$$

cioè la *divergenza del campo di vento risulta nulla* nell'ipotesi che la densità non vari apprezzabilmente nel tempo e nello spazio. Questo è un noto problema dell'*Analisi Variazionale*, il cui risultato è costituito dalle relazioni seguenti (equazioni di Eulero) che legano tra loro il campo interpolato ed il campo di vento cercato:

$$\begin{aligned} u &= u_0 + \frac{1}{2\alpha_1^2} \frac{\partial \lambda}{\partial x} \\ v &= v_0 + \frac{1}{2\alpha_2^2} \frac{\partial \lambda}{\partial y} \\ w &= w_0 + \frac{1}{2\alpha_3^2} \frac{\partial \lambda}{\partial z} \end{aligned} \quad [2.141c]$$

che, introdotte nella (2.141b) portano alla relazione seguente, una volta assunto per semplicità che $\alpha_1 = \alpha_2$ ed una volta posto $\alpha = \alpha_1/\alpha_3$:

$$\frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \lambda}{\partial y^2} + \alpha^2 \frac{\partial^2 \lambda}{\partial z^2} = -2\alpha_1^2 \left(\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} + \frac{\partial w_0}{\partial z} \right) \quad [2.141d]$$

Questa è un'*equazione di Poisson*, ben nota nella Fisica Matematica. Una volta definite opportune condizioni al contorno, questa equazione può essere risolta (non necessariamente analiticamente) ottenendo il campo scalare λ cercato. Da esso ed impiegando le (2.141c), si può individuare completamente il campo di vento desiderato.

Tutto ciò è valido in generale, tuttavia se si considera una situazione reale, il dominio di calcolo sarà costituito da un parallelepipedo avente come base inferiore il suolo. Dato che la superficie terrestre può essere caratterizzata dalla presenza di un'orografia più o meno accentuata, può essere estremamente scomodo formulare il problema in termini di coordinate cartesiane ortogonali. In alternativa a questo modo di procedere è possibile operare un cambio di coordinate e riferirsi ad un sistema non ortogonale di coordinate *terrain-following*. Se si indica con H la quota massima del dominio di calcolo e con $h(x,y)$ la quota che il generico punto del suolo (x,y) ha rispetto ad una quota di riferimento (*quota orografica*), è possibile definire un nuovo sistema *di assi non ortogonali* in cui al posto di z si sostituisce una *la variabile* σ , definita come:

$$\sigma(x, y, z) = \frac{H - z}{H - h(x, y)} = \frac{H - z}{\pi(x, y)} \quad [2.142]$$

Questa trasformazione non è l'unica possibile ed in Ratto e al. (1994) sono elencate altre definizioni impiegate in letteratura. Ritornando alla (2.142), è immediato rendersi conto che σ è

pari a 0 alla sommità del dominio di calcolo, mentre vale 1 a livello del suolo. Inoltre è evidente che le superfici corrispondenti a valori di σ costanti non sono superfici piane, ma curve che tanto più ricalcano la forma dell'orografia quanto più si riferiscono a valori di σ prossimi ad 1. L'introduzione delle coordinate *terrain-following* richiede la riscrittura di tutte le equazioni fin qui presentate ed in particolare la (2.141d) che risulta notevolmente più complessa. Per ulteriori dettagli si rimanda a Sozzi e al. (2002).

Una volta formulato il problema che consiste nell'equazione (2.141d) o della sua analogia scritta in coordinate *terrain-following*, è necessario realizzare un'integrazione numerica di tale equazione. Il problema non è semplice e non verrà trattato in questa sede. Anche in questo caso si rimanda a Sozzi e al. (2002) per i dettagli.

Nell'esprimere la (2.141a) sono stati introdotti tre pesi α_1 , α_2 e α_3 , un peso cioè per ciascuna componente del vento. Dato che non esiste a priori una ragione fisica per cui le due componenti orizzontali del vento vengano trattate in maniera differente, è normale porre $\alpha_1 = \alpha_2$. È stato poi introdotto il rapporto α , dato da $\alpha = \alpha_1/\alpha_3$. Dal punto di vista fisico questi parametri assumono il significato seguente: se α è molto maggiore di 1, il campo di vento determinato con l'algoritmo *mass-consistent*, di fronte ad una barriera posta sul terreno (una montagna per esempio) farà in modo da prediligere uno *scavalco dell'ostacolo stesso*, piuttosto che un suo aggiramento. Questo, come noto, è un tipico comportamento in situazioni convettive. Viceversa, se α è molto minore di 1, si ha che gli eventuali ostacoli presenti lungo il fluire del vento verranno prevalentemente *aggirati*, cosa piuttosto frequente in condizioni stabili. Risulta dunque evidente che il valore attribuito a questi parametri (moduli di precisione di Gauss) risulta determinante nella ricostruzione del campo di vento *mass-consistent*. La determinazione dei valori appropriati per i tre pesi è fondamentale per un modello di campo di vento. Quello che si può dire è che essi dipendono sia dalle condizioni di stabilità del *PBL* sia dalla forma dell'orografia presente. Per maggiori dettagli si faccia riferimento a Chino (1992), Ross e al., (1988) e Moussiopoulos e al. (1988).

Il metodo con cui ricostruire il campo di vento iniziale, necessario per l'applicazione dei metodi *mass-consistent*, non può essere del tutto generale e dipende fortemente dal tipo di territorio che si sta considerando e dal numero e dal tipo di dati disponibili. Si consideri il problema della ricostruzione del campo bidimensionale delle componenti u e v nelle immediate vicinanze del suolo. Si immagini di avere a disposizione M misure in altrettante stazioni meteorologiche S_k , poste in prossimità del suolo (diciamo a 10 metri dal suolo, come normalmente capita) nelle posizioni (x_k, y_k) . Il problema da risolvere è la determinazione delle due componenti orizzontali del vento in un generico punto del territorio $P(x,y)$. Il metodo più semplice, impiegabile con successo in situazioni piane e con uso del suolo sostanzialmente uniforme in tutta la regione di interesse, è il metodo di Creessman, proposto da Goodin e al. (1979). In pratica:

$$(u, v)_P = \frac{\sum_{k=1}^M (u, v)_{S_k} W(r_{P, S_k})}{\sum_{k=1}^M W(r_{P, S_k})} \quad [2.143a]$$

in cui i pesi W dipendono dalla distanza r tra il punto in cui si desidera l'interpolazione ed il punto in cui è collocata la generica stazione di misura e sono dati dalla relazione seguente:

$$W(r_{P, S_k}) = \frac{R^2 - r_{P, S_k}^2}{R^2 + r_{P, S_k}^2} \quad [2.143b]$$

dove:

$$r_{P,S_k} = \sqrt{(x - x_k)^2 + (y - y_k)^2} \quad [2.143c]$$

e R è il *raggio di influenza della stazione* che può essere scelto in modo da far sì che la stazione *pesi* solo in zone aventi caratteristiche superficiali simili a quelle presenti nella stazione di misura stessa. Questa tecnica è di semplice applicazione ma poco adatta a tener conto di situazioni geograficamente molto complesse. In Chino (1992) è stata presentata una strategia molto più complessa che qui non riportiamo per semplicità.

2.10.2.2 Ricostruzione dei parametri caratteristici del PBL

Un elemento essenziale di un modello diagnostico è la sua capacità di ricostruire i parametri caratteristici della turbolenza del *PBL*, cioè u_* , H_0 e z_i al suolo, in tutti i nodi della griglia di calcolo corrispondenti alla frontiera inferiore. Per poter ricostruire u_* ed H_0 in tutti i nodi $(i,j,0)$ è opportuno operare nella maniera seguente. Dato che il campo di vento *mass-consistent* richiede il campo di temperatura per poter definire in maniera corretta i moduli di precisione di Gauss, la stima di questi parametri avverrà prima della ricostruzione diagnostica del campo di vento. Con un meccanismo interpolativo come quello illustrato dalle (2.143) è quindi possibile stimare in questi nodi la velocità del vento e la temperatura cui si attribuisce una *quota di misura* pari a quella caratteristica delle postazioni impiegate. A questo punto si considerano le misure di Radiazione Solare Globale e si realizza l'interpolazione di tale variabile nei nodi considerati, che dovrà essere poi corretta per tener conto adeguatamente della pendenza del suolo riscontrata in questi nodi. A questo punto, impiegando il metodo di *Priestley-Taylor* modificato e le relazioni di Similarità di Monin-Obukhov sarà possibile ottenere in ogni nodo $(i,j,0)$ il valore corretto per u_* e H_0 . Per fare ciò, è però necessario conoscere in ogni nodo un valore caratteristico di rugosità superficiale z_0 che dovrà essere definito dall'utente del modello.

E' poi necessario ricostruire l'altezza del *PBL* z_i . Se le situazioni considerate sono quelle notturne, in precedenza sono state presentate semplici relazioni diagnostiche che ne consentono la determinazione a partire da valori noti di *friction velocity* e di flusso turbolento di calore sensibile. Sfortunatamente per le situazioni convettive non sono disponibili relazioni diagnostiche per il calcolo di z_i , ma solo relazioni prognostiche. Va comunque rilevato che un modello diagnostico normalmente opererà per un periodo di simulazione ragionevolmente lungo (parecchi giorni), soprattutto se suo compito è fornire dati meteorologici a modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti in aria di media complessità. In tal caso non sarà un problema innestare un calcolo prognostico di z_i nelle situazioni convettive, impiegando uno dei modelli presentati, come per esempio il modello termodinamico o il modello di Gryning-Batchvarova. Entrambi sono formalmente rappresentati da un'equazione differenziale ordinaria che può essere facilmente integrata con metodi numerici standard.

2.10.2.3 Ricostruzione diagnostica dei campi scalari di interesse

I campi di interesse per un modello diagnostico di *PBL* dipendono dal suo impiego. Se, per esempio, l'interesse è volto alla dispersione degli inquinanti in atmosfera, i possibili campi da ricostruire sono legati alle necessità del modello di dispersione impiegato. Se, per esempio, si prendesse in considerazione un modello di tipo lagrangiano a particelle, i possibili campi di interesse potrebbero essere la temperatura potenziale θ , le deviazioni standard delle tre componenti del vento e della temperatura (σ_u , σ_v , σ_w , σ_T), le covarianze $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ e $\overline{w'\theta'}$ e la dissipazione di energia cinetica turbolenta ε . In precedenza sono state discusse le relazioni di Similarità adeguate a descrivere realisticamente tali variabili entro tutto il *PBL*. In pratica si potrà operare nel modo seguente:

1. si consideri un generico nodo $(i,j,0)$. Per tale nodo è noto il valore di u_* , H_0 e z_i ;
2. per ogni nodo (i,j,k) , con $k = 0,1,\dots, N_z$ si determini la quota $z_k = k \cdot \Delta z$. In corrispondenza del nodo alla superficie ($k = 0$), si adotti come $z_{k=0}$ un valore opportuno (2 o 10 metri, per esempio). Impiegando le relazioni di Similarità relative alle variabili di interesse, se ne calcoli il valore alle varie quote z_k : in questo modo risultano determinati le variabili meteorologiche di interesse per tutti i nodi della colonna verticale di nodi con indici (i,j) ;
3. si ripetano i passi 1 e 2 per tutti le coppie di indici (i,j) .

2.10.3 Meteorologia per i modelli stazionari di dispersione degli inquinanti in atmosfera

Nella pratica corrente sono frequentemente impiegati modelli di tipo stazionario per la stima del trasporto e della dispersione degli inquinanti in atmosfera. Il loro impiego normalmente è limitato alla determinazione di prima approssimazione dell'impatto che le varie sorgenti inquinanti presenti hanno nei confronti di un territorio di estensione limitata e di caratteristiche estremamente regolari. Le ipotesi su cui si basano tutti questi tipi di modelli sono:

- le situazioni meteorologiche devono essere *lentamente variabili nel tempo* in modo tale che si possa immaginare di trattare una sequenza di situazioni di fatto stazionarie;
- il campo di vento e delle altre variabili meteorologiche che determinano il trasporto e la dispersione degli inquinanti in aria è orizzontalmente omogeneo;
- per tutte le variabili meteorologiche si ipotizza un profilo verticale noto;
- la turbolenza atmosferica deve essere descritta nella maniera più semplice e più compatta possibile.

In pratica, per soddisfare le necessità meteorologiche e micrometeorologiche di tali modelli è sufficiente considerare un solo punto del dominio di calcolo da essi considerato, che per quel che si è detto, risulta orizzontalmente omogeneo: le informazioni micrometeorologiche e meteorologiche relative a tale punto saranno dunque rappresentative dell'intero dominio di calcolo. Pertanto si può dire che tale classe di modelli richiedono un modello monodimensionale di *PBL* che inoltre è stazionario, dato che questi modelli di dispersione ipotizzano che in ogni intervallo temporale considerato il *PBL* resti stazionario e quindi simulano una successione di stati quasi stazionari. Qui di seguito vengono presentati gli elementi essenziali di un tale modello di *PBL*, tenendo conto sia dei modelli di dispersione di vecchia generazione, come per esempio il modello ISC3 dell'US-EPA, sia i modelli di nuova generazione, come per esempio il modello AERMOD dell'US_EPA.

2.10.3.1 La turbolenza atmosferica per i modelli stazionari

E' questo uno degli aspetti che più differenziano i modelli di dispersione stazionari di vecchia e nuova generazione. Per quanto riguarda i modelli ibridi di nuova generazione, come per esempio AERMOD, la struttura della turbolenza del *PBL* risulta completamente descritta una volta che risultino noti nel punto di riferimento del dominio di calcolo:

- la lunghezza di rugosità z_0 , caratteristica dell'intero dominio di calcolo stesso;
- la turbolenza di tipo meccanico, rappresentata dalla velocità di frizione u_* ;
- la turbolenza di tipo convettivo, caratterizzata dal flusso turbolento di calore sensibile H_0 ;
- l'estensione verticale del PBL convettivo z_i (normalmente indicata col termine di altezza di

rimescolamento), sia nelle ore convettive che nelle ore stabili.

Come risulta evidente, i modelli dispersivi stazionari di nuova generazione richiedono correttamente tutti gli elementi identificativi di un *PBL* monodimensionale. Il problema che nasce con il loro utilizzo è che non sempre le variabili sopra indicate sono realmente disponibili in pratica. Più frequentemente sono disponibili solo misure meteorologiche tradizionali come:

- la velocità e la direzione del vento ad una quota di riferimento (normalmente a 10 metri dal suolo);
- la temperatura e l'umidità relativa nei pressi del suolo;
- la radiazione globale;
- la radiazione netta, anche se quest'ultima variabile frequentemente è assente nella stazioni meteorologiche tradizionali.

Si presenta quindi il problema di realizzare una stima dei parametri che caratterizzano la turbolenza atmosfera a partire da queste semplici e limitate misure meteorologiche. Come si è visto, questo problema non risulta particolarmente complesso, essendo disponibili metodi di stima abbastanza accurati, per lo meno in situazioni non patologiche.

Per quanto riguarda, invece, i modelli dispersivi stazionari di vecchia generazione, di cui ISC3 è un esempio tipico, la situazione è molto diversa. Tutti questi modelli, per descrivere lo stato di turbolenza del *PBL*, usano un *parametro sintetico*, noto col nome di Categoria di Stabilità Atmosferica, che *pretende* di classificare in 6 classi tipiche tutte le possibili configurazioni del *PBL*, siano esse convettive che stabili, e che non deriva da considerazioni di natura micrometeorologica, ma solo dall'osservazione della forma dei pennacchi di fumo emessi da ciminiere elevate. In effetti negli anni '60 e '70 sono state realizzate numerose campagne sperimentali negli USA volte a classificare le varie forme dei pennacchi emessi da ciminiere elevate (prevalentemente da centrali termoelettriche) e dall'analisi della forma di questi pennacchi di fumo si è tentata una correlazione con le principali variabili meteorologiche (ma non micrometeorologiche) disponibili. Curiosamente tutto questo lavoro, tedioso e complesso, non ha in alcun modo tenuto conto degli enormi progressi sulla conoscenza della turbolenza atmosferica che proprio in quegli anni risultavano disponibili. Tradizionalmente, le 6 Categorie di Stabilità Atmosferica sono le seguenti:

- sono previste tre Categorie, denominate A, B, C (o equivalentemente 1, 2, 3), che rappresentano le situazioni convettive. La **Categoria A** rappresenta situazioni molto convettive, con velocità del vento bassa e forte insolazione. La **Categoria B** è una situazione che si presenta quando o la radiazione solare è relativamente poco elevata o la velocità del vento (e quindi la turbolenza di origine meccanica) è elevata. La **Categoria C** ha luogo con velocità del vento elevata e radiazione solare ridotta.
- è stata prevista una situazione che rappresenta tutte quelle situazioni (stabili o convettive) prossime all'adiabaticità, denominata **Categoria D** (o 4) che quindi rappresenta situazioni diurne o notturne con cielo coperto e vento teso.
- sono state previste due situazioni stabili (relative esclusivamente a situazioni notturne) indicate come **Categoria E** (o 5) e **Categoria F** (o 6), la prima relativa a situazioni con vento abbastanza elevato e cielo poco nuvoloso, mentre l'ultima relativa a situazioni con cielo sereno e velocità del vento bassa.

E' evidente che una classificazione così rigida e così limitata difficilmente potrà essere in grado di dar conto della estrema complessità e variabilità del *PBL*. Sono stati proposti numerosissimi

schemi per determinare le Categorie di Stabilità Atmosferica a partire dalle principali variabili meteorologiche e quanto riportato in (US - Environmental Protection Agency 1987) ne è un esempio significativo. La cosa demoralizzante è che frequentemente, dato un insieme di variabili meteorologiche tradizionali, l'applicazione dei vari schemi proposti può fornire stime differenti di Categorie di Stabilità Atmosferica. Tra l'altro, spesso sono stati proposti schemi mal posti dal punto di vista strumentale. Un esempio per tutti è un celebre schema che pretende di stimare la Categoria di Stabilità Atmosferica a partire dalla deviazione standard della direzione del vento. Come si è detto in precedenza, tale parametro risulta più o meno realistico a seconda delle caratteristiche dinamiche del sensore impiegato per la determinazione di tale parametro. La *pretesa* che anemometri tradizionali siano in grado di fornire realisticamente tale variabile porta spesso a stime completamente irrealistiche della Categoria di Stabilità Atmosferica. Alla luce dell'esperienza, l'unico metodo di stima della Categoria di Stabilità Atmosferica che ci sentiamo di segnalare è quello basato sulla velocità del vento e sulla Radiazione Solare Globale (per le ore diurne) e sulla Radiazione Netta (per le ore notturne).

Vento (m/s)	Radiazione Solare Globale (W/m ²)					
	>700	700÷540	540÷400	400÷270	270÷140	<140
<2	A	A	B	B	C	D
2 ÷ 3	A	B	B	B	C	D
3 ÷ 4	B	B	B	C	C	D
4 ÷ 5	B	B	C	C	D	D
5 ÷ 6	C	C	C	C	D	D
>6	C	C	D	D	D	D

Tab. 2.12: determinazione della Categoria di Stabilità Atmosferica nelle ore diurne.

Vento (m/s)	Radiazione Netta (W/m ²)		
	> -20	-20 ÷ -40	< -40
< 2	D	F	F
2 ÷ 3	D	E	F
3 ÷ 5	D	D	E
5 ÷ 6	D	D	D
> 6	D	D	D

Tab. 2.13: determinazione della Categoria di Stabilità Atmosferica nelle ore notturne.

In pratica questo schema opera nel modo seguente:

- per un periodo considerato (generalmente un'ora) si consideri la velocità del vento e la Radiazione Solare Globale (se il periodo è diurno) o la Radiazione Netta (se il periodo è notturno);
- per tutte le situazioni diurne la Categoria di Stabilità Atmosferica verrà determinata mediante la tabella a doppia entrata riportata in Tab. 2.12;
- per tutte le situazioni notturne la Categoria di Stabilità Atmosferica verrà determinata mediante la tabella a doppia entrata riportata in Tab. 2.13;

Molti sono stati i tentativi fatti per mettere in relazione la Categoria di Stabilità Atmosferica con i parametri caratteristici della turbolenza del *PBL*. I risultati più celebri sono quelli prodotti da Golder (1972) e riassunti in Fig.2.69 dove si nota come in effetti sia possibile stabilire una sorta

di relazione tra la Categoria di Stabilità Atmosferica, la rugosità superficiale (rappresentata da z_0) e la lunghezza di Monin-Obukhov (L), anche se tale relazione non è certamente biunivoca.

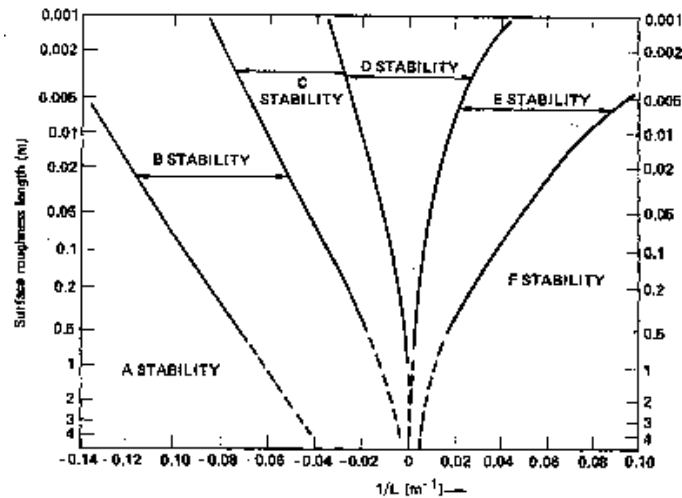


Fig.2.69: relazione tra Categoria di Stabilità Atmosferica, lunghezza di Monin-Obukhov (L) e rugosità superficiale z_0 .

L'ultimo aspetto relativo alla descrizione della turbolenza del *PBL* è la sua estensione verticale. Tutti i modelli di dispersione stazionari (di vecchia e nuova generazione) richiedono la conoscenza di z_i . La determinazione di tale parametro nelle ore diurne si può realizzare senza particolari problemi nel modo seguente:

- con uno dei metodi presentati in precedenza si stima l'evoluzione oraria di u^* e H_0 ,
- si può stimare z_i o col metodo termodinamico o con il metodo di Gryning-Batchvarova.

Per quanto riguarda l'altezza del *PBL* stabile, in precedenza sono state riportate correlazioni utili per una sua stima, una volta noto u^* e H_0 .

A conclusione di questo paragrafo, va detto che la realistica delle simulazioni operate da un modello di dispersione degli inquinanti in aria (anche se di tipo stazionario) è fortemente legata alla realistica della descrizione della turbolenza del *PBL*. Non è quindi sorprendente che quando in un modello stazionario si eliminano le Categorie di Stabilità Atmosferica e si introduce una descrizione della turbolenza del *PBL* basata su u^* e H_0 la realistica della simulazione aumenti.

2.10.3.2 Il profilo verticale del vento e della temperatura

Tutti i modelli stazionari di nuova e vecchia generazione hanno bisogno di un profilo verticale di velocità media del vento. In particolare, nei vecchi modelli stazionari era consuetudine adottare un profilo verticale della velocità media del vento descritto da una relazione del tipo:

$$u(z) = u_r \cdot (z/z_r)^p \quad [2.144]$$

dove z_r è la quota di misura normalmente pari a 10 metri ed il coefficiente p dipende dalla categoria di Stabilità Atmosferica e dal tipo di suolo (classificato solo come rurale o urbano), come indicato nella *Tab.2.14* (Hanna e al., 1982).

Categoria di Stabilità Atmosferica	p	
	zone rurali	zone urbane
A	0.07	0.15
B	0.07	0.15
C	0.10	0.20
D	0.15	0.25
E	0.35	0.40
F	0.55	0.60

Tab. 2.14: parametro della relazione di potenza per il profilo verticale della velocità del vento.

Ai lettori non sarà certamente sfuggito quanto sia anacronistico l'impiego di questa relazione quando il principale risultato della Teoria di Similarità di Monin-Obukhov è proprio la determinazione del profilo verticale della velocità del vento in funzione del livello di turbolenza del *PBL* e della rugosità superficiale. Nei modelli stazionari di nuova generazione sono impiegate a questo proposito due tipi differenti di strategie. La prima consiste nell'impiegare direttamente la Relazione di Similarità per il *SL*, con l'ovvia controindicazione che il modello potrebbe estrapolarla anche a quote superiori all'estensione massima del *SL*. La seconda invece richiede all'utente ad ogni periodo di mediazione il profilo verticale della velocità del vento. In questo caso l'utente, a seconda dell'altezza delle sorgenti considerate nella simulazione, potrà decidere se impiegare la relazione di Similarità valida per il *SL* (caso con sorgenti basse) o quella valida per l'intero *PBL* (sorgenti alte).

Per quanto riguarda la direzione del vento, tutti i modelli di nuova e vecchia generazione concordano nel considerare come direzione di provenienza caratteristica per la simulazione, quella misurata dalla stazione meteorologica (normalmente a 10 metri) senza apporre correzioni funzione della quota.

Per quanto riguarda la temperatura dell'aria, tutti i modelli concordano nel considerare come rappresentativa la sola misura realizzata nei pressi del suolo.

3. TEORIA DI BASE DELLA DISPERSIONE DEGLI INQUINANTI IN ATMOSFERA

Fin qui si è concentrata tutta l'attenzione nello studio qualitativo e quantitativo del *PBL*, individuando un modello matematico capace di descriverne realisticamente le caratteristiche principali, in particolare la turbolenza. A questo punto diviene possibile cominciare lo studio della dispersione di sostanze (solide, aerosol e gassose) emesse entro il *PBL*, in modo da poterne stimare la concentrazione nello spazio e nel tempo. Nel seguito, per semplicità, tali sostanze emesse verranno indicate genericamente con il termine *inquinanti*, anche se spesso esse sono di origine totalmente naturale, come accade, per esempio, per le emissioni gassose e solide provenienti dai vulcani e per le spore ed i virus. Ci sono due approcci metodologici profondamente differenti per descrivere la dispersione degli inquinanti nel *PBL*.

Il primo metodo prende il nome di approccio Euleriano. Secondo tale approccio, la dinamica della dispersione delle sostanze chimiche inquinanti è descritta avendo come *riferimento spaziale* un sistema fisso di coordinate cartesiane ortogonali solidale con la superficie terrestre. Questo è il modo consueto con cui vengono trattati in Fisica i fenomeni di trasferimento di calore e di massa e, nel caso della Micrometeorologia, anche il modo consueto usato per descrivere matematicamente i campi meteorologici. Come sarà chiaro nel seguito, il metodo euleriano cerca di formulare le principali variabili statistiche legate alla concentrazione dei diversi inquinanti sulla base delle proprietà statistiche delle velocità euleriane del fluido, cioè delle velocità misurate in un punto fisso del *PBL*. Una formulazione di questo tipo è molto utile non solo perché la statistica euleriana è facilmente misurabile con i normali strumenti usati in meteorologia, ma anche perché le espressioni matematiche che ne derivano sono immediatamente applicabili in situazioni in cui si ha la presenza di reazioni chimiche. Sfortunatamente, l'approccio euleriano comporta seri ostacoli. Il primo ostacolo risiede nel fatto che il modello matematico cui tale approccio dà origine non consente soluzioni analitiche sufficientemente generali ed immediatamente utilizzabili. Il secondo ostacolo, invece, è connesso con il problema della chiusura che può rendere difficile la rappresentazione realistica della dispersione degli inquinanti in un *PBL* fortemente convettivo. Oltre a ciò va rilevato che un modello di tipo euleriano normalmente si presenta come un'equazione differenziale alle derivate parziali che richiede quindi una soluzione numerica e, come noto, gli algoritmi numerici impiegati possono condizionare pesantemente i risultati finali.

Il secondo approccio è l'approccio Lagrangiano in cui i *cambiamenti di concentrazione sono descritti relativamente al moto del fluido*. Ma come sarà più chiaro nel seguito, la peculiarità principale di tale approccio non è tanto il differente sistema di riferimento, quanto piuttosto l'atteggiamento che sta alla base di tale descrizione. Mentre nell'approccio euleriano si ipotizza di essere effettivamente in grado di descrivere con esattezza la fisica che sta alla base del trasporto e della dispersione degli inquinanti in aria, nell'approccio Lagrangiano si parte dal presupposto che la nostra ignoranza sulla fisica del fenomeno sia talmente grande da essere costretti ad usare la statistica come mezzo descrittivo. In pratica, le tecniche lagrangiane cercano di descrivere la statistica delle concentrazioni in termini di proprietà statistiche degli spostamenti di gruppo di particelle rilasciate nel fluido. La matematica di tale approccio, anche se non sembra a prima vista, è più trattabile di quella dei metodi Euleriani, non essendoci espliciti problemi di chiusura, ma l'applicabilità pratica diretta delle equazioni che ne derivano è limitata dal fatto che queste equazioni non consentono una descrizione diretta delle reazioni chimiche non lineari spesso molto importanti nella normale dinamica del *PBL*.

Come si vedrà nel seguito, i due approcci comportano differenti tipi di relazioni matematiche per descrivere la concentrazione degli inquinanti, espressioni matematiche differenti che però, in ultima analisi, possono essere messe in relazione le une con le altre. Ciascun approccio è una valida descrizione della dispersione turbolenta: la scelta di quale approccio adottare in una data situazione dovrà essere deciso caso per caso, nelle situazioni reali. In questo capitolo vengono presentati, in termini abbastanza generali, i due differenti approcci, riferendoci alla celebre lezione di Lamb (1980) e a quanto presentato in Seinfeld e Pandis (1998). Nei capitoli successivi introdurremo poi differenti famiglie di modelli che possono essere applicati sulla pratica e che comunque derivano da uno dei due approcci.

3.1 I FONDAMENTI DELLA TEORIA EULERIANA.

3.1.1 La formulazione istantanea di base.

L'ipotesi alla base dell'approccio euleriano è la *sicurezza* che le leggi della fluidodinamica siano in grado di descrivere in modo completo e perfetto (e quindi *deterministico*) il fenomeno della dispersione degli inquinanti nel PBL. E' questo, quindi, un approccio completamente deterministico ed in ultima analisi, *si basa sulla scrittura dell'equazione di conservazione delle sostanze inquinanti presenti nel PBL*. A differenza di quanto abbiamo fatto nel Cap.2, in questo caso non è più possibile considerare la miscela gassosa che costituisce il PBL come un'entità unica (che abbiamo chiamato genericamente aria), ma al contrario siamo costretti:

- a descrivere *individualmente* le diverse sostanze inquinanti a cui siamo interessati;
- a tener conto del fatto che alcune di esse non sono gas inerti, ma sostanze più o meno reattive chimicamente;
- a tener conto che alcune possono presentare un decadimento radioattivo;
- a tener conto che alcune sono particelle solide o aerosol.

Si consideri inizialmente un solo inquinante di tipo gassoso. Se si concentra l'attenzione su un piccolo volume d'aria (una particella, dunque) come mostrato in Fig.3.1 e si trascura la diffusività molecolare, è possibile cercare di applicare ad esso la conservazione della massa dell'inquinante considerato. In particolare, si consideri il flusso di inquinante che transita nel volume lungo la direzione x in un intervallo di tempo δt . Tale flusso è pari a:

$$F_x = (c \cdot u_1 - c \cdot u_2) \cdot \delta y \cdot \delta z \quad [3.1a]$$

dove u_1 è la componente u della velocità dell'aria entrante nel volume attraverso la faccia di sinistra e u_2 è la velocità uscente dalla faccia di destra. Dato che δx è piccolo, è possibile realizzare la seguente espansione in serie di Taylor:

$$c \cdot u_2 = c \cdot u_1 + \left. \frac{\partial(c \cdot u)}{\partial x} \right|_1 \delta x + \frac{1}{2} \cdot \left. \frac{\partial^2(c \cdot u)}{\partial x^2} \right|_1 \delta x^2 + \dots \quad [3.1b]$$

Da queste considerazioni risulta che il flusso in transito è pari a:

$$F_x = \left\{ c \cdot u_1 - \left(c \cdot u_1 + \left. \frac{\partial(c \cdot u)}{\partial x} \right|_1 \delta x + \frac{1}{2} \cdot \left. \frac{\partial^2(c \cdot u)}{\partial x^2} \right|_1 \delta x^2 + \dots \right) \right\} \delta y \cdot \delta z \quad [3.1c]$$

$$\approx - \frac{\partial(c \cdot u)}{\partial x} \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z$$

Analogamente si può ragionare per la massa in transito nelle direzioni y e z .

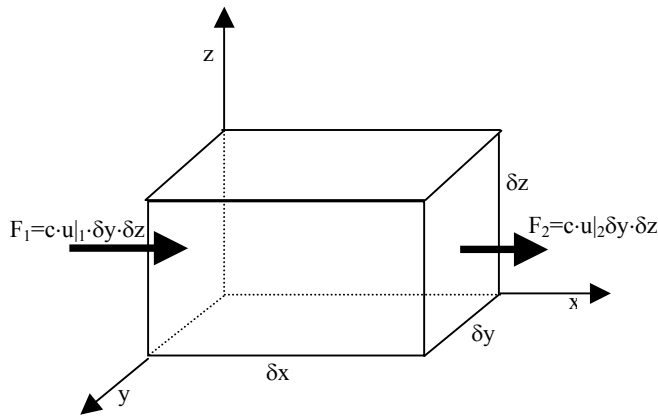


Fig. 3.1: volume elementare per il calcolo della conservazione della massa.

Il *bilancio di massa istantaneo* richiede che la variazione di concentrazione entro il volume di controllo sia pari alla somma algebrica dei flussi, delle sorgenti presenti nel volume e dei processi di trasformazione e rimozione che hanno luogo nel volume stesso. In pratica si ha che:

$$\left(\delta x \cdot \delta y \cdot \delta z \cdot \frac{\partial c}{\partial t} \right) = -\delta x \cdot \delta y \cdot \delta z \cdot \left\{ \frac{\partial(c \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(c \cdot v)}{\partial y} + \frac{\partial(c \cdot w)}{\partial z} \right\} + \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z \cdot (S + R + T) \quad [3.1d]$$

dove S è il termine di sorgente, R è il termine di rimozione e T è il termine che tiene conto delle trasformazioni chimiche e non solo. Questa relazione deve valere qualunque sia il volume di controllo considerato, pertanto si ha che:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \left\{ \frac{\partial(c \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(c \cdot v)}{\partial y} + \frac{\partial(c \cdot w)}{\partial z} \right\} = S + R + T \quad [3.1e]$$

che è l'equazione istantanea di bilancio di massa per un generico inquinante. In questa equazione tutte le variabili presenti sono variabili istantanee.

Prima di procedere è opportuno introdurre il concetto di derivata sostanziale definita come:

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + \left\{ \frac{\partial(c \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(c \cdot v)}{\partial y} + \frac{\partial(c \cdot w)}{\partial z} \right\} \quad [3.1f]$$

che rappresenta la variazione di concentrazione in un volume di controllo che si muove nello spazio con la velocità del fluido in cui il volume è immerso. E' quindi una variabile di tipo lagrangiano e la (3.1f) mette in relazione le variazioni di tipo lagrangiano (di un volume in movimento con le masse d'aria) con la variazione euleriana (vista da un osservatore per un volume di controllo fisso) ed i flussi avvevativi (anch'essi variabili di tipo euleriano).

Se siamo interessati a N sostanze inquinanti differenti, per il generico inquinante i -esimo è possibile scrivere la **relativa equazione di conservazione istantanea**, che si riduce nella seguente equazione differenziale alle derivate parziali:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \frac{\partial(uc_i)}{\partial x} + \frac{\partial(vc_i)}{\partial y} + \frac{\partial(wc_i)}{\partial z} = D_i \left[\frac{\partial^2 c_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c_i}{\partial z^2} \right] + R_i(c_1, c_2, \dots, c_N, T) + S_i(x, y, z, t) \quad [3.2]$$

in cui c_i è la concentrazione istantanea dell'inquinante i -esimo nel punto $P(x,y,z)$ al tempo t . Le coordinate spaziali cui si riferisce tale equazione sono quelle di un normale sistema di cartesiano ortogonale fisso rispetto al suolo ed il tempo è relativo ad un generico istante iniziale t_0 , definito arbitrariamente. Nella (3.2) D_i è la diffusività molecolare della specie i -esima, mentre con R_i ed S_i sono state *simbolicamente* indicate rispettivamente la cinetica chimica che coinvolge la specie i e tutti i termini di sorgente (produzione o distruzione). In sostanza, (3.2) afferma che la variazione euleriana nel tempo della concentrazione istantanea dell'inquinante i dipende:

- dal trasporto istantaneo operato dal campo di vento istantaneo, di cui u , v e w sono le componenti cartesiane relative;
- dalla diffusione molecolare, rappresentata dal primo addendo della parte destra della (3.2);
- dalla reattività chimica della specie i -esima rispetto alle altre sostanze presenti in aria;
- dal termine di sorgente S_i , che rappresenta il tasso di produzione o di distruzione (per esempio il decadimento radioattivo) nel punto P al tempo t della specie i .

Se si considera con attenzione la (3.2), risulta immediato fare le considerazioni seguenti:

- dato che si è interessati non solo all'inquinante i -esimo, ma a tutti gli N inquinanti, in realtà la (3.2) rappresenta sinteticamente *tutte le N* equazioni di conservazione, una per ciascun inquinante;
- la presenza del termine R_i , che tiene conto *sinteticamente* di tutte le equazioni chimiche in cui è coinvolto il generico inquinante i , implica che tale termine *leggerà funzionalmente* tutte le equazioni di conservazione delle sostanze considerate. Se tutte compaiono nelle equazioni di cinetica chimica, allora la (3.2) rappresenta sinteticamente un sistema di equazioni differenziali alle derivate parziali;
- nella (3.2) sono presenti i *valori istantanei* delle tre componenti del vento e ciò comporta, quindi, che perché sia possibile (almeno teoricamente) che tale sistema costituisca un modello matematico della dispersione degli inquinanti nel *PBL*, è necessario completarlo con le equazioni di conservazione della quantità di moto (equazioni di Navier- Stokes), con l'equazione di conservazione dell'entalpia, dell'umidità e della massa complessiva. Inoltre la dipendenza del termine R_i dalla temperatura T richiederà di completare il sistema di equazioni differenziali alle derivate parziali fin qui indicato con l'equazione di stato dei gas.

Da queste osservazioni emerge un quadro sconcertante: il modello matematico euleriano che descrive l'evoluzione spazio-temporale della concentrazione istantanea di un insieme di inquinanti nel *PBL* è ancora più complesso del modello istantaneo di *PBL*. Tale modello, però, è un sistema chiuso di equazioni differenziali alle derivate parziali e quindi, almeno in teoria, autoconsistente. Come però già si è avuto modo di sottolineare, l'alto numero di Reynolds che caratterizza il *PBL* indica chiaramente come la turbolenza sia la caratteristica principale di questa parte di troposfera e ciò determina il fatto che il modello istantaneo del *PBL* non sia usabile in pratica e a maggior ragione non lo sia neppure il modello istantaneo della dispersione delle sostanze inquinanti.

3.1.2 Gli effetti della turbolenza

Si consideri un rilascio istantaneo e localizzato di una generica sostanza emessa nel *PBL*, che chiameremo da qui in poi *puff*. Tale *puff* si troverà ad interagire con l'aria circostante caratterizzata da uno stato di turbolenza più o meno elevato a seconda del livello di convettività presente nel punto considerato. Se il *PBL* si trova in situazioni stabili la turbolenza risulta completamente costituita da vortici di piccole dimensioni di origine meccanica e dovuti allo *shear* del vento. Tanto più elevata è la stabilità tanto più piccole sono le dimensioni di tali vortici. Con l'aumentare della convettività, accanto ai vortici generati per lo *shear* del vento, vengono a crearsi anche vortici di dimensioni sempre maggiori, molto meno isotropi, che frequentemente occupano l'intero *ML*.

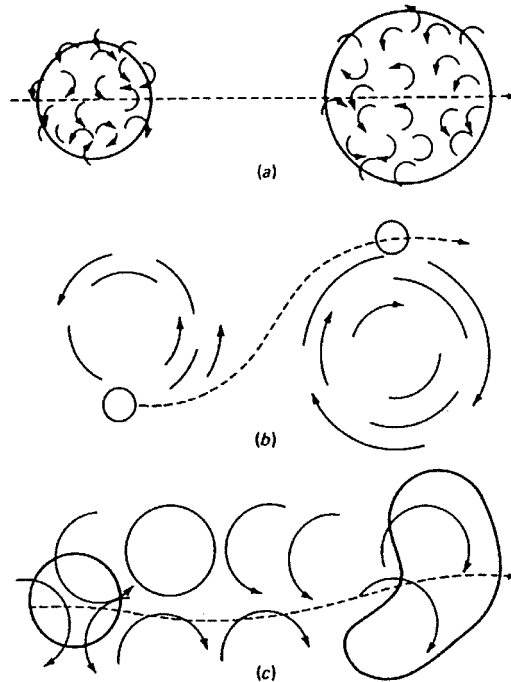


Fig.3.2: interazione di un *puff* di inquinante con i vortici del *PBL*.

Se un *puff* si trova ad interagire con vortici di dimensione caratteristica inferiore alla propria, il *puff* ingloba (*entrainment*) i vortici di piccola dimensione, ingrossandosi e diminuendo la propria concentrazione media proporzionalmente al proprio aumento di volume (Fig.3.2a). In questo caso, osservando il *puff* potremmo concludere che su di esso abbia agito una sorta di fenomeno di tipo diffusivo, che però nulla ha che vedere con la diffusione molecolare. E' consuetudine dire che il *puff* ha subito un *diffusione turbolenta*, anche se a rigore questa affermazione non è corretta. Se, invece, il *puff* si trova a dover interagire con vortici di dimensione molto superiore alla propria, il *puff* viene praticamente spostato nella sua interezza, seguendo il moto della struttura coerente finché quest'ultima non si dissolve (Fig.3.2b). Quando, infine, incontra vortici di dimensione paragonabile alla propria, il *puff* viene disperso (cioè aumenta il proprio volume inglobando aria) e distorto a causa dei vortici turbolenti (Fig.3.2c). Nella realtà il *puff* si troverà ad incontrare vortici di diversa dimensione e quindi presenterà un comportamento pari alle combinazioni dei tre comportamenti elementari indicati. Naturalmente, a tutto ciò si somma un trasporto orizzontale medio causato dal movimento medio delle masse d'aria.

Se invece di un'emissione istantanea, si considerasse un'emissione continua da un punto, ciò

che risulterà visibile sarà un *pennacchio di inquinante* (che nel seguito indicato col termine *plume*) sottovento al punto di emissione. Sperimentalmente è possibile individuare alcune situazioni tipiche. Se la *situazione è convettiva* (vento debole e forte soleggiamento), l'interazione tra il *plume* ed i vortici presenti, in parte di piccola dimensione e di origine meccanica ed in parte di grande dimensione e di origine convettiva, comporterà come risultato finale un *plume*, ondeggiante sia sull'orizzontale che in verticale e che gradualmente aumenterà la propria dimensione trasversale. Tale comportamento prende il nome di *looping* (si veda per esempio la Fig.2.10). Se la *situazione è quasi adiabatica* (cioè caratterizzata da venti di forte intensità e scarso soleggiamento), la turbolenza presente sarà prevalentemente di tipo meccanico con vortici di piccole dimensioni e sostanzialmente isotropi. Tali vortici verranno quindi inglobati entro il *plume* che si espanderà a forma di cono sottovento al punto di emissione. Tale fenomeno prende il nome di *coning*. Nelle *situazioni notturne ad elevata stabilità* (cielo sereno e vento di debole intensità) i vortici turbolenti presenti saranno di origine meccanica e prevalentemente orizzontali. La loro interazione col *plume* farà sì che quest'ultimo presenti una dispersione maggiore in senso orizzontale, mentre la dimensione verticale crescerà molto più lentamente. Questo comportamento è del tutto congruente col fatto che in un *PBL* stabile i moti verticali vengono sostanzialmente inibiti. Questo fenomeno prende il nome di *fanning*.

3.1.3 L'equazione euleriana per la concentrazione media.

Il modello euleriano, rappresentato dalla (3.2), è stato ottenuto dalla legge di *conservazione istantanea* della specie *i*-esima. In un fluido turbolento, tutte le variabili fisiche, sia meteorologiche che chimiche variano nello spazio e nel tempo in maniera apparentemente casuale, rendendo di fatto inapplicabile l'equazione di bilancio (3.2). Per ottenere qualche risultato di utilità pratica è opportuno ripercorrere la strada utilizzata nel Cap.2 per giungere al modello matematico del *PBL*. Prima di iniziare questa discussione è opportuno fare alcune osservazioni. Se nel modello istantaneo si trascura la diffusione molecolare, le reazioni chimiche ed il termine di sorgente, la (3.2) si trasforma nella forma seguente:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \frac{\partial(uc_i)}{\partial x} + \frac{\partial(vc_i)}{\partial y} + w \frac{\partial(wc_i)}{\partial z} = 0 \quad [3.3]$$

cioè la variazione istantanea della concentrazione c_i di un generico inquinante in un dato punto dello spazio *varia nel tempo solo a causa del trasporto istantaneo operato dall'aria del PBL*. Tuttavia, se si adotta l'*ipotesi di Reynolds*, ogni singola componente istantanea del vento può essere considerata la sovrapposizione di una *componente media* (variabile con regolarità e lentamente nel tempo) e di una *fluttuazione* all'apparenza casuale e dovuta a vortici di varie dimensioni. Pertanto, alla luce di queste considerazioni, la (3.3) afferma che un *puff* rilasciato in un punto subisce due tipi diversi di trasporto:

- un trasporto regolare dovuto alla velocità media del vento: l'aspetto di un pennacchio di fumo visto da lontano è sostanzialmente dovuto a questo processo;
- un trasporto irregolare dovuto alle strutture turbolente: nel caso di un pennacchio di fumo, questo è il processo responsabile dell'irregolarità della sua forma quando venga osservato da vicino e dello sparpagliamento del fumo attorno al baricentro del pennacchio stesso.

Si è quindi di fronte ad un *trasporto convettivo* che, però, presentando molte affinità col moto disordinato caratteristico della diffusione irregolare, viene detto *diffusione turbolenta*. Se si adotta l'ipotesi di Reynolds per le componenti del vento $u_j = (u, v, w)$ e per la concentrazione dei

vari inquinanti presenti, la (3.2) diviene:

$$\frac{\partial(\bar{c} + c')}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\bar{c} + c') (\bar{u}_j + u'_j) \right] \right) = S_c + D_i \frac{\partial^2(\bar{c} + c')}{\partial x_j^2} + R_i \left[\bar{c}_1 + c'_1; \bar{c}_2 + c'_2; \dots; \bar{c}_N + c'_N \right] \quad [3.4]$$

Va ancora una volta ricordato che quando si parla di media, a rigore ci si riferisce ad *un operatore media* che rispetti le condizioni illustrate al Cap.2. La *media di insieme* sarebbe una scelta teoricamente corretta, anche se dal punto di vista pratico si deve ripiegare sulla media temporale o sulla media spaziale che però non rispettano tutte le condizioni richieste. Se si media la (3.4), si ottiene l'equazione seguente:

$$\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \left(\bar{u}_j \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x_j} \right) = \bar{S}_c - \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{c}'_i u'_j) \right) + D_i \frac{\partial^2 \bar{c}_i}{\partial x_j^2} + \bar{R}_i \quad [3.5]$$

Il secondo termine di sinistra rappresenta il *trasporto regolare* di un inquinante dovuto al moto medio dell'atmosfera e normalmente viene denominato **termine avvettivo**, mentre nel secondo termine del membro di destra dell'equazione riconosciamo il trasporto irregolare dovuto alle strutture turbolente presenti nel *PBL*. E' quindi un termine di flusso e viene normalmente denominato **termine diffusivo**. Il terzo termine di destra è di diffusione molecolare; il suo peso, anche in questo caso, è decisamente trascurabile e nel seguito verrà completamente ignorato. Se si considera attentamente la (3.5), trascurando per il momento il termine \bar{R}_i che rappresenta, tra l'altro, le varie reazioni chimiche che hanno luogo tra il generico inquinante considerato e gli altri presenti in aria, si notano alcune circostanze interessanti:

- l'equazione prognostica per la concentrazione media \bar{c}_i richiede la conoscenza dei campi medi delle tre componenti del vento. Questo è il primo legame evidente tra la (3.5) ed il modello matematico del *PBL*. Questo legame non è destinato a creare particolari problemi dal punto di vista pratico, perché, di fatto, crea un legame di subordinazione della (3.5) rispetto al modello di *PBL* deputato a fornire il solo campo di vento medio.
- il termine diffusivo, invece, crea un legame decisamente più forte e complicato con le variabili meteorologiche che, in qualche modo, deve essere realizzato al fine di rendere effettivamente utilizzabile la (3.5).

Un modo per poter trattare in modo corretto il problema indotto della presenza del termine diffusivo sta nel considerare nel loro complesso tutte le equazioni prognostiche del *PBL*, cioè le equazioni per le componenti medie del vento, l'equazione della temperatura potenziale media e dell'umidità e le equazioni di conservazione di tutte le specie chimiche presenti ed adottare per tutti i termini diffusivi presenti nelle varie equazioni (soprattutto quelli relativi ai gradienti verticali di flusso) un'opportuna ipotesi di chiusura, scelta in modo da poter descrivere in modo realistico anche le situazioni convettive. Lo schema di chiusura non potrà che essere o uno degli schemi locali della famiglia Mellor-Yamada o uno schema non locale. Questa metodologia garantisce ottimi risultati a costi computazionali notevolmente elevati e non si presta ad operare in molte situazioni di interesse pratico, in cui sarebbero richiesti modelli di complessità decisamente minore e con minori esigenze di calcolo. Per raggiungere un tale obiettivo è necessario *chiudere* la (3.5) in modo tale che l'unico legame tra l'equazione prognostica per \bar{c}_i e la meteorologia sia costituito dal legame di subordinazione con i campi medi delle

componenti del vento. E' immediato constatare che perché si possa giungere a ciò è necessario parametrizzare i termini diffusivi della (3.5) con una chiusura del primo ordine (chiusura K). Seguendo la strada tracciata in precedenza, una tale chiusura richiede che:

$$\overline{u_j'c_j'} = -\sum_{k=1}^3 K_{jk} \frac{\partial \overline{c_i}}{\partial x_k} \quad [3.6a]$$

dove $[K_{jk}]$ è il *tensore di diffusività turbolenta* . Le componenti K_{jk} del tensore sono, in generale, funzioni dello spazio e del tempo che però si assumono note e dipendenti dalla turbolenza presente nel *PBL*. In pratica, per semplicità, si ipotizza che la matrice che definisce il tensore K sia diagonale e quindi che gli unici elementi diversi da zero siano $K_{11}=K_{xx}$, $K_{22}=K_{yy}$ e $K_{33}=K_{zz}$. Con questa semplificazione, la (3.6a) si riduce alla forma seguente:

$$\overline{u_j'c_j'} = -K_{jj} \frac{\partial \overline{c_i}}{\partial x_j} \quad [3.6b]$$

Un problema a parte è dato da $\overline{R_i}$ che rappresenta, tra l'altro, le reazioni chimiche tra la specie i e tutte le altre presenti. Seinfeld e Pandis (1998) hanno provato che l'approssimazione:

$$\overline{R_i}(c_1, c_2, \dots, c_N) = R_i(\overline{c_1}, \overline{c_2}, \dots, \overline{c_N}) \quad [3.7]$$

è una semplificazione decisamente drastica, anche se comoda, della realtà. Infatti la sua validità risulta buona solo se:

- le reazioni chimiche coinvolte risultano lente se paragonate con il tempo di scala caratteristico della turbolenza caratteristica del *PBL*,
- la scala di variazione dei campi medi di concentrazione risulta ben superiore alla corrispondente scala caratteristica dei fenomeni turbolenti.

Queste condizioni sono spesso violate in presenza di sorgenti intense ed isolate. Se si riassume quanto fin qui presentato, si giunge alla *relazione euleriana* seguente per la concentrazione media di un generico inquinante i :

$$\frac{\partial \overline{c_i}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \left(\overline{u_j} \cdot \frac{\partial \overline{c_i}}{\partial x_j} \right) = \sum_{j=1}^3 \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left[K_{jj} \frac{\partial \overline{c_i}}{\partial x_j} \right] \right\} + \overline{S_c} + R_i(\overline{c_1}, \dots, \overline{c_N}) \quad [3.8]$$

chiamata *equazione semiempirica della dispersione in atmosfera*. Tale equazione è stata scritta in modo sintetico; in essa $x_j = (x, y, z)$ se j è pari rispettivamente a 1,2,3 e analogamente vale per $u_j = (u, v, w)$. Se gli inquinati di interesse sono N , si avranno N equazioni del tipo (3.8) tra loro legate attraverso i termini R_i e direttamente dipendenti dal campo medio del vento. Questa equazione costituisce il punto di riferimento della teoria euleriana della dispersione degli inquinanti in aria. Tale equazione differenziale alle derivate parziali, tanto simile ad alcune celebri equazioni differenziali studiate dalla Fisica Matematica, ha inevitabilmente stuzzicato la fantasia dei fisici che si sono cimentati a cercarne una soluzione *analitica*. Molto è stato scritto e probabilmente si scriverà ancora sull'argomento. Va comunque precisato che non ci sono speranze concrete di risolvere in questo modo il problema della dispersione degli inquinanti in atmosfera e che gran parte di queste *soluzioni analitiche* di fatto costituiscono solo un *bizzarro esercizio accademico*. Qui di seguito ne vengono presentate alcune perché da esse sono stati poi derivati dei modelli semiempirici di dispersione molto utilizzati nella pratica.

3.1.4 La relazione analitica gaussiana.

La (3.8), pur essendo una relazione approssimata del trasporto e della dispersione degli inquinanti in atmosfera, non si presta comunque ad un uso pratico immediato a causa della sua natura differenziale. E' quindi necessario tentare ulteriori approssimazioni che consentano di ottenere espressioni analitiche di uso più immediato. Da queste considerazioni sono nati celebri modelli entrati ormai in uso nella pratica e di cui si conoscono i limiti applicativi e le caratteristiche funzionali. Il punto di partenza comune a tutti questi modelli è il comportamento di un tipo particolare di sorgente, idealizzata come un punto geometrico (*sorgente puntuale*). Ci si può riferire ad una ciminiera come esempio concreto di tale entità, purché naturalmente il suo effetto venga considerato a distanze grandi rispetto al diametro. L'inquinamento prodotto da un insieme di ciminiere potrà allora essere descritto per sovrapposizione degli effetti delle singole ciminiere. Inoltre, anche distribuzioni continue di sorgenti (aree urbane, autostrade, aeroporti, ecc.) potranno essere descritte sovrapponendo un numero adeguato di sorgenti puntiformi. Per illustrare la base teorica di questi modelli approssimati è conveniente riscrivere la (3.8) con una simbologia più semplice, ricordando che in questa equazione e nelle successive verranno considerate solo grandezze medie e mai istantanee. Si ha quindi:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{xx} \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_{yy} \frac{\partial c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{zz} \frac{\partial c}{\partial z} \right) \quad [3.9]$$

In essa sono state fatte varie ipotesi ed approssimazioni. In primo luogo si è supposto che il vento abbia una direzione (media) costante, che si è assunta concorde con l'asse x . In secondo luogo sono stati eliminati i termini di sorgente e di reattività chimica, supponendo così implicitamente che l'inquinante trattato sia chimicamente inerte e, una volta immesso in atmosfera, la sua quantità non vari. Si è inoltre ipotizzato che i coefficienti di diffusività K_{xx} , K_{yy} e K_{zz} fossero costanti nello spazio e nel tempo. Con queste ipotesi semplificative la (3.9) risulta esattamente risolvibile analiticamente in alcuni semplici casi, molto idealizzati.

3.1.4.1 La formulazione gaussiana puff

Si consideri una sorgente punto, posta all'origine del sistema di riferimento, che emette un *puff* contenente una quantità Q di inquinante a $t = 0$. Si ipotizzi, inoltre un campo di vento omogeneo e stazionario con velocità u diretta con l'asse x . Se si assumono le seguenti condizioni:

- $c(x,y,z)$ è ovunque nulla al tempo di $t = 0$, ad eccezione del punto $(0,0,0)$,
- $c(x,y,z)$ tende a 0 ovunque quando $t \rightarrow \infty$,

la (3.9) ammette la seguente soluzione analitica:

$$c(x, y, z, t) = \frac{Q}{(4\pi t)^{3/2} (K_{xx} K_{yy} K_{zz})^{1/2}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{4t} \left[\frac{(x-ut)^2}{K_{xx}} + \frac{y^2}{K_{yy}} + \frac{z^2}{K_{zz}} \right] \right\} \quad [3.10]$$

nota come **formulazione gaussiana puff di base**. Utilizzando le proprietà della funzione esponenziale, si vede che il risultato trovato consta del *prodotto di tre distribuzioni gaussiane* relativamente alle tre direzioni spaziali. Si vede inoltre che, all'istante t , la distribuzione di inquinante entro il *puff* risulta avere un massimo nel punto di coordinate $(ut, 0, 0)$, situato alla

stessa quota della sorgente ($z = 0$), in linea con essa ($y = 0$) ma traslato con la velocità del vento in $x = ut$. La deviazione standard delle distribuzioni nelle tre direzioni cresce proporzionalmente a $t^{1/2}$, in accordo col progredire del processo diffusivo che trasporta l'inquinante sempre più lontano dal punto di massimo. Parallelamente, la concentrazione massima, data da:

$$c_{\max} = \frac{q}{(4\pi t)^{3/2} (K_{xx} K_{yy} K_{zz})^{1/2}} \quad [3.11a]$$

decrece inversamente a $t^{3/2}$. Questa è una conseguenza diretta della conservazione della massa totale di inquinante emesso dato che, come è immediato verificare, si ha che ad ogni istante

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \int_{-\infty}^{+\infty} c(x, y, z) dz = Q \quad [3.11b]$$

La singolarità per $t = 0$ della relazione deriva dalle approssimazioni fatte. Dato che a $t = 0$ viene emessa una quantità finita di inquinante in un punto, la concentrazione di tale inquinante in tale punto non può che essere infinita. Questa singolarità comunque scompare rapidamente col passare del tempo.

3.1.4.2 La formulazione gaussiana plume

Un altro semplice caso trattabile analiticamente (e probabilmente il più celebre e quello da cui sono nati la maggior parte dei modelli semiempirici di utilizzo ingegneristico) è costituito da una sorgente puntuale posta nell'origine del sistema di riferimento che emette inquinante con un tasso costante q ($g \cdot s^{-1}$). Se il vento è omogeneo (non varia nello spazio) e stazionario (non varia nel tempo), con velocità u e direzione secondo l'asse x , questo caso può essere visto come la sovrapposizione dei *puff* emessi in ogni intervallo di tempo dt e contenenti una quantità di inquinante pari a $dQ = qdt$. La trattazione analitica di questo caso ha come punto di partenza la soluzione gaussiana base *puff* che dovrà essere integrata nel tempo. La deduzione analitica della soluzione non è semplice ed in Seinfeld e Pandis (1998) sono riportati i dettagli e le molte semplificazioni adottate per giungere ad una soluzione relativamente semplice. In definitiva, se l'emissione ha luogo dal tempo $t = 0$, il campo di concentrazione media sarà pari a:

$$c(x, y, z, t) = \int_0^t \frac{q dt}{[4\pi(t-\tau)]^{3/2} (K_{xx} K_{yy} K_{zz})^{1/2}} \cdot \exp\left[-\frac{1}{4(t-\tau)} \left[\frac{(x-u(t-\tau))^2}{K_{xx}} + \frac{y^2}{K_{yy}} + \frac{z^2}{K_{zz}} \right]\right] d\tau \quad [3.12a]$$

A regime ($t \gg 0$), tale relazione si semplifica notevolmente assumendo la forma seguente:

$$c(x, y, z) = \frac{q}{4\pi (K_{xx} K_{yy} K_{zz})^{1/2} \left(\frac{x^2}{K_{xx}} + \frac{y^2}{K_{yy}} + \frac{z^2}{K_{zz}} \right)^{1/2}} \cdot \exp\left[\frac{ux}{2K_{xx}} - \frac{u}{2\sqrt{K_{xx}}} \cdot \left(\frac{x^2}{K_{xx}} + \frac{y^2}{K_{yy}} + \frac{z^2}{K_{zz}} \right)^{1/2} \right] \quad [3.12b]$$

In realtà il grado di dettaglio contenuto in questa relazione è eccessivo ai fini pratici in quanto nella maggior parte dei casi si ha che $x^2/K_{xx} \gg y^2/K_{yy} + z^2/K_{zz}$ come è evidente non appena ci si sia allontanati un poco dall'ubicazione della sorgente. Questa osservazione consente ulteriori semplificazioni che, una volta definite:

$$\sigma_y = \left(\frac{2x}{u} K_{yy} \right)^{1/2} \quad \sigma_z = \left(\frac{2x}{u} K_{zz} \right)^{1/2} \quad [3.12c]$$

portano all'equazione seguente, che esprime l'effetto stazionario di una sorgente che emette con continuità inquinante ad un tasso costante q :

$$c(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \cdot \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2} \right] \quad [3.12d]$$

nota come **formulazione base gaussiana plume**. L'importanza pratica di questo caso limite si deve al fatto che, se si è interessati all'inquinamento prodotto a una distanza x sottovento alla sorgente, questa può ritenersi apprezzabilmente continua e di durata infinita purché la sua emissione non vari di molto in tempi paragonabili al **tempo di volo** x/u dalla sorgente al punto in questione.

Le formule fin qui scritte si riferiscono al caso di una sola sorgente, ma si generalizzano in modo ovvio a quello di diverse sorgenti. In assenza, infatti, di reazioni chimiche vale il principio della sovrapposizione degli effetti.

La generalizzazione della (3.11d) al caso di un'emissione puntuale posta ad una quota H è immediata. Si ha infatti :

$$c(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \cdot \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2} \right] \quad [3.13]$$

Le soluzioni dell'equazione della diffusione sopra riportate descrivono, nelle situazioni idealizzate cui si riferiscono, la dispersione dell'inquinante essenzialmente in uno spazio infinito privo di ostacoli. In realtà, se si considera un'emissione a quota H (per esempio una ciminiera), l'effetto del suolo sarà trascurabile fino a distanze dalla ciminiera tali che $\sigma_z < H$, ma diverrà importante a distanze superiori. Nella situazione idealizzata in cui il suolo sia piatto e non assorba l'inquinante, ma costituisca semplicemente una barriera che lo riflette verso l'alto, è possibile correggere le formule precedenti sovrapponendo alla sorgente vera l'effetto di una sorgente immagine fittizia posta ad una quota pari a $(-H)$. In questo caso la (3.13) si trasforma nella relazione seguente:

$$c(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right) \cdot \left\{ \exp\left(-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2} \right) + \exp\left(-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2} \right) \right\} \quad [3.14]$$

E' immediato dimostrare che queste espressioni soddisfano la condizione al contorno:

$$-K_z \left. \frac{\partial c}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad [3.15]$$

che esprime il fatto ovvio che il trasporto di inquinante attraverso il suolo (rappresentato dal piano $z = 0$) è appunto nullo. In modo analogo si può tener conto del fatto che l'inquinante non può attraversare il confine della zona di mescolamento, introducendo un'altra sorgente fittizia ad altezza opportuna al di sopra di tale limite, come si vedrà in dettaglio nel capitolo successivo.

3.1.4.3 La sorgente continua lineare

Un caso molto interessante è quando l'intero asse y è una sorgente che emette l'inquinante con intensità lineare λ ($\text{g}\cdot\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$). In questo caso, l'intensità della sorgente elementare relativa ad un trattino dy è data da λdy e la concentrazione prodotta da tale sorgente si ottiene dalla (3.12d) eseguendo un'integrazione da $-\infty$ a $+\infty$. Il risultato è:

$$c = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi}\sigma_z u} \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad [3.16a]$$

Questa relazione può descrivere, ad esempio, la dispersione dell'inquinante prodotto da una strada percorsa da traffico intenso disposta trasversalmente rispetto al vento e di dimensioni lineari rilevanti. Nel caso poi in cui tale sorgente lineare sia posta ad una quota H , la relazione precedente si trasforma in:

$$c(x, y, z) = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi}\sigma_z u} \cdot \left\{ \exp\left(-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right) \right\} \quad [3.16b]$$

che tiene conto anche dell'effetto riflettente operato dal suolo.

3.2 APPROCCIO LAGRANGIANO

3.2.1 La formulazione di base

L'approccio lagrangiano ipotizza che la parte di troposfera costituente il *PBL* sia rappresentabile mediante un numero elevatissimo di particelle in movimento. La peculiarità di tale approccio risiede nel fatto che si ammette fin da subito che tali particelle si muovono in modo casuale: è chiaro, quindi, il tentativo di realizzare una descrizione quasi microscopica del *PBL*, analoga alla descrizione che sta alla base della teoria cinetica dei gas.

Si consideri inizialmente una singola particella che al tempo t_0 si trovi nella posizione \underline{x}_0 (chiaramente entro il *PBL*, considerato come un fluido turbolento). Il moto di questa particella negli istanti successivi potrà essere descritto dalla sua traiettoria $X [x_0, t_0; t]$, cioè dalla posizione assunta dalla particella al passare del tempo $t > t_0$. Sia:

$$\psi(x_1, x_2, x_3, t) \cdot dx_1 dx_2 dx_3 = \psi(\underline{x}, t) d\underline{x} \quad [3.18a]$$

la probabilità che la particella al tempo t si trovi nel volume elementare $x_1+dx_1, x_2+dx_2, x_3+dx_3$. Così $\psi(\underline{x}, t)$ è la funzione di densità di probabilità (*pdf*) per la posizione della particella al

tempo t che, per definizione, deve soddisfare la condizione seguente:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\underline{x}', t') \cdot d\underline{x}' \quad [3.18b]$$

La densità di probabilità di trovare la particella nella posizione \underline{x} al tempo t può essere espressa come prodotto di altre due densità di probabilità:

- la densità di probabilità che, se la particella si trova nella posizione \underline{x}' al tempo t' , arriverà a \underline{x} al tempo t . Tale densità di probabilità la indichiamo col simbolo $Q(\underline{x}, t | \underline{x}', t')$ e le attribuiamo il nome di probabilità di transizione della particella.
- la densità di probabilità di trovare la particella nella posizione \underline{x} al tempo t indipendentemente dalla posizione \underline{x}' assunta al tempo t' . Essa risulta pari a :

$$\Psi(\underline{x}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\underline{x}, t | \underline{x}', t') \cdot \Psi(\underline{x}', t') \cdot d\underline{x}' \quad [3.19]$$

La $\psi(\underline{x}, t)$ è stata definita considerando una singola particella. Se, tuttavia, fosse presente inizialmente un numero arbitrario m di particelle e se la posizione della i -esima particella fosse completamente descritta dalla funzione densità $\psi_i(\underline{x}, t)$, si può mostrare che la concentrazione media di insieme nel punto \underline{x} è dato da:

$$\langle c(\underline{x}, t) \rangle = \sum_{i=1}^m \Psi_i(\underline{x}, t) \quad [3.20]$$

Esprimendo la $\psi_i(\underline{x}, t)$ presente nella relazione precedente in funzione della distribuzione iniziale delle particelle (quella cioè riscontrabile nello spazio a t_0) e della distribuzione spazio-temporale delle particelle emesse dalla sorgente $S(\underline{x}, t)$ (in particelle per volume e tempo) e sostituendo il tutto nella (3.19), si ottiene la seguente formula per la concentrazione media:

$$\langle c(\underline{x}, t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\underline{x}, t | \underline{x}_0, t_0) \cdot \langle c(\underline{x}_0, t_0) \rangle d\underline{x}_0 + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\underline{x}, t | \underline{x}', t') \langle S(\underline{x}', t') \rangle dt' d\underline{x}' \quad [3.21]$$

in cui il primo membro a destra rappresenta le particelle presenti a t_0 ed il secondo termine tiene conto delle particelle aggiunte dalla sorgente nell'intervallo temporale $t'-t_0$. Questa è la relazione fondamentale dell'approccio lagrangiano e descrive matematicamente l'evoluzione spazio-temporale della concentrazione delle sostanze inquinanti nel *PBL*. La determinazione di $\langle c(\underline{x}, t) \rangle$ una volta noto $\langle c(\underline{x}_0, t_0) \rangle$ e $S(\underline{x}', t')$ richiede la valutazione della probabilità di transizione $Q(\underline{x}_0, t_0 | \underline{x}', t')$. Se Q è noto per \underline{x} , \underline{x}' , t e t' , la concentrazione media $\langle c(\underline{x}, t) \rangle$ può essere calcolata risolvendo semplicemente la (3.21). Ci sono tuttavia due sostanziali problemi connessi con l'uso di questa relazione. Per prima cosa essa vale solo in assenza di reazioni chimiche. In secondo luogo una conoscenza così completa delle proprietà della turbolenza atmosferica, necessarie per determinare Q , non sono in generale disponibili, salvo che in situazioni molto semplici.

Riassumendo, le tecniche lagrangiane cercano di descrivere la statistica delle concentrazioni in termini di proprietà statistiche degli spostamenti di gruppi di particelle rilasciate nel fluido. La matematica di questo approccio è più trattabile di quella dei metodi euleriani, non essendoci evidenti problemi di chiusura, ma l'applicabilità delle equazioni risultanti è limitata dalla difficoltà di determinare in modo accurato le statistiche delle particelle. Inoltre, queste equazioni non sono direttamente applicabili a situazioni in cui le reazioni chimiche non lineari rivestono una notevole importanza. Qui di seguito, come nel caso euleriano, vengono presentate alcune soluzioni della (3.21) in situazioni altamente idealizzate, rimandando al Capitolo 7 la presentazione dei modelli lagrangiani effettivamente utilizzabili.

3.2.2 Le equazioni della concentrazione media in un fluido turbolento

L'utilizzabilità pratica dell'approccio lagrangiano dipende dalla capacità di valutare la probabilità di transizione $Q(x, t | x', t')$. Per affrontare il problema gradualmente cerchiamo situazioni in cui si nota tale probabilità o ne sia facilmente individuabile una realistica approssimazione. Si ritorni per un momento all'equazione dell'avvezione che, per una situazione di flusso monodimensionale con un termine generico di sorgente $S(x, t)$, diventa:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uc) = S(x, t) \quad [3.22]$$

L'obiettivo è risolvere tale equazione per una particolare scelta della velocità u e trovare la concentrazione c corrispondente a tale scelta. Si assuma che u sia indipendente dalla distanza sottovento x e dipenda solo da t ; in questo modo la velocità $u(t)$ è *solo una variabile casuale dipendente dal tempo*. Dato che $u(t)$ è una variabile casuale, è necessario specificare la rispettiva densità di probabilità. E' ragionevole assumere una probabilità di tipo gaussiano del tipo:

$$P_u(u) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \sigma_u} \exp\left[-\frac{(u - \bar{u})^2}{2\sigma_u^2}\right] \quad [3.23a]$$

dove il valore medio della velocità del vento è \bar{u} e la relativa varianza è σ_u^2 , ed ipotizzare che il processo stocastico sia stazionario con funzione di autocorrelazione data da:

$$\overline{(u(t) - \bar{u}) \cdot (u(\tau) - \bar{u})} = \sigma_u^2 \exp[-b|t - \tau|] \quad [3.23b]$$

Secondo la relazione funzionale proposta per la funzione di autocorrelazione, la massima correlazione tra due velocità in due istanti temporali differenti si ha quando questi due istanti coincidono ed risulta pari a σ_u^2 . All'aumentare della separazione temporale (*time-lag*), la correlazione decresce esponenzialmente con un tempo caratteristico pari a $1/b$. La stazionarietà del processo implica che le proprietà statistiche di u a due differenti istanti dipendano solo dal *time lag* e non dai due istanti individualmente. Per una sorgente variabile nel tempo di intensità $S(t)$, posta all'origine del sistema di assi ($x = 0$), la soluzione della (3.22) è data da:

$$c(x, t) = \int_0^t \delta(x - X(t, \tau)) \cdot S(\tau) \cdot d\tau \quad [3.24a]$$

dove:

$$X(t, \tau) = \int_{\tau}^t u(t') \cdot dt' \quad [3.24b]$$

è proprio la distanza percorsa da una particella tra gli istanti τ e t . Poiché $X(t, \tau)$ è una variabile casuale, anche $c(x, t)$ lo sarà. In realtà siamo interessati al valor medio $\overline{c(x, t)}$ dato da :

$$\overline{c(x, t)} = \int_0^t \overline{\delta(x - X(t, \tau))} \cdot S(\tau) \cdot d\tau \quad [3.25]$$

Dato che, la *pdf* di $u(t)$ è gaussiana, anche la variabile casuale $X(t, \tau)$ lo sarà e avrà la forma:

$$p_X(X; t, \tau) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \sigma_X} \exp\left[-(X - \bar{X})^2 / (2\sigma_X^2)\right] \quad [3.26]$$

per $\overline{c(x, t)}$ può quindi essere scritta in termini di p_X come :

$$\begin{aligned} \overline{c(x, t)} &= \int_0^t S(t') \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - X(t, t')) \cdot p_X(X; t, t') \cdot dX \cdot dt' = \\ & \int_0^t S(t') \cdot p_X(x; t, t') \cdot dt' \end{aligned} \quad [3.27]$$

Confrontando la (3.27) con la (3.21), si nota come $p_X(x; t, t')$ coincida con $Q(x, t|x', t')$, salvo la scomparsa della dipendenza da x' . Per le proprietà che caratterizzano $X(t, \tau)$ e u si ha:

$$\overline{X(t, \tau)} = (t - \tau)\bar{u} \quad [3.28a]$$

$$\sigma_X^2(t, \tau) = \overline{(X(t, \tau) - \bar{X})^2} = \overline{X(t, \tau)^2} - \bar{X}^2 \quad [3.28b]$$

$$\overline{X(t, \tau)^2} = \int_{\tau}^t u(t') \cdot dt' \int_{\tau}^t u(t'') \cdot dt'' = \int_{\tau}^t \int_{\tau}^t u(t') \cdot u(t'') \cdot dt' dt'' \quad [3.28c]$$

$$\sigma_X^2(t, \tau) = \frac{2\sigma_u^2}{b^2} [b(t - \tau) + e^{-b(t-\tau)} - 1] \quad [3.28d]$$

Se il termine di sorgente è un impulso di intensità unitaria a $t = 0$, cioè $S(t) = \delta(t)$ (si ricordi che con il simbolo δ si intende indicare la funzione *delta di Dirac*), allora la (3.27) diventa:

$$\overline{c(x, t)} = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \sigma_X(t)} \exp\left[-\frac{(x - \bar{u}t)^2}{2\sigma_X^2(t)}\right] \quad [3.29]$$

di cui si nota come *la concentrazione media di un inquinante rilasciato in un fluido turbolento in cui la velocità è rappresentata da un processo stocastico stazionario e gaussiano, è essa pure un processo stocastico gaussiano*. Questo è un risultato molto importante. Se $t \gg 1/b$, la (3.28d) si riduce alla forma seguente:

$$\sigma_X^2 = \frac{2\sigma_u^2 t}{b} \quad [3.30a]$$

mentre per $t \ll b^{-1}$ si ha che:

$$\sigma_x^2 = \sigma_u^2 t^2 \quad [3.30b]$$

Quanto qui trattato può essere facilmente esteso ad un dominio tridimensionale, ottenendo per una sorgente puntuale istantanea di emissione unitaria la relazione seguente che descrive la distribuzione spazio-temporale della concentrazione media dell'inquinante:

$$\overline{c(x, y, z, t)} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x(t) \cdot \sigma_y(t) \cdot \sigma_z(t)} \cdot \exp \left[-\frac{(x - \bar{u}t)^2}{2\sigma_x^2(t)} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2(t)} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2(t)} \right] \quad [3.31]$$

dove σ_y^2 e σ_z^2 hanno espressioni analoghe a quella di σ_x^2 . Questa relazione altro non è che la relazione gaussiana puff per una sorgente unitaria. Per concludere, si è visto quindi che la concentrazione media di un inquinante in una situazione fluidodinamica caratterizzata da una turbolenza stazionaria, omogenea è essa pure gaussiana ed è descritta da una relazione formalmente identica alla soluzione gaussiana *puff* derivata con l'approccio euleriano.

3.2.3 La concentrazione media da sorgenti continue

Il risultato ottenuto per una sorgente istantanea unitaria deve essere ora esteso anche a sorgenti puntuali che emettono con continuità in un *PBL stazionario ed omogeneo*. Sia q il tasso di emissione, costante nel tempo. Una sorgente continua può essere vista concettualmente come una sorgente che inizia l'emissione a $t = 0$ e continua fino all'infinito. La concentrazione, al permanere delle condizioni di turbolenza atmosferica, raggiungerà dopo un transitorio iniziale una *situazione di stazionarietà* indipendente dal tempo iniziale. Dato che il termine di sorgente in questo caso può essere espresso come $S(x, y, z, t) = q \cdot \delta(x) \cdot \delta(y) \cdot \delta(z)$, la relazione (3.21) diventa:

$$\overline{c(x, y, z, t)} = \int_0^t Q(x, y, z, t|0,0,0, t') \cdot q \cdot dt' \quad [3.32]$$

La situazione stazionaria è data allora da:

$$\overline{c(x, y, z, t)} = \lim_{t \rightarrow \infty} \overline{c(x, y, z, t)} = \lim_{t \rightarrow \infty} \int_0^t Q(x, y, z, t|0,0,0, t') \cdot q \cdot dt' \quad [3.33]$$

Visto il tipo di turbolenza che si sta considerando, la probabilità di transizione ha la forma generale gaussiana del tipo:

$$Q(x, y, z, t|0,0,0, t') = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp \left[-\frac{(x - \bar{u}(t - t'))^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2} \right] \quad [3.34]$$

dove le deviazioni standard sono funzioni dell'intervallo temporale $(t - t')$. Si ha pertanto che:

$$\overline{c(x, y, z)} = \int_0^{\infty} \frac{q}{(2\pi)^{-3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \cdot \exp\left[-\frac{(x - \bar{u}t)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right] \cdot dt \quad [3.35]$$

Per poter ottenere una relazione utilizzabile nella pratica è necessario integrare questa relazione. I dettagli di tale integrazione possono essere trovati in (Seinfeld e Pandis, 1998). Il risultato a cui si giunge dopo un rilevante numero di passaggi matematici è il seguente:

$$\overline{c(x, y, z)} = \frac{q}{2\pi \bar{u} \sigma_y \sigma_z} \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right] \quad [3.36]$$

Abbiamo quindi ritrovato la *relazione gaussiana plume* già ottenuta con l'approccio euleriano.

3.3 LA TEORIA STATISTICA DI TAYLOR

Sia l'approccio euleriano che l'approccio lagrangiano, nelle loro formulazioni generali, costituiscono solo una base teorica per lo studio della dispersione degli inquinanti nel *PBL*. La loro applicazione diretta non può fornire risultati utilizzabili e l'unico modo per impiegarle è operare semplificazioni. Le semplificazioni che sono state introdotte hanno consentito di individuare delle soluzioni particolari per il caso di una sorgente puntuale con emissione istantanea e per il caso di una sorgente puntuale con emissione continua. L'ipotesi di base stava nel considerare la turbolenza del *PBL* stazionaria ed omogenea. Entrambi gli approcci hanno condotto alle medesime relazioni, dimostrandone l'equivalenza descrittiva. E' evidente, però, che le considerazioni fatte si riferiscono a situazioni decisamente molto idealizzate, difficilmente riscontrabili nella pratica, tuttavia esse costituiscono la base per lo sviluppo di filoni modellistiche che effettivamente hanno fatto la storia dello studio della dispersione degli inquinanti. Nel seguito verranno trattati tali tipi di modelli. A questo punto è comunque importante fare la seguente considerazione. Nelle relazioni gaussiane base, sia quella *puff* che quella *plume*, la turbolenza atmosferica entra attraverso le deviazioni standard che caratterizzano completamente la funzione di probabilità di transizione. E' interessante vedere se è possibile, sempre nell'ipotesi di turbolenza gaussiana stazionaria ed omogenea, ottenere qualche informazione aggiuntiva su tali parametri. Una prima risposta a ciò viene dall'analisi di Taylor del moto di un elemento di fluido in una turbolenza omogenea, cioè in una situazione per la quale le proprietà statistiche del fluido sono uniformi nello spazio e nel tempo. Per semplificare la trattazione si è adottata la metodologia proposta da Venkatram (1988) che, anche se meno sintetica, si presta ad una più rapida comprensione.

Si consideri una particella il cui movimento in un fluido turbolento presenti una velocità media U in direzione x e movimenti turbolenti lungo l'asse trasversale y . Per prima cosa consideriamo lo spostamento Y di una tale particella derivante da 4 spostamenti elementari successivi:

$$Y = y_1 + y_2 + y_3 + y_4 \quad [3.37]$$

dove ciascuno degli spostamenti y_i ha luogo in un intervallo di tempo Δt in maniera tale che:

$$y_1 = v_1' \Delta t, \quad y_2 = v_2' \Delta t \quad \text{ecc.} \quad [3.38]$$

Elevando al quadrato la (3.37) si ha che:

$$Y^2 = y_1^2 + y_2^2 + y_3^2 + y_4^2 + 2 \cdot (y_1 y_2 + y_3 y_4 + y_2 y_3) + 2 \cdot (y_1 y_3 + y_2 y_4) + 2 y_1 y_4 \quad [3.39a]$$

cioè:

$$Y^2 = \sum_{i=1}^4 y_i^2 + 2 \sum_{i=1}^3 y_i y_{i+1} + 2 \sum_{i=1}^2 y_i y_{i+2} + 2 \sum_{i=1}^1 y_i y_{i+3} \quad [3.39b]$$

Se invece di 4 passi si generalizzasse lo spostamento a N passi, la relazione precedente si trasformerebbe in :

$$Y^2 = \sum_{i=1}^N y_i^2 + 2 \sum_{i=1}^{N-1} y_i y_{i+1} + 2 \sum_{i=1}^{N-2} y_i y_{i+2} + \dots + 2 \sum_{i=1}^1 y_i y_{i+N-1} \quad [3.39c]$$

Se sostituiamo le (3.38) nella (3.39c) e mediamo su un insieme di particelle distinte ma rilasciate tutte nella medesima posizione del fluido allo stesso tempo, otteniamo:

$$\begin{aligned} \overline{Y^2} &= \Delta t^2 \sum_{i=1}^N \overline{v^2} + 2 \Delta t^2 \sum_{i=1}^{N-1} \overline{v_i v_{i+1}} + 2 \Delta t^2 \sum_{i=1}^{N-2} \overline{v_i v_{i+2}} + \dots + \\ &+ 2 \Delta t^2 \sum_{i=1}^1 \overline{v_i v_{i+N-1}} \end{aligned} \quad [3.40]$$

In condizioni di turbolenza omogenea, la statistica della velocità v è indipendente dalla posizione ed i termini di autocorrelazione dipendono solo dal time lag, pertanto si ha che:

$$\overline{v_i^2} = \sigma_v^2 \quad \overline{v_i v_{i+n}} = \sigma_v^2 R_L^y(n\Delta t) \quad [3.41]$$

dove con R_L^y si è indicata la *funzione di autocorrelazione lagrangiana*. Se definiamo:

$$\tau = n\Delta t \quad \text{e} \quad T = N\Delta t \quad [3.42a]$$

si ha che :

$$\overline{Y^2} = \Delta t \cdot T \cdot \sigma_v^2 + 2 \sigma_v^2 \sum_{n=1}^N R_L^y(t) \cdot (T-t) \Delta t \quad [3.42b]$$

Facendo tendere Δt a zero, la relazione precedente si trasforma in:

$$\overline{Y^2} = 2 \sigma_v^2 \int_0^T (T-t) R_L^y(t) dt \quad [3.43]$$

E' importante ricordare che la *funzione di autocorrelazione lagrangiana* R_L^y misura la *capacità della particella di ricordare la propria velocità tra il tempo 0 ed il tempo t*. Per tempi brevi, R_L^y è vicina all'unità, mentre per tempi lunghi ci si aspetta che le velocità della particella siano non correlate con la velocità iniziale, cioè ci aspettiamo che l'autocorrelazione tenda a zero. Se definiamo il tempo di scala lagrangiano come:

$$T_L^y = \int_0^{\infty} R_L^y(t) dt \quad [3.44a]$$

allora risulta evidente che:

$$\begin{aligned} R_L^y &\rightarrow 1 && \text{per } t \ll T_L^y \\ R_L^y &\rightarrow 0 && \text{per } t \gg T_L^y \end{aligned} \quad [3.44b]$$

Sulla base di tali considerazioni siamo ora in grado di descrivere un comportamento asintotico di $\overline{Y^2}$, cioè il comportamento della funzione di autocorrelazione o a tempi molto brevi o a tempi molto lunghi. Per piccoli valori di t si ha che R_L^y risulta molto vicina all'unità e quindi la (3.43) è ben approssimata dalla relazione:

$$\overline{Y^2} = 2\sigma_v^2 \int_0^T (T-t) dt = \sigma_v^2 T^2 \quad [3.45]$$

Per vedere che cosa succede per grandi valori di t riscriviamo la (3.43) nel modo seguente:

$$\overline{Y^2} = 2\sigma_v^2 t \int_0^T \left(1 - \frac{t}{T}\right) R_L^y(t) \cdot dt \quad [3.46a]$$

che, per t molto grande si riduce a:

$$\overline{Y^2} \cong 2\sigma_v^2 t \int_0^T R_L^y(t) dt = 2\sigma_v^2 T \cdot T_L^y \quad [3.46b]$$

E' consuetudine indicare $\overline{Y^2}$ come σ_y^2 . Relazioni analoghe possono essere ricavate anche per le componenti nelle altre direzioni. Per evitare la evidente scomodità rappresentata dal dover considerare separatamente le due relazioni asintotiche, è possibile una loro combinazione funzionale che porta alla relazione seguente:

$$\sigma_y^2 = \frac{\sigma_v^2 T^2}{1 + T/(2T_L^y)} \quad [3.47]$$

I risultati ottenuti, a rigore, si dovrebbero applicare solo in condizioni di turbolenza omogenea e stazionaria, tuttavia essi possono comunque costituire da guida per la descrizione della dispersione di inquinanti in situazioni di turbolenza non omogenea. Questa, come altre teorie della turbolenza, è semiempirica nel senso che prende come base le osservazioni sperimentali per completarsi.

Consideriamo ora la dispersione verticale nel SL in cui vale una relazione del tutto simile alla (3.46b). Definiamo il coefficiente di diffusività turbolenta nel modo seguente:

$$K_z \equiv \sigma_w^2 T_L^z \quad [3.48a]$$

E' semplice vedere che:

$$\frac{d\sigma_z^2}{dt} = 2K_z \quad [3.48b]$$

Questa equazione è valida per tempi molto maggiori del tempo lagrangiano di scala. Un'equazione analoga vale evidentemente anche per la dispersione trasversale (in direzione y). Dato che si è supposto di essere in situazione di turbolenza omogenea e stazionaria, la concentrazione sottovento ad una sorgente puntiforme avrà, come visto, una distribuzione gaussiana. Se q è il tasso di emissione costante della sorgente posta all'origine del sistema di coordinate, la concentrazione sarà pari a:

$$c(x, y, z) = \frac{q}{2\pi\sigma_y\sigma_z U} \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad [3.49]$$

E' stato mostrato che questa espressione di c è la soluzione dell'equazione della diffusione:

$$U \frac{\partial c}{\partial x} = K_y \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \quad [3.50a]$$

dove i coefficienti di diffusione turbolenta sono definiti dalle relazioni:

$$K_y = \frac{U}{2} \frac{d\sigma_y^2}{dx} \quad K_z = \frac{U}{2} \frac{d\sigma_z^2}{dx} \quad [3.50b]$$

Essi hanno la stessa forma della (3.48b) se si nota che $t = x/U$. L'equazione della diffusione scritta in precedenza altro non è che *un modo per esprimere la conservazione della massa* in cui i flussi nelle direzioni y e z sono dati dalle relazioni di flusso-gradiente:

$$F_y = -K_y \frac{\partial c}{\partial y} \quad F_z = -K_z \frac{\partial c}{\partial z} \quad [3.51]$$

Che cosa possiamo concludere con ciò? Abbiamo mostrato che:

- nelle situazioni in cui il tempo t risulta molto maggiore del tempo lagrangiano di scala, la dispersione può essere descritta in termini di diffusività turbolenta, dipendente però dalle proprietà del flusso;
- questa diffusività turbolenta soddisfa le relazioni di flusso-gradiente.

Tutto ciò suggerisce che, in queste condizioni, il campo di concentrazione può essere ottenuto dall'equazione della diffusione in cui è presente la diffusività turbolenta e non è presente esplicitamente il tempo di volo t della sorgente. In generale tuttavia, essa dipende dalle proprietà turbolente del fluido. Viceversa, considerando la (3.50b), si vede come le relazioni scritte siano del tutto generali e nulla si assuma circa la forma della varianza. In generale si ha che:

$$\frac{d\sigma_z^2}{dt} = 2\sigma_w^2 \int_0^t R_L^z(\zeta) d\zeta = 2K_z(t) \quad [3.52]$$

quindi il coefficiente di diffusività turbolenta effettivo dipende dal tempo di transito della sorgente. Ciò comporta che K_z *nello stesso punto dello spazio avrà valori differenti per due pennacchi provenienti da due sorgenti differenti, sopravvento al punto considerato, cioè il coefficiente di diffusività turbolenta dipende dalla geometria della disposizione delle sorgenti.* Tutto ciò evidenzia la *debolezza del concetto di diffusività turbolenta* e, a maggior ragione, la

debolezza del tipo di modello che l'adotta, cioè il modello euleriano a chiusura K.

3.4 OSSERVAZIONI CONCLUSIVE.

In questo capitolo si è visto come la dispersione degli inquinanti nel *PBL* sia governata in maniera preponderante dalla turbolenza. Anche se, sia dall'approccio Euleriano che da quello Lagrangiano, sono state ottenute relazioni di base che descrivono matematicamente la dispersione degli inquinanti in aria, si è visto tuttavia che tali relazioni non sono immediatamente utilizzabili per effettuare simulazioni modellistiche e solo in situazioni altamente idealizzate sono state ottenute soluzioni analitiche che, almeno in linea di principio, potrebbero essere usate in pratica. Come si vedrà nel seguito, anche in questi casi le soluzioni trovate, per quanto semplici, non possono essere usate immediatamente ed acriticamente, salvo inserire alcuni elementi più o meno semiempirici che, a questo punto, consentono di adattare la struttura dei modelli alla realtà sperimentale. Ciò dà luogo ad una serie di modelli di dispersione degli inquinanti nel *PBL* effettivamente usabili, ciascuno con le proprie caratteristiche e le proprie limitazioni.

Nella pratica corrente i modelli di dispersione devono rispondere ad alcune esigenze che hanno determinato lo svilupparsi di classi di modelli ben precisi.

La prima esigenza da soddisfare è quella ingegneristica. Molto frequentemente è necessario realizzare stime di prima approssimazione dell'impatto di un insieme definito di sorgenti (emissioni industriali od urbane) sulla qualità dell'aria di un dato territorio. Per questa attività sono necessari modelli ragionevolmente semplici e veloci che consentano calcoli ripetuti spesso finalizzati ad individuare la configurazione impiantistica che sia un buon compromesso tra l'impatto sull'ambiente e l'economicità. In questi casi non è importante una precisione assoluta nelle simulazioni e le ipotesi che hanno condotto alla soluzione gaussiana stazionaria non paiono drammatiche. Da queste esigenze sono nati i **modelli stazionari**, tanto famosi, ed in particolare quelli **Gaussiani Stazionari**. Questa classe di modelli, che hanno fatto la storia recente della modellistica della dispersione degli inquinanti in atmosfera, è molto numerosa, molto usata (spesso anche in maniera scorretta) e molto celebre; tali modelli non possono risolvere tutti i problemi di interesse, tuttavia la loro utilità è indubbia. Purtroppo spesso viene utilizzata anche in situazioni non appropriate, causando gravi problemi pratici.

Proprio per ovviare ad alcuni di questi problemi, pur rimanendo nell'ambito di una modellistica semplice ed usabile anche a scopi ingegneristici, sono state sviluppate altre classi di modelli stazionari. La prima di queste è la classe dei **modelli ibridi**. Essi hanno la caratteristica di fondere la struttura stazionaria ed algebrica del modello gaussiano stazionario con la complessità della turbolenza del *PBL*. Al termine delle ricerche sulla determinazione della turbolenza del *PBL* nelle situazioni convettive si è studiato il modo di portare nel modello gaussiano tali risultati, pur mantenendone inalterata la semplicità. Ciò fu possibile grazie alla sostituzione della classica dispersione verticale degli inquinanti di forma gaussiana con una distribuzione non simmetrica, conseguenza diretta della struttura a grandi vortici, tipica del *PBL* convettivo. Tali modelli sono relativamente recenti e richiedono ancora studi per la loro messa a punto e molto tempo per sostituire completamente il glorioso modello gaussiano stazionario.

Uno dei problemi di alcuni insuccessi del modello gaussiano stazionario è, oltre alla convettività del *PBL*, anche la struttura morfologica del territorio. Il modello gaussiano è derivato per un suolo omogeneo e piatto e tutte le piccole modifiche introdotte nel tempo dai vari modellisti per renderlo capace di trattare situazioni ad orografia complessa sono miseramente fallite. Un

successo, tuttavia, è stato conseguito quando si è pensato di descrivere l'orografia stessa in termini analitici semplificati e di usare il concetto del flusso potenziale. Così facendo ci si è accorti che era possibile ottenere modelli semplici quanto i modelli gaussiani stazionari, ma capaci di trattare, almeno entro certi limiti di complessità orografica, anche situazioni di terreno moderatamente complesso. Sono nati così *i modelli stazionari per orografia complessa*.

Esiste comunque un limite nell'impiego di modelli stazionari e tale limite è dettato sia dalla complessità del territorio da simulare che dalla sua estensione. In entrambi i casi l'ipotesi di stazionarietà e di omogeneità non può essere più mantenuta e quindi i modelli stazionari devono essere abbandonati. Una soluzione a ciò è data, almeno in linea di principio, dalla seconda soluzione analitica trovata, quella gaussiana *puff*. Tale approccio non è nuovo, ma solo la recente disponibilità di computer di piccole dimensioni ma di grande potenza li ha resi popolari. Ora i modelli gaussiani *puff* costituiscono una famiglia molto importante e molto usata, soprattutto per ricostruire lo stato della qualità dell'aria su territori vasti e complessi. Il problema del loro utilizzo sta nel fatto che sono molto esigenti dal punto di vista meteorologico, visto che richiedono come informazione principale il campo di vento tridimensionale e informazioni più o meno dettagliate sulla turbolenza del *PBL*. Non possono quindi essere usati da soli, ma in unione con modelli meteorologici di *PBL* (prognostici o diagnostici) che forniscano loro le informazioni essenziali per il funzionamento.

Anche questi modelli mostrano limiti quando la situazione orografica è molto complessa o quando si sia interessati ad una ricostruzione dettagliata della distribuzione spatio-temporale della concentrazione dei vari inquinanti. Per un certo periodo si è pensato che l'integrazione diretta dell'equazione base dell'approccio Euleriano fosse la maniera ideale per risolvere il problema. Nacquero così i modelli *Euleriani numerici* con vari tipi di chiusura, la principale essendo quella *K*. I continui insuccessi ottenuti, anche se alimentati con meteorologia derivante da modelli numerici del *PBL* molto raffinati, hanno scoraggiato il loro impiego e la realizzazione di codici di calcolo. La ragione di tutto ciò sta nella chiusura *K* da un lato e dalle osservazioni fatte sul concetto di diffusività turbolenta espresse al termine del paragrafo precedente. Tali modelli sono attualmente abbandonati quando gli inquinanti da trattare sono chimicamente inerti, viceversa costituiscono l'unico strumento disponibile quando si è costretti a simulare la dispersione di inquinanti fotochimica.

Da quanto presentato in questo capitolo parrebbe che l'unico approccio sterile dal punto di vista della creazione di modelli effettivamente usabili sia l'approccio Lagrangiano. Effettivamente tale approccio nella sua complessità formale intimidisce non poco. Tuttavia già agli inizi dell'attività modellistica tale approccio ha rappresentato per la dispersione degli inquinanti chimicamente inerti un punto di riferimento molto importante. L'intuizione che ha dato luogo alla produzione di uno dei più bei modelli dispersivi è stato quello di domandarsi che tipo di processo stocastico potesse rappresentare la dispersione degli inquinanti nel *PBL*. Una volta intuito che tali processi potevano essere, con buona approssimazione, considerati *Processi Markoviani Continui*, fu sufficiente applicare le ben note proprietà di tali processi per individuare una strada modellistica molto interessante che ha condotto ai *modelli lagrangiani a particelle*. La nascita di tali modelli ed il loro utilizzo nelle varie situazioni pratiche ha evidenziato una cosa interessante dal punto di vista pratico. Il modello di dispersione a particelle non può vivere da solo ed il suo successo è determinato in misura determinante dalla bontà della descrizione della meteorologia media e della turbolenza del *PBL*. Un modello a particelle può simulare una data situazione bene o male a seconda di quanto bene è stata ricostruita la meteorologia. E finalmente, dopo tanta storia di modelli differenti, dopo tante battaglie su particolari modellistici a posteriori irrilevanti, finalmente si ritorna a considerare la dispersione degli inquinanti in atmosfera come un processo non distinto dalla meteorologia, ma come un suo aspetto particolare. Finalmente il cerchio si è chiuso!

4. MODELLI DI TIPO STAZIONARIO

La prima famiglia di modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti in aria che viene presa in considerazione è quella dei modelli stazionari. Tali modelli, nonostante la diversità formale ed anche sostanziale che li caratterizza, hanno come comune denominatore il fatto che operano per stati quasi-stazionari, cioè ipotizzano che l'evoluzione temporale del fenomeno di dispersione sia costituita da una sequenza continua e discreta di *scenari temporali* di durata sufficiente a rendere rappresentativa la stima del valor medio della concentrazione (in pratica $15' \div 60'$) durante i quali:

- il tasso di emissione delle varie sorgenti resta costante,
- le variabili meteorologiche e micrometeorologiche restano costanti nel tempo e non variano in orizzontale, pur potendo variare con la quota,
- le sostanze emesse non presentano reazioni chimiche di ordine superiore al primo.

In sostanza, tali ipotesi semplificative non sono molto differenti da quelle che hanno condotto alla soluzione di base *plume* dell'equazione euleriana del trasporto e della diffusione di un inquinante passivo. Proprio per le semplici ipotesi su cui si basano, tali modelli richiedono ben poche informazioni per funzionare, sono concettualmente molto semplici, il loro uso richiede un'esperienza modellistica limitata e strumenti di calcolo facilmente disponibili e proprio per questo sono gli strumenti adatti per stime di prima approssimazione. Da qui la loro celebrità che ha portato a un loro uso intensivo, spesso scorretto perché al di fuori del loro reale campo di applicazione. In questo capitolo verranno presentate con tutti i dettagli possibili i due appartenenti principali di questa famiglia di modelli, con lo scopo di chiarire le loro particolarità, i loro limiti e per consentire ai modellisti una loro corretta e moderna implementazione.

4.1 IL MODELLO GAUSSIANO PLUME

Il *modello Gaussiano Stazionario Plume* (a pennacchio) è, in assoluto, il modello di simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera più semplice e più usato nella pratica corrente, soprattutto per calcoli approssimati e di tipo ingegneristico. E' stato il primo ad essere usato negli Stati Uniti per prevedere l'impatto delle sorgenti inquinanti sulla Qualità dell'Aria e, per lungo tempo, ha costituito lo strumento progettuale più utilizzato nella pianificazione ambientale del territorio. La sua semplicità, la sua facilità di programmazione e la sua intrinseca capacità ad estendere il proprio ambito di previsione interiorizzando descrizioni semiempiriche di fenomeni fisici anche molto complessi, ne fanno ancora oggi uno strumento di analisi molto utile, soprattutto quando le informazioni meteorologiche disponibili sono poco abbondanti.

I suoi fondamenti teorici possono essere ritrovati, almeno formalmente, sia nell'approccio *Euleriano* sia in quello *Lagrangiano*, tuttavia, come sarà più chiaro nel seguito, essi fanno solo da ossatura ad un edificio modellistico che, alla fine, è prevalentemente di tipo *semiempirico*. In effetti la soluzione stazionaria dell'equazione base dell'approccio Euleriano relativa ad una emissione di tipo puntuale e con tasso di emissione stazionario porta, dopo l'adozione di un notevole numero di semplificazioni, alla relazione (3.12d), o meglio alla (3.14), che descrive una dispersione degli inquinanti nel *PBL* di tipo Gaussiano. Anche l'approccio Lagrangiano, quando prende in considerazione emissioni continue in un fluido con statistica gaussiana,

omogenea e stazionaria, porta ad una relazione formalmente identica alla (3.12d) e quindi ancora una volta di tipo gaussiano. Queste deduzioni analitiche sono state ottenute risolvendo le equazioni base euleriana e lagrangiana in condizioni altamente idealizzate e quindi apparentemente molto lontane dalla realtà, tuttavia il fatto che un modello basato su tali considerazioni sia stato realizzato e usato, spesso con successo, sta a dimostrare che questo approccio in molte occasioni può essere considerato un'accettabile rappresentazione della realtà.

Vanno premesse, comunque, fin da subito, alcune *considerazioni* relative alla *reale applicabilità* di un tale modello. Perché il modello Gaussiano Plume possa fornire previsioni sufficientemente attendibile della distribuzione spazio-temporale della concentrazione degli inquinanti è necessario che:

- il territorio che si sta considerando sia privo di orografia significativa e sia morfologicamente uniforme (non ci devono essere grosse discontinuità nel tipo di suolo, cosa che avviene per esempio quando esiste un centro abitato di ragguardevoli dimensioni nel mezzo di una pianura a prevalente destinazione agricola);
- le sorgenti che emettono l'inquinante siano costituite da ciminiere sufficientemente elevate;
- tali sorgenti emettano con continuità inquinanti chimicamente non reattivi;
- le condizioni meteorologiche varino molto lentamente nello spazio e nel tempo;
- la turbolenza del *PBL* sia sufficientemente lontana dalla convettività.

Tali limitazioni potrebbero sembrare particolarmente restrittive e, a prima vista, il modello Gaussiano Plume parrebbe totalmente inapplicabile nelle situazioni reali. Viceversa il suo lungo utilizzo ha mostrato che, se si accetta un certo grado di approssimazione, le previsioni che esso fornisce possono costituire un'utile base conoscitiva per una prima comprensione dei fenomeni in atto.

4.1.1 Formulazione base del Modello Gaussiano Plume

Al Capitolo precedente è stata dedotta la formulazione base del *Modello Gaussiano Plume* a partire sia dall'approccio Euleriano che da quello Lagrangiano. Maggiori dettagli su ciò possono essere trovati in Rote(1980). E' tuttavia interessante notare come tale formulazione possa anche essere derivata in maniera del tutto semiempirica. Si immagini di essere in condizioni praticamente stazionarie, cioè in situazioni in cui le condizioni atmosferiche non varino apprezzabilmente nel tempo sia per quanto riguarda le variabili medie (come per esempio la velocità e la direzione del vento) sia per quanto riguarda la turbolenza del *PBL*. Si ipotizzi, inoltre, di considerare un territorio completamente piatto, senza ostruzioni di alcun genere e senza discontinuità (in cui, per esempio, non esista un'interfaccia terra-acqua, in cui il suolo sia sempre dello stesso tipo, ecc.) Si consideri poi una ciminiera elevata (tipicamente alta un centinaio di metri) che emetta con continuità un generico inquinante chimicamente non reattivo con un tasso di emissione Q ($\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$) costante nel tempo. E' la situazione tipica delle ciminiere di alcune centrali termoelettriche o degli impianti di termoutilizzazione dei rifiuti solidi urbani. Immaginiamo inoltre di realizzare una *fotografia* che evidenzi la forma del pennacchio di fumo che esce da essa. Tale fotografia, se fatta di prima mattina o al tramonto, in una giornata con vento abbastanza teso, sarà sicuramente molto simile a quanto illustrato in *Fig.4.1*.

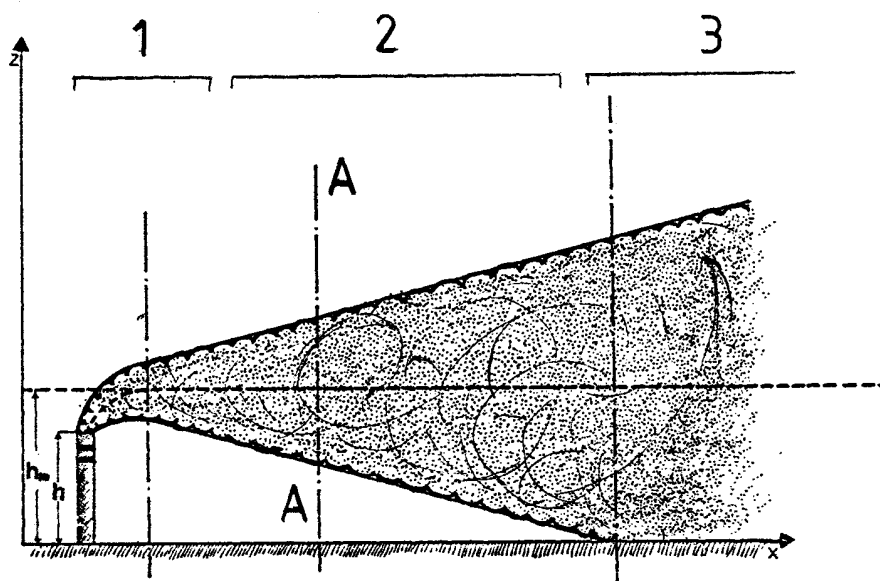


Fig.4.1: Rappresentazione schematica di un pennacchio emesso da una ciminiera.

Se si considera con attenzione tale fotografia (o la Fig.4.1) si vede facilmente come il pennacchio di fumo (*plume*) possa essere suddiviso in *tre zone distinte*:

- **Zona 1 (zona ascensionale):** si nota come il *plume* di fumo (denso e quindi facilmente visibile) parta *verticale* dalla bocca del camino e progressivamente si *pieghi* nella direzione sottovento fino a livellare orizzontalmente il proprio baricentro. Questa *fase ascensionale* termina normalmente ad una distanza sottovento molto vicina alla ciminiera (tipicamente 100÷300 m), a seconda delle condizioni meteorologiche presenti nella zona. Se si indica con *h* l'altezza fisica della ciminiera (rispetto al suolo) e con *h_m* la quota di livellamento raggiunta dal baricentro del pennacchio, col termine *plume rise* si intende la differenza:

$$\Delta h = h_m - h \quad [4.1]$$

- **Zona 2 (zona di trasporto senza interazione col suolo):** una volta raggiunta la quota *h_m*, il pennacchio si allarga (più o meno, a seconda della turbolenza atmosferica) senza che la sua parte visibile (che comincia comunque ad essere meno densa) raggiunga il suolo. In questa zona l'interazione tra *plume* e suolo è trascurabile ed il *plume*, in pratica, è libero di espandersi nello spazio in modo indisturbato, pilotato solo dalla turbolenza atmosferica.
- **Zona 3 (zona di interazione col suolo):** in questa zona il bordo inferiore del *plume* raggiunge il suolo. A questo punto avviene un fenomeno di *riflessione* (parziale o totale) del *plume* a causa di questa frontiera solida. Questa zona è la meno definita ed anche la meno visibile visto che il *plume* ormai ha raggiunto un elevato grado di miscelazione con l'aria circostante e quindi i fumi sono meno densi e meno visibili.

Cominciamo a considerare la **Zona 2**, cioè quella in cui il *plume* si disperde indisturbato nell'aria. A questo punto la fotografia di Fig.4.1 non è più sufficiente; è infatti necessario usare un metodo di indagine più raffinato. In questi ultimi decenni è stato messo a punto un sistema di misura *remote sensing* che emette un raggio Laser di opportune lunghezze d'onda e che è in grado di misurare la concentrazione di un dato inquinante (in genere particolato solido o biossido di zolfo) lungo il cammino ottico del raggio. Strumenti di questo genere vanno sotto il

nome generico di LIDAR o DIAL. Se si manovra tale sensore in maniera opportuna, è possibile analizzare un intero piano perpendicolare al baricentro del pennacchio (naturalmente entro la Zona 2). Immaginiamo di fare questo tipo di analisi relativamente al piano A di Fig.4.1. Le isolinee di concentrazione del generico inquinante considerato (per fissare le idee immaginiamo che si tratti di SO₂) saranno distribuite come presentato in Fig.4.2. Tali isolinee si presentano approssimativamente concentriche, evidenziando un baricentro a concentrazione elevata ed una diminuzione netta della concentrazione man mano ci si allontana da esso.

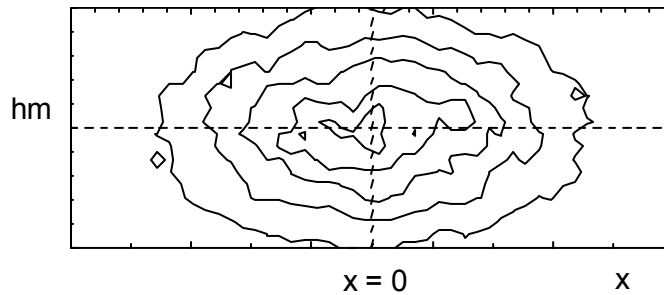


Fig.4.2: Isolinee di concentrazione rilevate nel piano A della Fig.4.1.

Le isolinee non sono un modo semplice per leggere questa evidenza sperimentale. Conviene disegnare (Fig.4.3a) l'andamento della concentrazione rilevata lungo la linea B che interseca il baricentro ed è orizzontale rispetto al suolo, e l'analoga concentrazione relativa alla linea C (Fig.4.3b), sempre intersecante il baricentro, ma questa volta verticale rispetto al suolo. I due andamenti della concentrazione non sono concettualmente molto differenti:

- entrambi sono rappresentabili da funzioni matematiche il cui massimo coincide col baricentro del *plume*,
- entrambi diminuiscono rapidamente e simmetricamente all'allontanarsi dal pennacchio stesso, senza però arrivare ad annullarsi chiaramente.

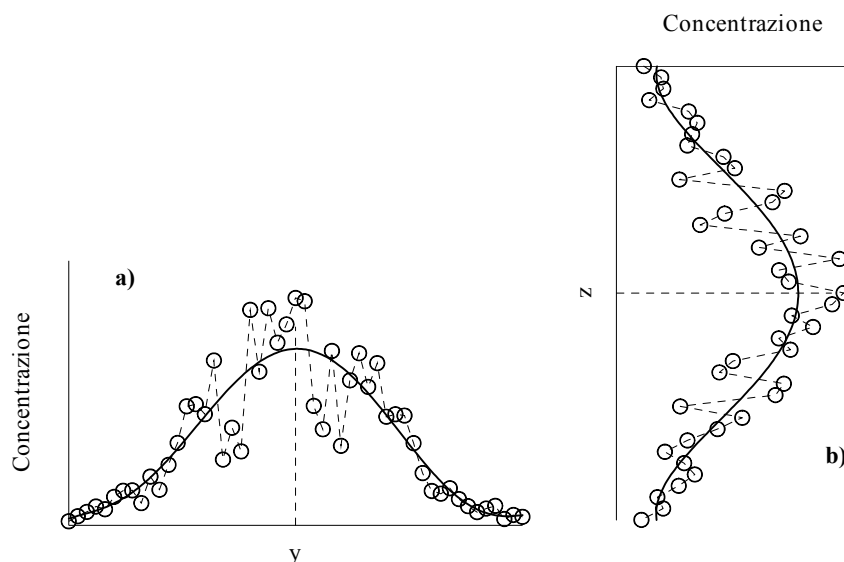


Fig. 4.3: andamento orizzontale e verticale della concentrazione normalizzata.

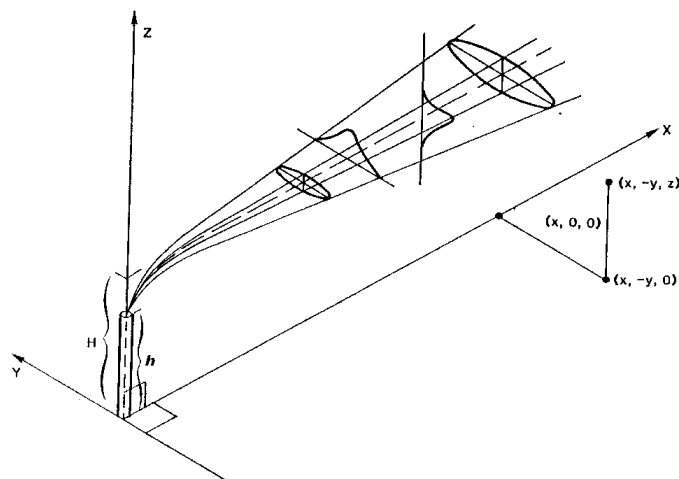


Fig.4.4: sistema di coordinate cartesiane per un Modello Gaussiano Plume (Dobbins, 1979).

Gli elementi fin qui raccolti consentono di iniziare la *costruzione di un modello semiempirico* della dispersione degli inquinanti in questa zona del *plume*. Per prima cosa definiamo un sistema di riferimento cartesiano ortogonale la cui origine sia localizzata in corrispondenza della base della ciminiera, con l'asse *x* diretto parallelamente al baricentro del plume (e quindi lungo la direzione del vento medio), l'asse *y* orizzontale e perpendicolare rispetto al precedente e l'asse *z* verticale, positivo verso l'alto (Fig.4.4). Ogni punto dello spazio risulta quindi individuato biunivocamente da una terna di coordinate cui sarà associata una concentrazione dell'inquinante considerato (normalmente espressa in $\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$ o meglio in $\mu\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$).

Costruire un modello significa individuare una relazione matematica che consenta di esprimere la concentrazione di inquinante rilevabile in un punto nello spazio in funzione del tasso di emissione della sorgente e delle condizioni meteorologiche e micrometeorologiche del PBL..

Sulla base di tutto ciò, risulta naturale immaginare di descrivere matematicamente la *concentrazione* in un punto qualsiasi del *plume* (limitatamente a questa zona) come il *prodotto* tra una funzione della coordinata *y* ed un'altra della coordinata *z* nel modo seguente:

$$C(x, y, z) = K \cdot f_y \cdot f_z \quad [4.2]$$

dove le funzioni f_y e f_z sono l'espressione matematica delle funzioni *a campana* disegnate nelle Figg.4.3a e 4.3b, normalizzate rispetto al valore massimo assunto e K è un'opportuna costante di cui ci occuperemo in seguito. In realtà questo modello è valido, a rigore, solo per i punti dello spazio appartenenti al piano A, visto che le due funzioni sono state individuate in tale piano. Tuttavia se ripetessimo lo stesso esperimento con il LIDAR per altri piani perpendicolari al baricentro, ma sempre entro la *Zona 2*, otterremmo funzioni analoghe, con l'unica differenza legata al maggiore o minore allargamento di questa campana. Queste due *funzioni* descrivono quindi il *grado di dispersione laterale e verticale* che il *plume* subisce. Dalle evidenze sperimentali si possono trarre le considerazioni seguenti:

- fra tutte le possibili funzioni matematiche con cui potrebbero essere espresse f_y e f_z è necessario individuare funzioni a campana che abbiano caratteristiche simili a quanto evidenziato nelle Fig.4.3. Una possibile scelta è costituita dalla *famiglia delle funzioni*

gaussiane (spesso usate nella statistica) visto che esse sono unimodali, simmetriche e tendenti a zero quando la variabile indipendente tende a più o meno infinito;

- le deviazioni standard che caratterizzano tali distribuzioni dipendono dalla distanza sottovento x e dalla stabilità atmosferica (cioè dalla turbolenza atmosferica).

Pertanto, a questo punto, la (4.2) può essere riscritta in maniera più completa nel modo seguente:

$$C(x, y, z) = K \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp\left[-\frac{(z - h_m)^2}{2\sigma_z^2}\right] \quad [4.3]$$

Per individuare il valore numerico della costante K è opportuno fare questo ragionamento. Si consideri una porzione dS del piano A di dimensioni $dy \cdot dz$. Il *flusso di inquinante*, cioè la quantità di inquinante che transita attraverso la superficie dS nell'unità di tempo, risulta pari a:

$$d\Phi = C(x, y, z) \cdot U \cdot dy \cdot dz \quad [4.4a]$$

dove U è la velocità media del vento. Il *principio di conservazione della massa* richiede che il flusso di inquinante che attraversa l'intera sezione A sia pari alla quantità di inquinante che esce dalla bocca del camino nell'unità di tempo, quindi, se si indica con Q l'*emission rate* (cioè la quantità di inquinante emesso nell'unità di tempo, espresso in $\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$) si ha che:

$$Q = \int_A C(x, y, z) \cdot U \cdot dydz \quad [4.4b]$$

dove, in pratica, U è il valore della velocità del vento alla quota del baricentro del pennacchio pesata in modo da tener conto della sua variazione con la quota. Ricordando che:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \quad [4.4c]$$

si giunge alla relazione finale seguente:

$$K = Q/U \quad [4.4d]$$

In conclusione, il modello semplificato che descrive la dispersione di un plume sulla *Zona 2* è dato dalla relazione :

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z U} \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \exp\left[-\frac{(z - h_m)^2}{2\sigma_z^2}\right] \quad [4.5]$$

Questa è la forma base del **Modello Gaussiano Stazionario Plume senza riflessione** che altro non è che l'equazione (3.14) già incontrata al Capitolo precedente.

Come si modifica il modello proposto quando si considera la Zona 3?

Il modello descritto dalla (4.5) per la *Zona 2* ha un'importanza più teorica che pratica visto che tale zona è poco estesa, in genere, e di difficile determinazione. Molto più estesa è la *Zona 3*,

cioè quella in cui il *plume* si è talmente allargato, sia in senso orizzontale che in senso verticale, da interagire col suolo e con la parte alta del *PBL*. Quello che si vede nella *Zona 3* è che :

- il pennacchio viene riflesso dal suolo,
- il pennacchio viene riflesso dalla sommità del *PBL* (altezza di rimescolamento).

Nella realtà, l'interazione del *plume* con queste due barriere è molto complessa. Il suolo è una barriera rigida e determina effettivamente una riflessione del *plume*, più o meno totale a seconda della natura dell'inquinante considerato e della superficie con cui viene in contatto. Alcuni inquinanti non vengono trattenuti dal suolo e quindi l'interazione del *plume* può essere considerata una vera e propria *riflessione totale*. Altri inquinanti, invece, una volta raggiunto il suolo, vengono coinvolti in una serie di interazioni col suolo stesso e con gli elementi biologici presenti, cosa che determina un loro allontanamento dal pennacchio. In tal caso si può parlare di *riflessione parziale*. Rimandando al Capitolo 15 che tratterà estesamente del fenomeno delle deposizioni, nel seguito si considereranno solo riflessioni totali.

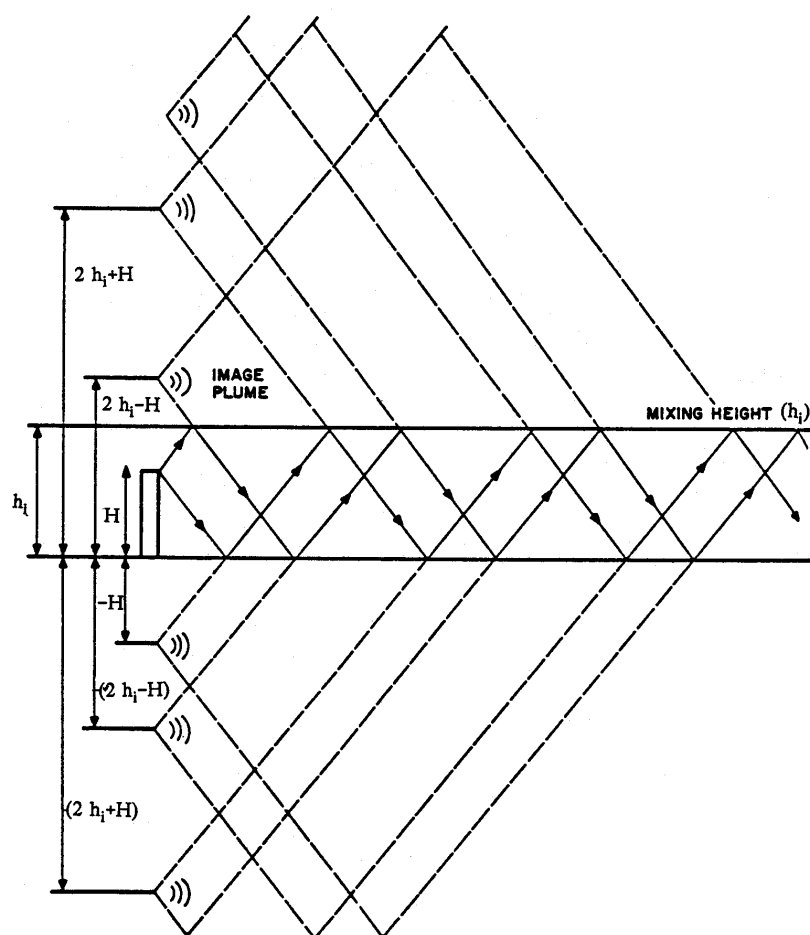


Fig.4.5: le riflessioni multiple di un plume stazionario (US-EPA,1995).

Quando invece il pennacchio raggiunge la parte alta del *PBL*, si trova nella *zona di entrainment*, dove i vortici turbolenti hanno esaurito la loro forza ascensionale, dove hanno luogo infiltrazioni di aria dell'atmosfera libera e dove parte dell'aria del *PBL* fugge nell'atmosfera libera. E' intuitivo pensare che la sommità del *PBL* costituisca per il *plume* una barriera non molto dissimile da una barriera rigida, anche se non è da escludere una sua parziale penetrazione verso l'atmosfera libera. Per il momento immaginiamo che di fatto la sommità del *PBL* sia vista

dal *plume* come una barriera rigida perfettamente riflettente secondo un meccanismo di riflessione di tipo *ottico*. La riflessione totale di un pennacchio sia al suolo che alla sommità del *PBL* può essere quindi simulata al pari della riflessione di un fascio di luce che si rifletta tra due specchi paralleli. Il complesso fenomeno di riflessioni multiple è illustrato in *Fig.4.5*.

Semplici considerazioni analitiche, basate su un'analogia ottica, hanno portato alla relazione seguente (Modello a Riflessioni Multiple o delle immagini):

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z U} \cdot \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot f_z \quad [4.6a]$$

dove

$$f_z = \sum_{j=0, \pm 1, \pm 2, \dots} \left\{ \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z + 2jz_i - h_m}{\sigma_z}\right)^2\right] + \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z + 2jz_i + h_m}{\sigma_z}\right)^2\right] \right\} \quad [4.6b]$$

Questa relazione costituisce il *Modello Gaussiano Stazionario completo e generale per descrivere la dispersione degli inquinanti* e con esso è possibile calcolare la concentrazione di inquinante in ogni punto dello spazio sottovento alla sorgente puntuale considerata.

La serie di infiniti termini presenti nella (4.6b) tiene conto degli effetti di restrizione verticale subiti dal *plume*. Dal punto di vista computazionale la (4.6b) è molto critica, anche perché la sua convergenza spesso è molto lenta e quindi non è sempre immediato individuare a quale termine troncarla, pur mantenendo l'errore a livelli prefissati. E' stata proposto un metodo efficiente (Yamartino, 1977) che consente di esprimere in maniera chiusa il termine (4.6b). In pratica si ha che:

- per $\sigma_z/z_i \leq 0.63$, di tutti i termini della sommatoria presente nella (4.6b) si mantengono solo quelli aventi $j = 0, \pm 1$;
- per $0.63 \leq \sigma_z/z_i \leq 1.08$ la (4.6b) è approssimata dalla relazione seguente:

$$f_z = \frac{\sqrt{2\pi}\sigma_z}{z_i} (1 - \beta^2) \cdot [1 + \beta^2 + 2\beta \cos(\pi z/z_i) \cdot \cos(\pi h_m/z_i)] \quad [4.6c]$$

dove:

$$\beta = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\pi\sigma_z}{z_i}\right)^2\right] \quad [4.6d]$$

- per $\sigma_z/z_i > 1.08$, la (4.6b) viene approssimata da:

$$f_z = \sqrt{2\pi}\sigma_z/z_i \quad [4.6e]$$

Questo metodo approssima la serie infinita con un errore inferiore al 1.3%.

Prima di continuare vale la pena fare un'ulteriore osservazione. Quando ci si allontana notevolmente dalla sorgente, l'insieme delle riflessioni multiple del *plume* col suolo e con l'altezza di rimescolamento produce di fatto un'omogeneizzazione verticale del *plume* stesso come indicato chiaramente dalla (4.6e). In *Fig.4.6* è illustrata graficamente la dispersione del *plume* sia lungo la direzione trasversale al baricentro del pennacchio sia lungo la verticale: come

si vede, la dispersione verticale risulta gaussiana nei pressi del punto di emissione e tende a distribuirsi sempre più uniforme sulla verticale man mano aumenta la distanza sottovento.

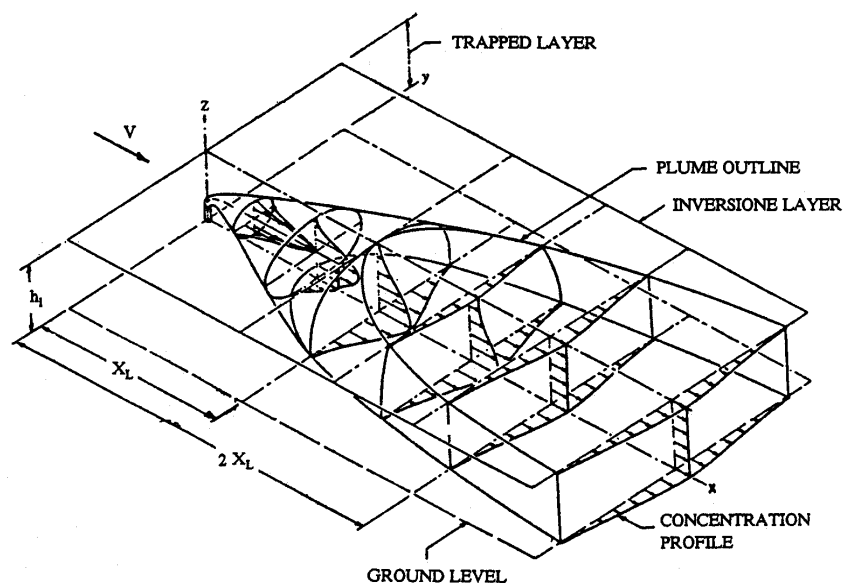


Fig.4.6: profilo di concentrazione del plume limitato verticalmente dall'altezza di rimescolamento.

Nelle applicazioni pratiche, normalmente ci si limita a determinare la *concentrazione al suolo*. In questo caso la relazione precedente consente un gran numero di semplificazioni. Riveste un'importanza pratica notevole il caso in cui si considerino trascurabili tutte le riflessioni del pennacchio, tranne quella al suolo. In questo caso la relazione si semplifica nel modo seguente:

$$C(x, y, 0) \cong \frac{Q}{\pi \sigma_y \sigma_z U} \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot \exp\left[-\frac{h_m^2}{2\sigma_z^2}\right] \quad [4.7]$$

La (4.6) ed anche la (4.7) consentono la stima in un punto qualsiasi dello spazio della concentrazione che deriva dalla presenza di una sorgente puntiforme posta all'origine degli assi.

Quando però, come in quasi tutti i casi di interesse pratico, *sono presenti nello stesso dominio di calcolo più sorgenti puntiformi*, è necessario stabilire quale sia il loro *effetto complessivo*. Visto che nel modello gaussiano *plume* non si tiene conto di reazioni chimiche con cinetica superiore al primo ordine (più avanti si introdurrà anche l'effetto di semplici reazioni chimiche del primo ordine), vale la legge della sovrapposizione degli effetti secondo cui la *concentrazione in un punto P dello spazio è data dalla somma dei contributi che ogni sorgente determina autonomamente in quel punto*.

Dal punto di vista pratico, quando si devono considerare più sorgenti inquinanti distribuite irregolarmente su un territorio e differenti periodi temporali per i quali la direzione del vento varia, non è più possibile considerare un unico sistema di riferimento cartesiano. Di fatto il problema che ci si trova a considerare è il calcolo della concentrazione (normalmente al suolo) di un inquinante, causata dalla presenza di un certo numero di sorgenti emittenti, ai *nodi di un reticolo regolare (dominio di calcolo)* che risulta sovrapposto al territorio che si intende studiare. Tale reticolo necessariamente dovrà essere riferito ad un sistema fisso di assi cartesiani ortogonali (*sistema geografico*) le cui coordinate orizzontali siano (X, Y) . Se in un dato periodo

la direzione di provenienza del vento è pari a φ e se una generica sorgente puntuale si trova nel punto di coordinate (X_s, Y_s) , allora la *distanza sottovento* e la *distanza trasversale* a tale sorgente di un generico nodo della griglia di coordinate (X, Y) è data dalle relazioni seguenti:

$$x = -(X - X_s)\text{sen}\varphi - (Y - Y_s)\text{cos}\varphi \quad [4.8a]$$

$$y = (X - X_s)\text{cos}\varphi - (Y - Y_s)\text{sen}\varphi \quad [4.8b]$$

Nella relazione gaussiana compare la velocità media del vento U e ciò evidenzia immediatamente il primo grande limite del Modello Gaussiano Plume. E' immediato constatare l'incapacità del modello a tener conto della variabilità del profilo verticale della velocità del vento, oltre che dell'eventuale variazione verticale della sua direzione di provenienza. Mentre su quest'ultimo punto poco si può fare e nella pratica si adotta la direzione che il vento assume o al suolo o ad una quota prossima a quella della caminiera (se è possibile misurarla o stimarla), per quanto riguarda la velocità del vento si può fare molto di più. In teoria si potrebbero impiegare le relazioni di Similarità sviluppate a questo scopo (si veda per questo quanto detto al Capitolo 3 ed in particolare la relazione di Similarità per il profilo verticale della velocità media del vento), ma molto spesso l'applicazione dei modelli di questo tipo avviene in situazioni in cui la conoscenza della turbolenza atmosferica è decisamente molto limitata e *condensata* nelle *Categorie di Stabilità di Pasquill*. In questi casi sono state sviluppate relazioni semiempiriche (US-EPA, 1987) che consentono di estrapolare la velocità del vento misurata ad una quota z_r , alla quota del baricentro h_m mediante una relazione di potenza del tipo:

$$\bar{u}_{h_m} = \bar{u}_{z_r} (h_m / z_r)^p \quad [4.9]$$

dove p dipende dalla Categoria di Stabilità e dal tipo di territorio considerato. Normalmente si trattano due situazioni tipiche, la situazione *rurale* applicabile a territori privi di costruzioni civili e industriali, e la situazione *urbana* vera e propria. In questi due casi p dedotto sperimentalmente nelle varie situazioni di stabilità, è riportato in *Tab.4.1* (Hanna e al., 1982).

Classe di Stabilità	Situazione Rurale	Situazione Urbana
A	0.07	0.15
B	0.07	0.15
C	0.10	0.20
D	0.15	0.25
E	0.35	0.30
F	0.55	0.30

Tab.4.1: variazione del coefficiente p con la Classe di stabilità ed il tipo di suolo.

Perché la (4.6) o la (4.7) siano effettivamente usabili per il calcolo della concentrazione di inquinante al suolo dovuta ad una sorgente puntiforme è necessario esplicitare sia la forma funzionale delle deviazioni standard della dispersione in senso orizzontale e verticale, sia il metodo con cui valutare la quota di livellamento del pennacchio. Questi sono gli argomenti che ci accingiamo a trattare nei prossimi paragrafi.

4.1.2 I parametri di dispersione

Nel modello Gaussiano *Plume* l'effetto disperdente, condensato nelle due deviazioni standard che compaiono nelle (4.6) e (4.7), è dovuto alla turbolenza atmosferica, al *galleggiamento*

(*buoyancy*) del *plume* (derivante dal fatto che il *plume* all'emissione possiede una spinta di galleggiamento propria dovuta alla differenza di temperatura con l'aria circostante) e ad alcuni effetti di scia indotti dalla presenza di costruzioni poste attorno al punto di emissione. Il definire questi due parametri nella maniera più realistica possibile consente naturalmente di ottenere simulazioni sempre più vicine alla realtà. La storia del modello Gaussiano *Plume* e della sperimentazione fatta negli ultimi decenni è stata molto spesso dedicata proprio a questo argomento.

In assenza di effetti di scia indotti dalla presenza di edifici vicini, argomento di cui ci si occuperà nel seguito, le deviazioni standard presenti nel modello Gaussiano possono essere considerate la combinazione di:

- un termine che tiene conto degli effetti di galleggiamento del pennacchio
- un termine determinato dalla turbolenza atmosferica.

In pratica si ha che:

$$\begin{aligned}\sigma_y^2 &= \sigma_{yb}^2 + \sigma_{yt}^2 \\ \sigma_z^2 &= \sigma_{zb}^2 + \sigma_{zt}^2\end{aligned}\tag{4.9}$$

dove il pedice *t* indica il termine derivante dall'azione della turbolenza atmosferica ed il pedice *b* sta ad indicare il termine che esprime l'effetto del galleggiamento del pennacchio.

4.1.2.1 Il termine derivante dal galleggiamento

La dispersione del pennacchio non è dovuta esclusivamente all'interazione con l'aria turbolenta del *PBL*, ma anche alla turbolenza che esso possiede all'emissione e all'*incorporamento* di aria ambiente (*entrainment*) derivante principalmente dalle differenti caratteristiche termiche e di movimento che esistono tra *plume* e *PBL*. Descrivere tutto ciò è veramente complesso, tuttavia, seguendo quanto proposto in Pasquill (1976), è possibile descrivere in termini semplificati tutto ciò. In effetti, detto Δh l'innalzamento del *plume* rispetto alla sommità della ciminiera ad una generica distanza sottovento *x*, si ha che la dispersione laterale e verticale dovuta al galleggiamento del pennacchio può essere descritta dalla relazione seguente:

$$\sigma_{yb} = \sigma_{zb} = \Delta h / 3.5\tag{4.10}$$

Come si nota immediatamente, tale termine non è assolutamente trascurabile quando si trattano camini caratterizzati da un elevato innalzamento del pennacchio.

4.1.2.2 Il termine derivante dalla turbolenza atmosferica

Il problema pratico che si presenta nella determinazione delle deviazioni standard orizzontale e verticale dovute alla turbolenza atmosferica sta nel definire quali misure meteorologiche debbano concorrere alla loro individuazione. E' naturale che tali deviazioni standard siano funzione delle deviazioni standard delle componenti orizzontali (σ_u) e verticale (σ_w) del vento e questo lo afferma anche la Teoria Statistica di Taylor (Par. 3.3); il problema è che spesso si ipotizza che tali misure non siano in pratica disponibili, specialmente quando il modello Gaussiano viene impiegato per scopi progettuali. In tali situazioni, la meteorologia nota è veramente molto povera e quasi mai comprende la conoscenza della turbolenza del *PBL*.

Proprio per questa ragione, nella definizione dei due parametri dispersivi, sono state adottate storicamente due metodologie differenti. La prima si riferisce alle situazioni in cui siano noti i principali parametri della turbolenza atmosferica, mentre la seconda si riferisce a tutte quelle situazioni in cui la conoscenza sullo stato della turbolenza del *PBL* sia condensata nelle sole Categorie di Stabilità Atmosferiche. Mentre la prima metodologia ha solidi fondamenti teorici, la seconda è completamente semiempirica.

Metodologia basata sui parametri di turbolenza atmosferica.

Il punto di partenza di questa metodologia è costituito dalle relazioni ottenute dalla Teoria Statistica di Taylor i cui dettagli sono stati presentati al Capitolo precedente. In pratica si ammette che esista una relazione funzionale tra σ_y e σ_z e le variabili seguenti:

- le deviazioni standard σ_y e σ_w (la prima a σ_y e la seconda a σ_z);
- il tempo di trasporto t dell'inquinante. In particolare, se si considera un punto ad una distanza sottovento x rispetto alla sorgente e se il vento medio risulta pari a U , il tempo di trasporto risulta pari a $t=x/U$;
- il livello di turbolenza dell'atmosfera, espresso in generale mediante i tempi lagrangiani di scala T_{Ly} e T_{Lz} ed i parametri caratterizzanti la turbolenza dell'intero *PBL*.

In pratica si ha che (Irwin, 1979):

$$\sigma_y = \sigma_w t \cdot S_y(t/T_{Ly}) \tag{4.11a}$$

$$\sigma_z = \sigma_w t \cdot S_z(t/T_{Lz}) \tag{4.11b}$$

I problemi legati all'impiego pratico delle relazioni precedenti sono di due tipi.

Il primo problema è connesso con la presenza della deviazione standard della componente verticale e trasversale del vento. Le possibilità pratiche che si presentano sono o la loro determinazione sperimentale (per esempio impiegando il SODAR) o una loro stima basata sulla Teoria della Similarità, che richiede comunque la conoscenza dettagliata della forzante meccanica u^* , della forzante convettiva H_0 e dell'estensione verticale del *PBL* z_i . A questo proposito possono essere impiegate le varie relazioni contenute nel Capitolo 2.

Il secondo problema sta nel dover definire la relazione funzionale per le *Funzioni Universali* S_y e S_z . Molto lavoro sperimentale è stato condotto per individuare tali rapporti funzionali, anche se finora non si è giunti a relazioni univoche. In linea di principio, esse dovrebbero dipendere da molti parametri tra cui:

- l'altezza di equilibrio del plume (h_m),
- le caratteristiche del *SL*, sede delle principali forzanti della turbolenza atmosferica (z_0, u^*, L),
- le caratteristiche della turbolenza della parte centrale del *PBL* (f, z_i, w^*).

⇒ La Funzione Universale S_y

Dal lavoro di Irwin (1979) e Nieuwstandt (1980) è possibile ottenere le correlazioni seguenti:

$$S_y = \begin{cases} \left[1 + (t/T_i)^{1/2}\right]^{-1} & T_i^{-1} = 2.5u^*/z_i \cdot [1 + 0.0013(-z_i/L)]^{1/3} & L \leq 0 \\ \left[1 + 0.9(t/T_0)\right]^{-1} & T_0^{-1} = 1.001 & L > 0 \end{cases} \tag{4.12a}$$

E' interessante notare come tale correlazione sia in accordo con la Teoria Statistica di Taylor, dato che quanto $t \rightarrow 0$, σ_y risulta proporzionale a t , mentre quando $t \rightarrow \infty$ tende a $t^{1/2}$. Va comunque notato che tale correlazione non tiene conto esplicitamente della quota di rilascio, come del resto, anche quella proposta da Draxler (1976):

$$\begin{aligned} S_y(x) &= [1 + 0.0308 \cdot x^{0.4548}]^{-1} && \text{per } x \leq 10^4 \text{ m} \\ S_y(x) &= 0.333(10000/x)^{0.5} && \text{per } x > 10^4 \text{ m} \end{aligned} \quad [4.12b]$$

che è una delle più usate nelle applicazioni. Ne è stata proposta un'altra che *tiene conto almeno dell'altezza del rilascio*. La sua formulazione generale è

$$S_y(t) = [1 + 0.9(t/T_{L_y})^{1/2}]^{-1} \quad [4.13]$$

dove T_{L_y} vale 300 s per sorgenti al suolo e 1000 per sorgenti elevate. Come risulta evidente, c'è una notevole incertezza nel valore di T_{L_y} . Il valore attualmente consigliato per camini elevati (Hanna, 1986) risulta pari a 15000 secondi. Sono stati condotti, comunque, anche studi per determinare leggi in cui fossero esplicitate queste dipendenze. Un tentativo di sintesi, soprattutto nelle situazioni convettive, è riportato in Briggs (1985)

Una filosofia apparentemente differente è quella adottata da un gruppo di ricercatori danesi (Berkowicz e al., 1985). Essi, pur adottando la (4.11a), hanno introdotto direttamente ed esplicitamente le relazioni di Similarità che descrivono la deviazione standard della componente trasversale del vento, ipotizzata costante con la quota. Il risultato ottenuto è la relazione seguente che fornisce direttamente la stima adeguata per σ_y , sia in condizioni convettive che in condizioni stabili (in cui la velocità convettiva di scala w_* risulta nulla):

$$\sigma_y = t \cdot \left(\frac{0.25w_*^2}{1 + 0.9xw_*/(z_iU)} + u_*^2 \right)^{1/2} \quad [4.14]$$

Essa suggerisce che *due* sono i *contributi alla dispersione laterale del plume*. Il primo è un *contributo convettivo* (dipendente dalla velocità convettiva di scala w_*), che deriva dall'effetto rimescolante dei grandi vortici convettivi presenti nell'intero *PBL*, ed il secondo è un contributo meccanico (dipendente da u_*), sempre presente e dovuto allo *shear*. Quando la convettività cessa, come accade nelle ore notturne, cessa anche lo sviluppo di vortici di grandi dimensioni ed il conseguente contributo convettivo alla σ_y e resta incontrastato il solo contributo meccanico.

⇒ **La Funzione Universale S_z**

Tale Funzione Universale dovrebbe rendere conto di due distinti regimi fluidodinamici del *PBL*: il regime convettivo ed il regime stabile. Mentre nel primo caso dovrebbe rappresentare l'azione disperdente operata dai grandi vortici turbolenti che spazzano l'intero *ML*, nel secondo dovrebbe descrivere la turbolenza meccanica, tipica di queste situazioni. E' evidente la difficoltà operativa nell'individuare relazioni analitiche per S_z , soprattutto a causa della relativa scarsità di dati sperimentali disponibili. Irwin (1979, 1983) e Nieuwstadt (1980) sulla base di alcuni dati sperimentali disponibili, ha proposto la relazione seguente:

$$\begin{aligned} S_z(t) &= [1 + 0.9(t/500)^{1/2}]^{-1} && \text{per } L < 0 \\ S_z(t) &= [1 + 0.945(t/100)^{-0.806}]^{-1} && \text{per } L > 0 \end{aligned} \quad [4.15a]$$

Questo tipo di parametrizzazione ovviamente non tiene conto dei molti parametri che dovrebbero comparire nella S_z . Una formulazione potenzialmente più realistica è data da:

$$S_z(t) = [1 + 0.5t/T_{L_z}]^{-1/2} \quad [4.15b]$$

in cui il tempo lagrangiano di scala assume forme differenti a seconda del regime di turbolenza del *PBL* e della quota di livellamento del plume. Si ha infatti che:

- **nelle situazioni stabili** ($L > 0$): Venkatram e al. (1984) ipotizzarono una proporzionalità tra il Tempo di Scala Lagrangiano e la deviazione standard della componente verticale della velocità del vento secondo la relazione seguente:

$$T_{L_z} = l/\sigma_w \quad [4.16a]$$

dove l è una *lunghezza caratteristica (mixing length)* che assume due valori limite:

$$l_s = 0.27\sigma_w/N \quad l_n = 0.36z \quad [4.16b]$$

dove:

$$N = \left(\frac{g}{T} \frac{d\theta}{dz} \right)^{1/2} \quad [4.16c]$$

Sulla base di ciò, si ipotizza che, in generale, la *mixing length* possa essere espressa in funzione dei suoi due valori limite, mediante la relazione:

$$1/l = 1/l_s + 1/l_n \quad [4.16d]$$

Un altro schema proposto per la stima del Tempo Lagrangiano di Scala è il seguente (Hanna e Chang, 1991):

- quando $L \leq 10$ m

$$T_{L_z} = 0.54/s \quad \text{dove } s = [g/T \cdot (d\theta/dz)]^{1/2} \quad [4.17a]$$

- quando $10 \leq L \leq h_m$:

$$T_{L_z} = \left(\frac{2h_m}{\sigma_w} \right) \left(\frac{L-10}{h_m-10} \right) + \left(\frac{0.54}{s^{1/2}} \right) \left(\frac{h_m-L}{h_m-10} \right) \quad [4.17b]$$

- **nelle situazioni convettive** ($L < 0$) il tempo lagrangiano di scala dipende, tra l'altro, dalla quota di rilascio del plume (h_m) e dall'altezza del *PBL* (z_i) nel modo seguente:

- se $h_m \leq |L|$

$$T_{L_z} = 0.4h_m / [\sigma_w (0.55 - 0.38 h_m / |L|)] \quad [4.18a]$$

- se $|L| < h_m \leq z_i$:

$$T_{L_z} = (0.6z_i / \sigma_w) (1 - e^{-5h_m/z_i} - 0.0003e^{8h_m/z_i}) \quad [4.18b]$$

- se $h_m > z_i$:

$$T_{L_i} = 0.54 / [(g/T) \cdot (d\theta/dz)]^{1/2} \quad [4.18c]$$

Questa formulazione è molto usata e rappresenta, probabilmente, il modo migliore, anche se più laborioso, per esprimere il Tempo Lagrangiano di Scala Verticale.

Una metodologia all'apparenza molto diversa è stata adottata dal gruppo di ricerca danese che, prendendo sempre come riferimento di base la (4.11b) ed esprimendo con relazioni di Similarità la deviazione standard della componente verticale del vento (che questa volta varia con la quota), è giunto ad esprimere direttamente la deviazione standard della dispersione sulla verticale senza passare esplicitamente dalla Teoria di Taylor. In pratica essi propongono la procedura seguente:

- nelle **situazioni convettive** si ha che la deviazione standard verticale risulta determinata da due contributi, uno meccanico ed un altro convettivo, in modo tale che:

$$\sigma_z^2 = \sigma_{zm}^2 + \sigma_{zc}^2 \quad [4.19a]$$

Il *contributo convettivo* è dato da:

- per $h_m \geq 0.1z_i$:

$$\sigma_{zc}^2 = 0.33w_*^2 t^2 \quad [4.19b]$$

- per $h_m < 0.1z_i$:

$$\begin{aligned} \sigma_{zc}^2 &= 1.54w_*^2 (h_m/z_i)^{2/3} t^2 && \text{per } \sigma_{zc} < h_m \\ \sigma_{zc}^2 &= [0.83w_*z_i^{-1/3}t + 0.33h_m^{2/3}]^3 && \text{per } h_m \leq \sigma_{zc} < 0.1z_i \\ \sigma_{zc}^2 &= [0.581w_*t + 0.231h_m^{2/3}z_i^{1/3} - 0.05z_i]^2 && \text{per } \sigma_{zc} \geq 0.1z_i \end{aligned} \quad [4.19c]$$

mentre il *contributo meccanico* è dato da:

$$\begin{aligned} \sigma_{zm}^2 &= \sigma_{zmu}^2 = 1.2u_*^2 t^2 \exp[-0.6tu_*/h_m] && \text{per } tu_*/h_m < 1 \\ \sigma_{zm}^2 &= \sigma_{zmu}^2 = 1.2u_*^2 t^2 \exp[-0.6] && \text{per } tu_*/h_m \geq 1 \end{aligned} \quad [4.19d]$$

- nelle **situazioni stabili** il contributo convettivo è assente e la relazione proposta è la seguente:

$$\sigma_z^2 = \sigma_{zmu}^2 / (1 + 1.11tu_*/L) \quad [4.19e]$$

Queste relazioni sono notevolmente più complesse rispetto a quelle presentate in precedenza, ma in esse sono presenti tutte le variabili che caratterizzano la dinamica sia del *PBL* che del plume. Va inoltre notato che in esse compare il tempo t che, nel caso stazionario che stiamo trattando, risulta pari a x/U .

Metodologia basata su relazioni semiempiriche.

Gran parte delle attività sperimentali promosse nell'ambito dello studio della dispersione degli inquinanti nel *PBL* sono state finalizzate all'ottenimento di dati utili alla formulazione di *relazioni semiempiriche* per descrivere le due deviazioni standard della dispersione in funzione

delle *Classi di Stabilità Atmosferica* e della distanza sottovento. Tale dipendenza implica che le relazioni semiempiriche dedotte siano strettamente legate allo schema usato nelle campagne sperimentali per definire le Classi di Stabilità. Ciò comporta che quando si impiega un modello Gaussiano *Plume*, dovrebbe essere garantita la *congruenza* tra la definizione di Classe di Stabilità e le relazioni semiempiriche usate.

Molte sono state le relazioni proposte dai vari ricercatori ma, nella pratica modellistica corrente, solo due vengono usate veramente. Va comunque ricordato che tali correlazioni si possono ritenere valide per distanze sottovento comprese tra 100 metri e 10 - 20 km.

⇒ **Relazioni di Pasquill Gifford.**

Le più note ed usate sono le *relazioni di Pasquill Gifford* che derivano dai dati raccolti nella campagna sperimentale di *Prairie Grass*. Durante tale campagna furono effettuate emissioni di un tracciante e venne caratterizzata la distribuzione spaziale, al livello del suolo, della sua concentrazione. Le limitazioni più evidenti di tale campagna risiedono nel fatto che il tracciante impiegato era stato emesso per un periodo di 10 minuti, che la rugosità superficiale del territorio sede dell'esperimento era molto ridotta (circa 1 cm), che il tracciante era stato emesso a livello del suolo, che il tempo di mediazione nella misura delle concentrazioni era pari a 3 minuti e che la distanza sottovento a cui si spingevano le osservazioni non superava gli 800 metri. Nonostante tutte queste limitazioni e dopo ulteriori elaborazioni, furono prodotte da Turner (1970) delle elaborazioni grafiche che mettevano in relazione le due deviazioni standard con la distanza sottovento in funzione delle Classi di Stabilità Atmosferica (ricavate mediante gli schemi proposti da Pasquill-Turner). Da tali rappresentazioni grafiche sono state poi dedotte delle relazioni analitiche per consentire la loro semplice interiorizzazione in programmi di calcolo. Una delle relazioni analitiche più usata nella pratica è quella proposta da Green e al. (1980) e descritta dalle relazioni seguenti:

$$\begin{aligned} \sigma_y(x) &= k_1 x / [1 + (x/k_2)]^{k_3} \\ \sigma_z(x) &= k_4 x / [1 + (x/k_2)]^{k_5} \end{aligned} \quad [4.20]$$

dove le varie costanti presenti sono contenute in *Tab.4.2*, mentre in *Fig.4.7* è presentato l'andamento con la distanza sottovento della deviazione standard orizzontale e verticale, in funzione della Classe di Stabilità Atmosferica.

Classe di Stabilità'	K ₁	k ₂	k ₃	k ₄	k ₅
A	0.2500	927	0.189	0.1020	-1.918
B	0.2020	370	0.162	0.0962	-0.101
C	0.1340	283	0.134	0.0722	0.102
D	0.0787	707	0.135	0.0475	0.465
E	0.0566	1070	0.137	0.0335	0.624
F	0.0370	1170	0.134	0.0220	0.700

Tab.4.2: costanti delle relazioni di Green.

Come detto, tali correlazioni fanno riferimento a tempi di mediazione di pochi minuti. Nelle applicazioni modellistiche, tuttavia, è quasi sempre necessario considerare tempi di mediazioni più lunghi (tipicamente un'ora). Anche se a volte tali relazioni vengono applicate direttamente, sarebbe necessario applicare, almeno al parametro di dispersione orizzontale, la correzione:

$$\sigma_{y_r} = \sigma_{y_0} / [10/\tau]^r \quad [4.21]$$

dove σ_{y_0} è la deviazione standard dedotta dalla (4.20), τ è il tempo di mediazione e r è un parametro che dipende dalla Classe di Stabilità nel modo indicato in *Tab.4.3*.

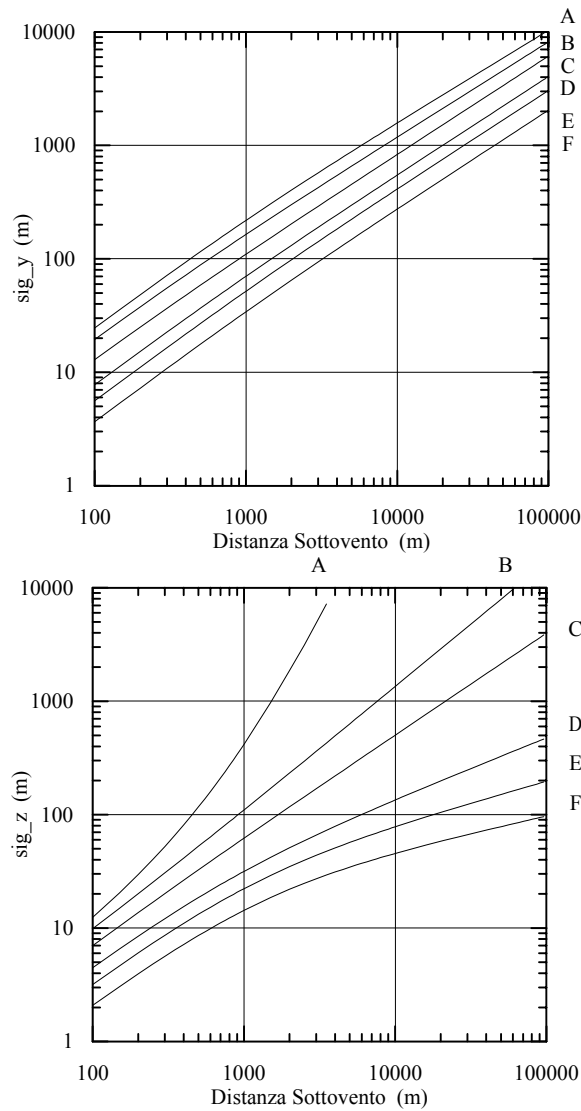


Fig.4.7: deviazioni standard del modello Gaussiano Plume secondo Pasquill Gifford

<i>Classe di stabilita'</i>	<i>r</i>
A	0.675
B	0.55
C	0.425
D	0.300
E	0.175
F	0.175

Tab.4.3: coefficiente della (4.21) per la correzione del tempo di mediazione.

⇒ **Relazioni di Briggs**

Oltre ai dati usati da Turner per dedurre le relazioni precedenti, col passare del tempo furono disponibili anche altri dati sperimentali ottenuti in situazioni differenti. La cosa più importante fu che si resero disponibili anche misure relative a emissioni puntuali a quota elevata (in particolare dalle ciminiere di alcune centrali termoelettriche). Il problema era la notevole confusione che derivava dall'avere dati di provenienza differente e relativi a situazioni emissive molto diverse. Briggs (1973) pose un po' di ordine in tutto ciò, ottenendo le relazioni note come *relazioni di Briggs*, sia nella versione *rurale* che in quella *urbana*. Va notato che lo schema rurale ben si applica a camini elevati in ambiente rurale, mentre la dispersione in ambiente urbano è ben rappresentata dallo schema urbano. Dal punto di vista matematico, la generica deviazione standard (sia σ_y che σ_z) è descritta dalla relazione seguente:

$$\sigma = ax(1 + bx)^c \quad [4.22]$$

in cui le tre costanti presenti dipendono dalla Categoria di Stabilità Atmosferica, ma anche dallo schema (urbano o rurale) e dalla deviazione standard considerata. In *Tab.104.4* sono raccolti tutti i valori dei parametri relativi alla correlazione per la deviazione standard orizzontale, mentre in *Tab.4.5* gli analoghi parametri per la deviazione standard verticale. Nella *Fig.4.8* sono graficate le deviazioni standard relative alla situazione rurale, mentre nella *Fig.4.9* quelle per la situazione urbana. Va rilevato che vengono impiegate le relazioni di tipo rurale quando il terreno è pianeggiante e poco rugoso, mentre quando la rugosità superficiale è elevata è conveniente impiegare le correlazioni di tipo urbano.

Classe di stabilità'	Schema Rurale			Schema Urbano		
	a	b	c	a	b	c
A	0.22	0.0001	-0.5	0.32	0.0004	-0.5
B	0.16	0.0001	-0.5	0.32	0.0004	-0.5
C	0.11	0.0001	-0.5	0.22	0.0004	-0.5
D	0.08	0.0001	-0.5	0.16	0.0004	-0.5
E	0.06	0.0001	-0.5	0.11	0.0004	-0.5
F	0.04	0.0001	-0.5	0.11	0.0004	-0.5

Tab.4.4: parametri delle relazioni di Briggs per la deviazione standard orizzontale.

Classe di stabilità'	Schema Rurale			Schema Urbano		
	a	b	c	a	b	c
A	0.200	0	1	0.24	0.00100	0.5
B	0.120	0	1	0.24	0.00100	0.5
C	0.080	0.0002	-0.5	0.20	0	1
D	0.060	0.0015	-0.5	0.14	0.0003	-0.5
E	0.030	0.0003	-1.0	0.08	0.00150	-0.5
F	0.016	0.0003	-1.0	0.08	0.00150	-0.5

Tab.4.5: parametri delle relazioni di Briggs per la deviazione standard verticale.

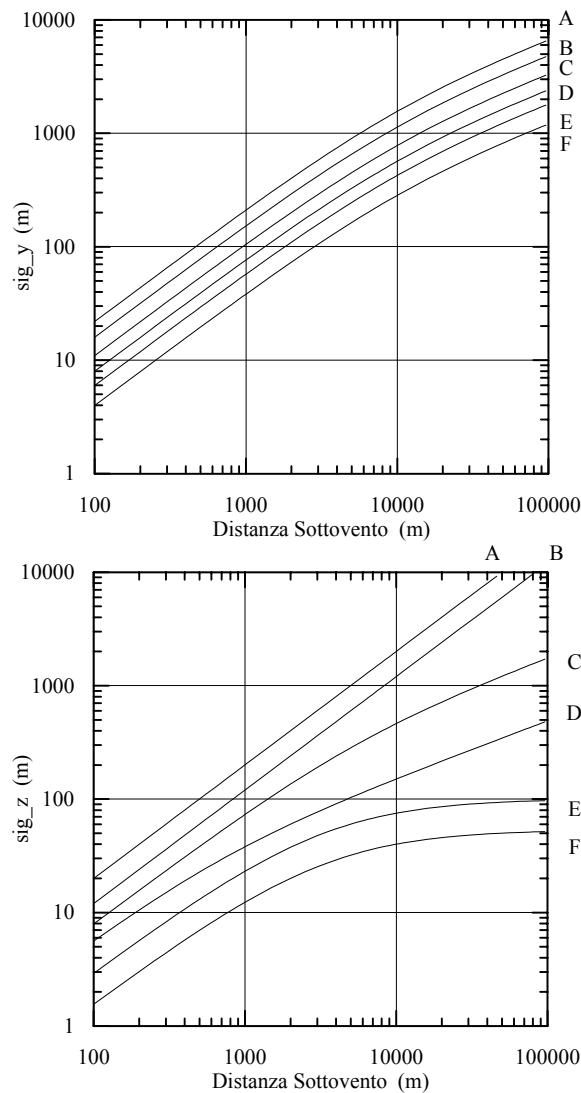


Fig.4.8: deviazioni standard del modello Gaussiano Plume secondo Briggs (modello rurale).

Anche se sono state proposte altre correlazioni semiempiriche, nei modelli dispersivi normalmente usati sono questi due tipi di correlazioni che vengono più frequentemente impiegate. In particolare si usano le correlazioni di Pasquill Gifford per simulare camini poco elevati ed in ambiente rurale, mentre si usano le correlazioni di Briggs quando si devono trattare ciminiere elevate, come lo sono normalmente quelle delle centrali termoelettriche.

Prima di concludere l'argomento è doveroso fare un'importante precisazione. Nonostante il fatto che attualmente si tenda a considerare le correlazioni per σ_y e σ_z di Pasquill Gifford sostanzialmente dei *sinonimi* delle correlazioni analoghe proposte da Briggs per lo schema rurale, la realtà è ben differente. Come già si è avuto modo di sottolineare, le prime si riferiscono a sorgenti poco elevate mentre le seconde sono state determinate da misure relative a camini elevati e la quota di rilascio ha una notevole influenza sul valore dei parametri di dispersione. Se per il parametro di dispersione laterale queste differenze non sono rilevanti, per quanto riguarda il parametro di dispersione verticale le differenze sono notevolissime, soprattutto nelle situazioni ad elevata convettività, come ben si può notare in Fig.4.10 in cui sono messi a confronto gli andamenti con la distanza sottovento di σ_z previsti dalle correlazioni di Pasquill-Gifford con gli analoghi andamenti di Briggs (*schema rurale*).

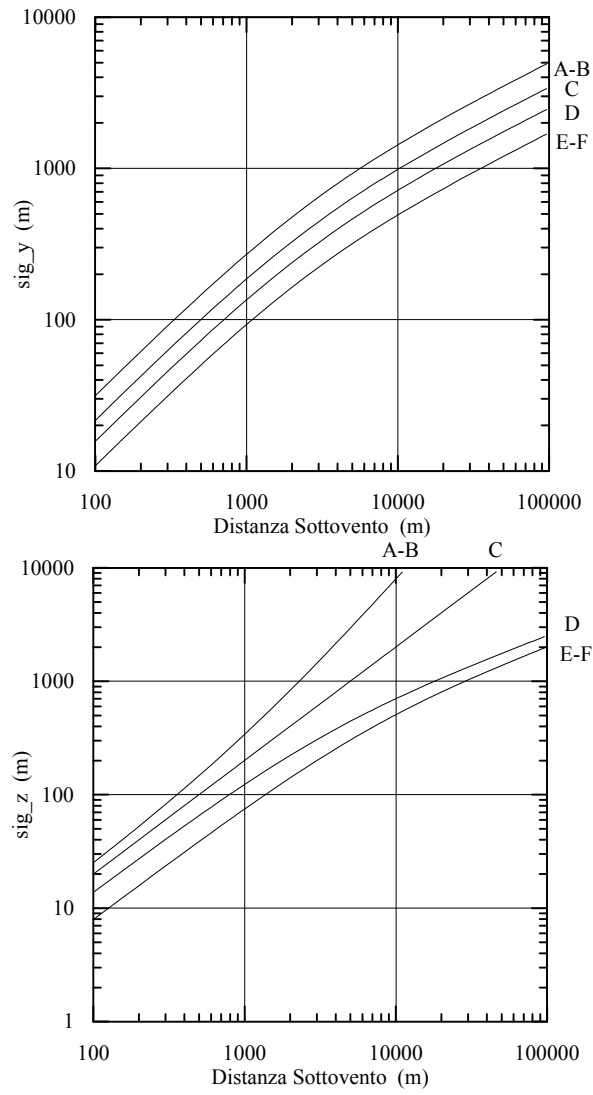


Fig.4.9: deviazioni standard del modello Gaussiano Plume secondo Briggs (modello urbano).

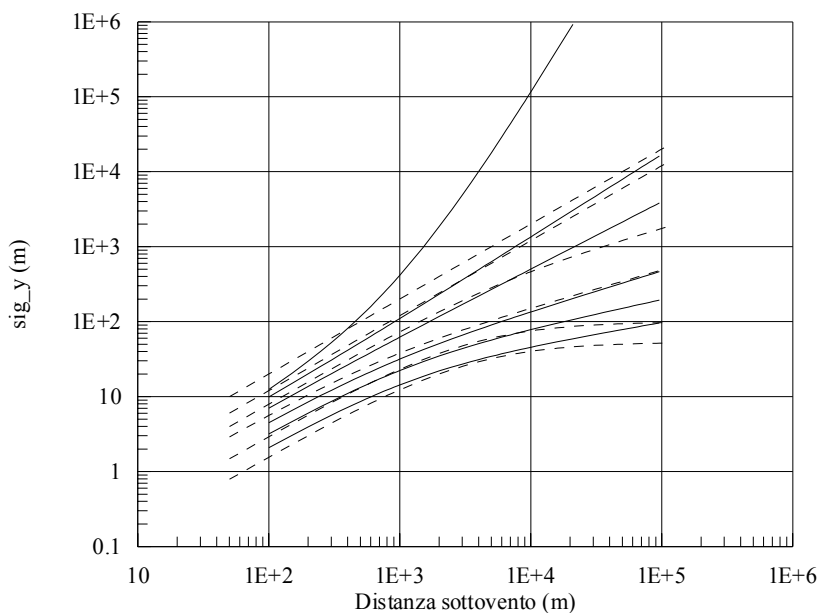


Fig.4.10: andamenti con x di σ_z . Curve a tratto continuo: correlazioni di Pasquill Gifford (dall'alto verso il basso: categoria A,B,C,D,E,F. Curve tratteggiate: correlazioni di Brigg (schema rurale).

4.1.3 Innalzamento del pennacchio (Plume Rise).

4.1.3.1 Introduzione

Vista l'enorme importanza pratica che riveste il modello Gaussiano, molto lavoro è stato fatto per renderlo effettivamente operativo. Uno degli aspetti più studiati è stata la determinazione dell'innalzamento del baricentro del pennacchio (*plume rise*). In questa sede viene presentata una panoramica non esaustiva, ma sufficiente ai fini pratici, basata prevalentemente sul lavoro teorico-sperimentale realizzato da *G.A. Briggs*. Per prima cosa va detto che l'altezza efficace del pennacchio (cioè la quota a cui è posto il baricentro del *plume* ad una generica distanza sottovento) è così definita:

$$h_m = h + z' \quad [4.23]$$

dove z' (nel seguito indicheremo col simbolo Δh) è l'innalzamento del pennacchio e rappresenta la porzione di atmosfera interessata dall'interazione tra i fumi emessi da una ciminiera e l'aria circostante. Il comportamento del *plume* durante la fase di innalzamento è estremamente complessa. I gas emessi da un camino sono dotati in genere di velocità e di temperatura propria (quindi di una spinta ascensionale di galleggiamento) quando vengono improvvisamente a contatto con l'atmosfera circostante. L'aria tende quindi ad infiltrarsi tra i gas del pennacchio, diminuendone progressivamente la velocità ascensionale e la temperatura, fino a disperderli al proprio interno. I fenomeni in atto sono complessi e la descrizione che qui viene data è prevalentemente semiempirica, basata sui dati sperimentali ottenuti in questi ultimi decenni. La maggior parte delle ciminiere industriali (come quelle delle raffinerie, delle centrali termoelettriche, degli inceneritori dei rifiuti solidi urbani, ecc.) emettono fumi caldi, dotati normalmente di una certa velocità. E' tipico avere fumi emessi alla temperatura di 150°C e

dotati di una velocità ascensionale allo sbocco della ciminiera di circa $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$; è naturale, dunque, che tali fumi abbiano un notevole galleggiamento dovuto alla forte differenza di temperatura che si stabilisce con l'aria esterna ed una notevole spinta ascensionale dovuta alla quantità di moto iniziale di cui sono dotati. Quello che risulta è che due fluidi, l'aria del *PBL* da una parte e il pennacchio di fumo dall'altra, si scontrino allo sbocco della ciminiera ed interagiscano. Per prima cosa è immediato vedere che in tale punto normalmente le velocità medie dei due fluidi sono tra loro perpendicolari. Intuitivamente ci si può aspettare che il moto e lo stato di turbolenza del *PBL* altererino il moto ascensionale del pennacchio piegandone la direzione fino a renderlo concorde con la velocità delle masse d'aria del *PBL*. Tale livellamento avverrà ad una quota tanto più elevata quanto maggiore sarà la spinta ascensionale del fumo. Al termine di tale processo, la vita autonoma che il pennacchio aveva allo sbocco della ciminiera viene completamente ad annullarsi ed il pennacchio resta completamente incorporato entro il *PBL* ed indistinguibile da esso. Questa fase di lento adeguamento del pennacchio di fumo al mondo esterno rappresenta un fenomeno che le leggi fluidodinamiche, scritte per descrivere la dispersione degli inquinanti nel *PBL*, non prevedono esplicitamente, dato che esse sono state scritte ipotizzando che tale processo fosse completamente terminato. E' conveniente ora, che si sta definendo nel dettaglio il modello Gaussiano *Plume*, studiare questo processo ed individuare delle relazioni operative immediatamente utilizzabili per la costruzione dei modelli di dispersione (in questo caso Gaussiani Stazionari).

Molti sono i modi di trattare questo complesso problema (Moore, 1980). Dato che il nostro interesse è focalizzato su metodi che siano il più possibile semplici ed immediatamente operativi, si adotterà come tipo di modellazione quella cosiddetta *integrale*, si ipotizza cioè che ogni sezione trasversale del *plume* sia caratterizzata da valori costanti delle principali variabili fisiche descrittive (per esempio la temperatura è costante entro tutta la sezione del *plume* fino al suo bordo esterno). Un tale tipo di profilo viene chiamato *top hat*. Con questa ipotesi semplificativa verranno scritte le equazioni di conservazione della massa, della quantità di moto e dell'energia che, comunque, richiederanno come sempre una *chiusura*, che nel caso del *plume rise*, è una relazione che specifica il tasso di *inglobamento* di aria del *PBL* da parte del pennacchio. Tale ingestione di aria determina, da un lato, un allargamento del pennacchio (quindi una sua crescita geometrica), ma dall'altro un suo graduale impoverimento di quantità di moto che si renderà visibile nella diminuzione della velocità ascensionale del *plume* (con il suo conseguente piegamento del baricentro nella direzione della velocità del vento) e nella diminuzione della temperatura media del pennacchio. Nei paragrafi che seguono viene sviluppato il tema della *stima integrale del plume rise*. La trattazione che viene fatta segue nelle linee essenziali Weil (1988a), Briggs (1975) e Hanna e al. (1982).

4.1.3.2 Relazioni matematiche generali

Un modello integrale descrive le proprietà medie di un pennacchio turbolento e galleggiante, in particolare la sua traiettoria, il suo allargamento e la sua densità media. Chiaramente se si facesse una fotografia di un pennacchio reale, cioè se si considerasse una singola realizzazione, si troverebbero pennacchi molto irregolari che ben poco hanno a che vedere con l'ipotesi *top hat*. Si consideri come riferimento la geometria di Fig.4.11. Per scrivere le equazioni di bilancio si ipotizza che:

- la direzione del vento resti costante ad ogni quota entro il *PBL*;
- la situazione meteorologica sia quasi-stazionaria, cioè ogni variabile meteorologica sia molto lentamente variabile nel tempo;

- la velocità del vento medio U vari solo con la quota z' del baricentro del plume;
- sia x la distanza sottovento: le coordinate x, z siano sufficienti a definire completamente il baricentro del pennacchio in ogni istante;
- la sezione del pennacchio sia circolare con raggio r ; le proprietà del pennacchio sono sempre costanti entro il raggio r , ma sono nulle all'esterno (modello *top hat*);
- s sia la distanza lungo il baricentro e ϕ è l'angolo tra l'orizzontale e la linea del baricentro;
- u_p sia la velocità del pennacchio nella direzione del baricentro.

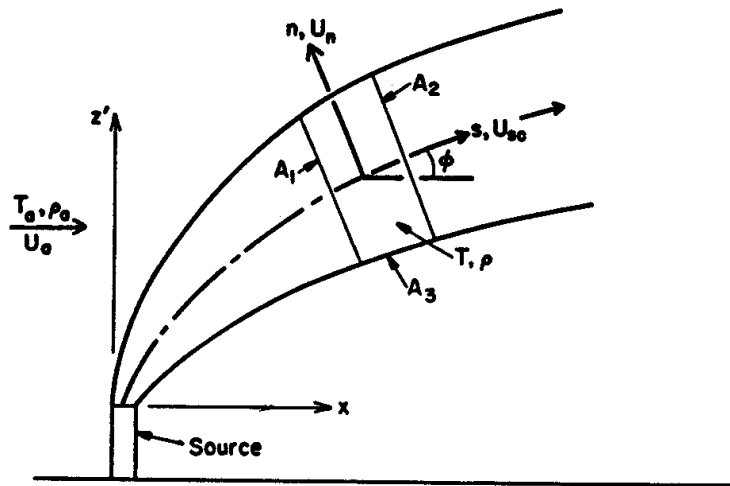


Fig.4.11: geometria di un plume.

Con queste ipotesi si ha che:

- la conservazione della massa è espressa da:

$$\frac{d}{ds}(\rho U_{sc} r^2) = 2r\rho_a |U_{sc} - U \cos \Phi| + 2r\beta\rho_a |U \sin \Phi| \quad [4.24a]$$

dove U_{sc} è la velocità efficace del *plume* lungo la sua linea baricentrica, ρ_a è la densità dell'aria e ρ è la densità dei fumi. I coefficienti α e β sono due parametri di *entrainment* (rispettivamente orizzontale e verticale) il cui valore è pari a 0.11 e 0.6.

- la conservazione della quantità di moto nella direzione orizzontale è data dalla relazione:

$$\frac{d}{ds}(\rho U_{sc} r^2 \cdot (u - U)) = r^2 \rho w \frac{dU}{dz} \quad [4.24b]$$

in cui con u e w si è indicata rispettivamente la componente orizzontale e verticale della velocità del *plume*.

- la conservazione della quantità di moto in direzione verticale, data da:

$$\frac{d}{ds}(\rho U_{sc} r^2 w) = gr(\rho_a - \rho) \quad [4.24c]$$

- la conservazione dell'energia, espressa come:

$$\frac{d}{ds}[\rho U_{sc} r^2 (T - T_a)] = - \left[\frac{dT_a}{dz} + \frac{g}{C_p} \right] \rho w r^2 - R_p r (T^4 - T_a^4) \quad [4.24d]$$

dove T è la temperatura dei fumi, T_a quella dell'aria, C_p è il calore specifico a pressione costante dell'aria e R_p è un parametro che caratterizza le proprietà radiative del processo, pari a $9.1 \cdot 10^{-11} \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{K}^3 \text{s})$.

Queste relazioni di conservazione possono essere ulteriormente semplificate e manipolate, giungendo alla fine al sistema di equazioni differenziali seguente:

$$\frac{d}{ds}(u_p r^2) = E \quad [4.24e]$$

$$\frac{d}{ds}(u_p r^2 \Delta u) = -r^2 w \frac{dU}{dz} \quad [4.24fb]$$

$$\frac{d}{ds}(u_p r^2 w) = gr^2 \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad [4.24g]$$

In tali relazioni E è il tasso di incorporamento dell'aria esterna nel pennacchio, ρ è la densità del pennacchio e Δu , w e $\Delta \rho$ sono rispettivamente le differenze tra la velocità orizzontale, verticale e la densità del plume e dell'aria circostante, *salvo per quanto riguarda la differenza di densità* che è definita come la differenza tra la densità dell'aria e quella del *plume*, questo perché è più comodo avere una differenza di densità positiva quando c'è una spinta di galleggiamento positiva. Assieme a queste relazioni di bilancio deve essere definita anche un'altra relazione che esprime il tasso di inglobamento di aria entro il plume. Questa relazione potrebbe essere scritta in maniera del tutto generale, tuttavia è interessante considerare due casi estremi di traiettoria del plume:

- il caso di *plume verticale* ($\phi = 90^\circ$)
- il caso di *plume orizzontale (bent over)* con $\phi = 0^\circ$.

In generale, il tasso di inglobamento di aria ambiente è dato da una relazione del tipo:

$$E = 2r\beta w \quad [4.25]$$

dove il parametro β è determinato nei due casi estremi vale 0.11 per un *plume bent over* e 0.6 per un *plume verticale*. Nel derivare le equazioni di bilancio si è assunto che la pressione entro il plume fosse la stessa dell'ambiente circostante e che fosse valida l'approssimazione di Boussinesq.

Per *fumi caldi* in cui le differenze di densità sono causate da una differenza di temperatura ΔT , è possibile scrivere l'*equazione dell'energia* nel modo seguente:

$$\frac{d}{ds}(u_p r^2 \Delta T) = \frac{d\theta_a}{dz} w r^2 \quad [4.26]$$

dove θ_a è temperatura potenziale dell'ambiente. Assumendo che il fumo del pennacchio sia un gas perfetto, è possibile ottenere la differenza di densità dall'equazione dei gas:

$$\Delta\rho/\rho = (T - T_a)/T_a = \Delta T/T_a \quad [4.27]$$

Sulla base di tutto ciò, dalla (4.26) è possibile ottenere la relazione seguente:

$$\frac{dF}{ds} = N^2 w r^2 \quad [4.28]$$

dove F è il **flusso di galleggiamento** (*Buoyancy Flux*), definito come:

$$F = u_p r^2 g \Delta\rho/\rho \quad [4.29a]$$

e N è dato da:

$$N^2 = \frac{g}{\theta_a} \frac{d\theta_a}{dz} \quad [4.29b]$$

In condizioni stabili, con gradiente verticale di temperatura potenziale positivo, N è la *frequenza di Brunt-Väisälä*, cioè la frequenza naturale di oscillazione di una particella di fluido se perturbata dalla propria posizione di equilibrio. Un suo valore tipico è 1 minuto. L'equazione (4.28) è corretta per fumi inerti. Nel caso invece in cui ci sia nei fumi una fonte di calore (esempio vapore in cambiamento di fase) o materiale particolato sospeso in grande percentuale, essa può essere ritenuta solo un'approssimazione di primo tentativo.

Per ottenere la traiettoria del baricentro del *plume* è necessario specificare i flussi di massa, di quantità di moto e di energia alla sorgente e aggiungere le condizioni cinematiche relativamente alla quota del baricentro rispetto alla sommità della ciminiera (z') ed alla distanza sottovento (x):

$$\frac{dz'}{ds} = \frac{w}{u_p} \quad \frac{dx}{ds} = \frac{U + \Delta u}{u_p} \quad [4.29c]$$

Prima di procedere è opportuno realizzare un'ulteriore riscrittura delle equazioni di bilancio in cui invece della variabile s (spostamento lungo la linea baricentrica del *plume*) sia presente la variabile tempo, limitatamente alla situazione *bent-over*. Senza entrare nei dettagli e definendo un **flusso di quantità di moto** (*momentum flux*) come:

$$M = wU\beta^2 z'^2 \quad [4.30a]$$

si ha:

$$\frac{dF}{dt} = -\frac{N^2}{2.25} M \quad [4.30b]$$

$$\frac{dM}{dt} = F \quad [4.30c]$$

$$\frac{dz'}{dt} = w \quad [4.30d]$$

Anche se queste relazioni non risultano strettamente necessarie quando si tratta il *plume rise* in

un contesto di un modello stazionario, tuttavia risultano preziose quando tale fenomeno viene trattato in un contesto non stazionario, com'è il caso di un modello *puff* o lagrangiano a particelle.

4.1.3.3 Innalzamento in un PBL adiabatico e convettivo

Per risolvere le equazioni del moto del *plume* ed ottenere relazioni analitiche di interesse pratico è necessario porsi in alcune situazioni idealizzate. A tal fine, si consideri l'innalzamento del *plume* nei pressi della sorgente ed entro un'atmosfera con stratificazione circa adiabatica (in pratica in situazioni convettive con una forte prevalenza della turbolenza meccanica). In questo caso si ha che $N=0$. Per semplificare ulteriormente la discussione si ipotizzi che il vento sia costante con la quota. La traiettoria del *plume* in queste situazioni dipende:

- dalla velocità del vento,
- dal valore iniziale del flusso di quantità di moto definito come:

$$M_0 = \frac{\rho}{\rho_a} w_0^2 r_0^2 = \frac{T_a}{T_0} w_0^2 r_0^2 \quad [4.31a]$$

- del valore iniziale del flusso di galleggiamento, definito come:

$$F_0 = w_0 r^2 g \frac{\Delta T}{T_0} \quad [4.31b]$$

Si noti che il pedice 0 sta ad indicare il valore assunto dalla variabile fisica alla emissione. Si possono individuare tre differenti comportamenti del plume a seconda della distanza sottovento.

Primo comportamento.

Molto vicino al punto di emissione, in pratica è la quantità di moto che determina la prima parte della traiettoria che si discosta molto poco dalla verticale. Integrando le relazioni di bilancio si è ottenuto che:

$$\frac{z'}{l_m} = \left(\frac{R}{\alpha R + \beta} \right)^{1/2} \left(\frac{x}{l_m} \right)^{1/2} \quad [4.32a]$$

dove α e β sono i *parametri di incorporamento (entrainment)* ed R è il rapporto:

$$R = w_0 / U \quad [4.32b]$$

La grandezza l_m è invece la *lunghezza di scala per la quantità di moto*, definita come:

$$l_m = \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{1/2} \frac{w_0}{U} r_0 \quad [4.32c]$$

Allo sbocco della ciminiera ha luogo l'interazione più violenta tra il pennacchio di fumo verticale e l'ambiente circostante. Il rapporto tra la velocità ascensionale del *plume* e la velocità media del vento è determinante per l'evoluzione successiva del *plume*. L'esperienza ha evidenziato che quando il vento è molto forte rispetto alla velocità ascensionale dei fumi, il pennacchio subisce un immediato abbassamento all'emissione che lo porta ad una quota

inferiore a quella dello sbocco, da dove poi evolve normalmente. Questo fenomeno prende il nome di **stack tip downwash** e rappresenta la perturbazione indotta dalla scia indotta dal camino stesso. Per trattare tale fenomeno sono stati proposti con successo due metodi differenti.

Il *primo* (Briggs, 1973) afferma che, se la velocità di uscita dei fumi w_0 è inferiore a $1.5U$, allora il pennacchio subisce allo sbocco un abbassamento fisico. In pratica, nel modello gaussiano di dispersione, la ciminiera si comporterà come se la propria altezza fisica fosse pari a:

$$h' = h - r_0(1.5 - w_0/U) \quad [4.33]$$

Se, invece, il rapporto tra velocità di uscita dei fumi e velocità del vento risulta superiore a 1.5, il fenomeno di *downwash* non ha luogo.

Anche per il *secondo modello*, proposto da Bjorklund Bowers (1982), questo fenomeno ha luogo quando il rapporto tra la velocità di uscita dei fumi e la velocità del vento alla stessa quota è inferiore a 1.5, ma non consiste in un brusco abbassamento dell'altezza fisica della ciminiera, bensì piuttosto in una correzione che si applica a tutta l'evoluzione spazio temporale della quota del baricentro del pennacchio. In pratica si procede nella maniera seguente:

- si calcola il *numero di Froude* del pennacchio, definito come:

$$F_r = \frac{w_0^2}{2gr_0(T - T_a)/T_a} \quad [4.34]$$

- si definisce un *coefficiente correttivo* f (compreso tra 0 ed 1) che rappresenta il fattore di riduzione della quota del baricentro del pennacchio dovuta a questo fenomeno. In pratica, se tale fenomeno ha luogo, la quota del baricentro del plume ad ogni distanza sottovento verrà *ridotta* al valore:

$$\Delta h = f \cdot z' \quad [4.35a]$$

$$\text{se } F_r < 3 \quad \Rightarrow \quad f = 1$$

$$\text{se } F_r \geq 3 \text{ e } w_0 \leq 1.5U \quad \Rightarrow \quad f = 0$$

$$\text{se } F_r \geq 3 \text{ e } w_0 > 1.5U \quad \Rightarrow \quad f = 1$$

altrimenti si ha che:

$$f = 3(w_0 - U)/w_0 \quad [4.35b]$$

Secondo comportamento.

Per un *plume* nello stadio *bent-over* il raggio del *plume* crescerà secondo la legge seguente:

$$r = \beta' z' + r_0 \quad [4.36a]$$

dove β' vale 0.4. Se non si considera il galleggiamento, la traiettoria è data dalla relazione:

$$z'/l_m = (3/\beta)^{1/3} (z/l_m)^{1/3} \quad [4.36b]$$

Terzo comportamento.

Se si considera il solo galleggiamento, la relazione che si ottiene è la ben nota legge dei 2/3:

$$z'/l_b = (1.5/\beta^2)^{1/3} (x/l_b)^{2/3} \quad [4.37a]$$

in cui la *lunghezza di scala per il galleggiamento* l_b è espressa dalla relazione seguente:

$$l_b = F/U^3 \quad [4.37b]$$

Osservazioni conclusive.

E' possibile determinare in modo approssimato a che distanza sottovento vanno applicate le tre relazioni di traiettoria individuate. A tal proposito è possibile definire le tre *distanze critiche* seguenti:

$$\begin{aligned} x_{c1}/l_b &= (1.5/\beta^2)^2 [(\alpha R + \beta)/R]^3 l_m/l_b \\ x_{c2}/l_b &= [R/(\alpha R + \beta)]^3 (2\beta^2/3)^2 (l_m/l_b)^3 \\ x_{c3}/l_b &= 2(l_m/l_b)^2 \end{aligned} \quad [4.38]$$

La regola pratica di selezione delle relazioni di innalzamento è la seguente:

- per $x < x_{c1}$ si utilizza la relazione (4.32a),
- per $x_{c1} < x < x_{c3}$ si utilizza la relazione (4.36b),
- per $x > x_{c3}$ si utilizza la relazione (4.37).

Va notato che è possibile individuare una relazione che consenta di fondere gli ultimi due regimi. Tale relazione, decisamente molto comoda è la seguente:

$$\frac{z'}{l_b} = \left[\frac{3}{\beta^2} \left(\frac{l_m}{l_b} \right)^2 \frac{x}{l_b} + \frac{3}{2\beta^2} \left(\frac{x}{l_b} \right)^2 \right]^{1/3} \quad [4.39a]$$

che, dopo la sostituzione dei valori opportuni per i vari parametri di *entrainment*, diventa:

$$\frac{z'}{l_b} = \left[8.33(l_m/l_b)^2 \frac{x}{l_b} + 4.17(x/l_b)^2 \right]^{1/3} \quad [4.39b]$$

Per distanza inferiori alla prima distanza critica si usa la (4.32a) e per distanze superiori la relazione precedente. Quello che risulta da quanto detto è che per sorgenti con elevatissimo galleggiamento il regime meccanico in pratica scompare. E' questa la ragione per cui, nella pratica modellistica corrente, l'unica equazione di evoluzione della traiettoria del *plume* usata è la (4.37) che, riscritta mettendo in evidenza il flusso di galleggiamento iniziale, diventa:

$$z' = 1.6 F_0^{1/3} x^{2/3} / U \quad [4.39c]$$

celeberrima equazione di cui nei modelli plume si usa e si abusa.

Dalle relazioni presentate risulta che il baricentro del *plume* continua a crescere ed in queste relazioni non è presente alcun meccanismo di arresto di questa crescita indefinita. E' evidente che la realtà è ben diversa! Il *plume* diventa sempre più grande e le sue caratteristiche sempre più vicine a quelle dell'aria ambiente, tanto da diventare indistinguibile da essa. Questo è l'effetto della turbolenza atmosferica. Visto però che in questo momento si sta trattando una

situazione idealizzata di tipo adiabatico, è abbastanza naturale immaginare che la turbolenza sia caratterizzata da vortici di piccole dimensioni (non convettivi); sarebbe quindi la turbolenza a piccola scala a dissolvere il plume. Seguendo l'approccio di Briggs (1975), la struttura interna del plume verrà distrutta dalla turbolenza ambiente a piccola scala, inglobata nel plume stesso e, poiché tale turbolenza è dipendente dal tasso di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta ε_a , Briggs arguì che il plume verrà distrutto quando tale tasso di dissipazione eguaglierà o supererà quello presente nel plume ε . Rimandando per i dettagli a Weil (1988) e a Briggs (1975) ed indicando con h l'altezza fisica della ciminiera, si ha che:

$$z'_{\max} = 1.2 \left(\frac{F_0}{Uu_*^2} \right)^{3/5} (h + z'_{\max})^{2/5} \quad [4.40a]$$

che deve essere risolta iterativamente. Per renderne semplice l'utilizzo ne è stata trovata una sua approssimazione data dalla relazione seguente:

$$z'_{\max} = 1.2 F_{*n}^{3/5} (1 + 1.2 F_{*n})^2 h \quad [4.40b]$$

dove:

$$F_{*n} = F_0 / (Uu_*^2 h) \quad [4.40c]$$

Un *meccanismo* molto usato, anche se decisamente più semiempirico, è quello individuato da Briggs (1971) che determinava la distanza sottovento di livellamento del *plume* con le relazioni seguenti:

$$\begin{aligned} x_{\max} &= 49 F_0^{5/8} & \text{se } F_0 < 55 \text{ m}^4 \text{ s}^{-3} \\ x_{\max} &= 119 F_0^{2/5} & \text{se } F_0 \geq 55 \text{ m}^4 \text{ s}^{-3} \end{aligned} \quad [4.41]$$

Quanto presentato vale per camini con un buon galleggiamento. Per tutti *i plume in cui prevale invece la quantità di moto*, l'*innalzamento finale* può essere stimato con la relazione seguente:

$$z'_{\max} = \frac{0.9}{\beta} \left(\frac{M_0}{Uu_*} \right)^{1/2} \quad [4.42a]$$

che è stato approssimato (Briggs, 1971) in:

$$z'_{\max} = 6r_0 w_0 / U \quad [4.42b]$$

E' importante disporre anche di una relazione di *innalzamento graduale* di un *plume* con elevato flusso di quantità di moto. A tal proposito è stata proposta la relazione seguente:

$$z'(x) = \left(\frac{3F_m x}{\beta_j^2 U^2} \right)^{1/3} \quad [4.43a]$$

dove $\beta_j = 1/3 + U/w_0$ che raggiunge il suo valore massimo alla distanza:

$$x_{\max} = (8r_0 (w_0 + 3U)^2) / (w_0 U) \quad [4.43b]$$

In tutte queste relazioni è presente la *velocità del vento*, normalmente a *denominatore*. E' chiaro che tale valore *non si deve annullare*. Dato che talvolta ci si trova in situazioni di calma di vento

(normalmente per l'incapacità dell'anemometro di misurare venti deboli), è necessario stabilire il comportamento da seguire in tali situazioni. La prassi usata comunemente è quella di porre un limite inferiore alla velocità del vento (normalmente 0.5 o 1. m·s⁻¹).

Fin qui in realtà si sono considerate situazioni poco convettive, dove la dimensione tipica dei vortici era relativamente limitata. Per tener conto in maniera più realistica degli effetti della turbolenza atmosferica sono stati elaborati altri modelli, di più difficile applicazione, ma più adatti alle situazioni convettive. Il problema della loro applicazione sta nel fatto che non è facile individuare a priori i loro limiti di validità. Le relazioni proposte sono le seguenti:

- relazione *unstable breakup*:

$$z'_{\max} = 4.3(F_0/U)^{3/5} (\overline{g w' \theta'} / T_a)^{-2/5} \quad [4.44a]$$

- relazione *touchdown*:

$$z'_{\max} = 1.0 \frac{F_0}{0.4 u w_*} \left(1 + \frac{2h}{z'_{\max}} \right)^2 \quad [4.44b]$$

- relazione *neutral breackup*:

$$z'_{\max} = 1.3 \frac{F_0}{u u_*^2} \left(1 + \frac{h}{z'_{\max}} \right)^{2/3} \quad [4.44c]$$

Come si vede, alcune di queste relazioni sono implicite e ciò rende decisamente difficoltoso il calcolo della quota di livellamento, dovendo impiegare per questo dei metodi numerici. Per ognuna di esse si deve individuare *la distanza sottovento a cui il plume si livella* (per esempio in maniera iterativa) e *si adotta come quota di livellamento il valore minimo tra quelle calcolate*. La distanza a cui il *plume* si livella si ha quando è soddisfatta la relazione seguente:

$$1.6 F_0^{1/3} x_{\max}^{2/3} / U = z'_{\max} \quad [4.45a]$$

cioè

$$x_{\max} = 0.49 F_0^{-1/2} U^{3/2} z_{\max}^{3/2} \quad [4.45b]$$

4.1.3.4 Innalzamento nel PBL stabile

Durante le ore notturne, o comunque nelle prime ore del giorno o dopo il tramonto, il pennacchio si innalza in una atmosfera *stabilmente stratificata* con $N^2 > 0$. In questi casi si osserva che i pennacchi restano compatti e distinti dal resto del *PBL* per decine di chilometri sottovento al punto di emissione. In questo caso gli effetti derivanti da tali sorgenti dipendono in maniera determinante dalla quota di livellamento del plume che è un concetto decisamente più definito di quanto lo sia in atmosfera adiabatica e convettiva.

Per prima cosa si consideri una situazione *di stratificazione stabile con vento molto debole ed uniforme*. In questo caso il plume sale verticalmente, raggiungendo una quota massima, poi, dopo alcuni ondeggiamenti, raggiunge una quota di equilibrio. Briggs (1971) ha mostrato che la *quota di livellamento* raggiunta dipende dal flusso di galleggiamento ed è data da:

$$z'_{\max} = 5F_0^{1/4} N^{-3/4} \quad [4.46]$$

relazione che ben si accorda con i dati sperimentali disponibili. Come è noto, il caso di calma di vento è una situazione più teorica che pratica.

Molto più comune è la situazione con vento più o meno teso quando il pennacchio, dopo una prima fase di innalzamento verticale, assume la normale geometrica *bent-over*, tendendo verso una situazione di equilibrio. Se si ipotizza un vento verticalmente uniforme, la traiettoria del plume è descritta dalla relazione seguente (Brigg, 1975):

$$\frac{z'}{[F_0/(UN^2)]^{1/3}} = \left(\frac{3}{\beta'^2}\right)^{1/3} \left[N' \frac{M_0}{F_0} \sin\left(\frac{N'x}{U}\right) + 1 - \cos\left(\frac{N'x}{U}\right) \right] \quad [4.47a]$$

dove

$$\beta' = \beta/(1+k_v)^{1/2} \quad N' = N/(1+k_v)^{1/2} \quad [4.47b]$$

ed al parametro k_v viene attribuito normalmente il valore 1. Da questa relazione si vede come, per distanze sottovento inferiori a $\pi U/N'$ il *plume* tenda ad oscillare attorno alla propria posizione di equilibrio che, per i *plume* con elevato flusso di galleggiamento, può essere descritta dalla relazione proposta da Briggs (1975) sulla base dei molti dati sperimentali disponibili, sia in laboratorio che in campo:

$$z'_{\max} = 2.6 \left(\frac{F_0}{UN^2} \right)^{1/3} \quad [4.48]$$

Il modello fin qui illustrato si riferisce a pennacchi dotati di elevato galleggiamento. Quando è invece *prevalente il flusso di quantità di moto*, come nel caso dei fiumi freddi, la relazione precedente non ha più alcun valore e viene sostituita dalla relazione seguente (Briggs, 1975):

$$z'_{eq} = 1.5 \left[\frac{w_0^2 r_0^2 T_a}{U \cdot T} \right]^{1/3} N^{-2/6} \quad [4.49]$$

che l'innalzamento massimo del pennacchio in situazioni stabili. Va comunque sottolineato che nella maggior parte dei modelli gaussiani, nelle situazioni stabili e per *plume* in cui è prevalente il flusso di quantità di moto, si calcola la quota di livellamento con la relazione precedente e con la (4.42b) e si adotta come quota di equilibrio la minima tra le due stime. Spesso, invece, è utile avere a disposizione una relazione che descriva l'innalzamento graduale di un pennacchio non galleggiante in condizioni stabili. A tal proposito è stata proposta la relazione seguente:

$$z'(x) = \left(3M_0 \frac{\sin(xN/U)}{\beta_j^2 UN} \right)^{1/3} \quad [4.50a]$$

con $\beta_j = 1/3 + U/w_0$ che raggiunge il massimo ad una distanza sottovento pari a:

$$x_{\max} = 0.5 \pi U/N \quad [4.50b]$$

4.1.3.5 Penetrazione di inversioni in quota

Normalmente nelle ore diurne si ha uno sviluppo significativo dello strato di *entrainment*, caratterizzato da un forte gradiente positivo di temperatura potenziale (*inversione in quota*). Tale strato può essere più o meno spesso a seconda delle situazioni tipiche del *PBL* ed influenza in maniera determinante l'innalzamento di pennacchi derivanti da sorgenti dotate di elevato galleggiamento e/o quantità di moto. Il problema che ci si pone è se tali *plume* penetrino o meno tale inversione, infatti se avvenisse una tale penetrazione, l'impatto del pennacchio al suolo potrebbe essere decisamente inferiore rispetto al caso in cui, non riuscendo a penetrare, restasse intrappolato entro lo strato rimescolato. Trattare una tale situazione, peraltro molto comune, non è agevole ed i modelli attualmente disponibili non descrivono il fenomeno in maniera esaustiva. Sono, di fatto, modelli semplificati e semiempirici per i quali non si è raggiunto un accordo completo nel mondo scientifico. L'attività sperimentale che potrebbe fornire utili elementi sia per verificare il realismo dei modelli proposti sia per costruire modelli nuovi, non è agevole e le misure attualmente disponibili sono molto scarse. Qui vengono presentati due modelli semplici e molto usati nei modelli dispersivi Gaussiani Plume, entrambi originati da un modello presentato in Briggs (1975) e sviluppato da Weil e Broower (1982) e Turner (1985).

Per un *plume* galleggiante i criteri di penetrazione dello strato di *entrainment* sono basati sulla posizione dei bordi superiore ed inferiore del *plume* quando l'innalzamento volge all'esaurimento. Sia z'_i la differenza tra la quota a cui ha inizio l'*entrainment* L (che in pratica possiamo considerare in prima approssimazione pari all'altezza di rimescolamento z_i) e l'altezza della ciminiera h , cioè:

$$z'_i = L - h \quad [4.51]$$

Sulla base delle osservazioni sperimentali disponibili, Briggs ha affermato che:

- *il bordo inferiore* di un pennacchio *bent-over* è pari a $0.5 z'$,
- *il bordo superiore* di un pennacchio *bent-over* è pari a $1.5 z'$

dove z' è l'innalzamento del plume all'equilibrio. *La penetrazione dell'entrainment inizia solo quando il bordo superiore del plume è alla quota L* , cioè quando:

$$1.5 \cdot z' = z'_i \quad \Rightarrow \quad z' = (2/3)z'_i \quad [4.52a]$$

In pratica, se l'innalzamento del plume, stimato con le relazioni già incontrate, risulta inferiore al valore derivante dalla relazione precedente, si può star sicuri che non si sarà in presenza di penetrazione. Se, viceversa, il valore di innalzamento stimato supera quanto indicato dalla (4.52), una parte del plume penetrerà l'*entrainment*. Seguendo Briggs, per prima cosa viene ricalcolato il *plume rise* prudenzialmente con la relazione seguente:

$$z' = \left[(2.6)^3 \frac{F_0}{UN} + \left(\frac{z_i}{1.5} \right)^3 \right]^{1/3} \quad [4.52b]$$

e viene definito come *coefficiente di penetrazione P* il rapporto tra la porzione di plume che ha invaso l'*entrainment* e lo spessore totale di plume, cioè:

$$P = \frac{1.5z' - z'_i}{1.5z' - 0.5z'} = 1.5 - z'_i/z' \quad [4.53]$$

Se non fosse noto il gradiente di temperatura potenziale nell'*entrainment*, necessario nel calcolo della frequenza di Brunt Vaisala, un valore suggerito è 0.01°C/m (corrispondente ad un'atmosfera isoterma).

La *penetrazione inizia* quando $z' \leq (2/3)z'_i$ ed il *plume è completamente penetrato* ($P=1$) quando $z' > 1.5z'_i$. Tra questi due estremi si ha una *penetrazione parziale* ($0 < P < 1$). La stima del fattore di penetrazione consente di stabilire in concreto l'effetto che la penetrazione parziale o totale ha sulle concentrazioni di inquinante. Normalmente tale effetto è modellizzato assumendo che, se un pennacchio presenta un fattore di penetrazione pari a P , il *tasso di emissione effettivo della sorgente sarà pari a*:

$$Q_{eff} = (1 - P)Q \quad [4.54]$$

Ciò significa che *l'effetto finale della penetrazione parziale del plume entro l'entrainment è equivalente ad una riduzione del tasso di emissione di inquinante*. Ciò che resta da determinare è *l'effettiva altezza di livellamento del pennacchio*, impoverito dalla penetrazione. Ci sono due casi estremi:

- quando $P=0$, l'altezza di livellamento è:

$$z'_{eq} = (2/3)z'_i \quad [4.55a]$$

- quando $P=1$, non ha più senso parlare di altezza di livellamento, visto che il plume è penetrato completamente e non agisce più all'interno del *PBL*;

- nei casi intermedi si può porre che:

$$z'_{eq} = (1 - 0.5P)/(1.5 - P) \cdot z'_i \quad [4.55b]$$

Quella precedente è la relazione proposta da Briggs, mentre Weil e Brower hanno proposto una nuova relazione, identica nei casi limite, ma un poco differente nei casi intermedi:

$$z'_{eq} = (2 + P)/3 \cdot z'_i \quad [4.56]$$

Per concludere, è necessario specificare altri due elementi. Il primo è la *determinazione della distanza sottovento in corrispondenza della quale si ha il livellamento del plume* data da:

$$x_{max} = \left[\frac{(1 - 0.5P)z'_i U}{1.6(1.5 - P)} \right]^{3/2} F_b^{-1/2} \quad [4.57]$$

L'ultima questione è come evolve la traiettoria del baricentro del plume per distanze sottovento inferiori a x_{max} . Tutti i ricercatori sono concordi nel fatto che tale evoluzione è comunque data dalla solita legge dei 2/3 cioè dalla (4.39c).

4.1.3.6 Un semplice algoritmo per la stima dell'innalzamento del pennacchio

I paragrafi precedenti hanno illustrato i metodi, in parte teorici ed in parte semiempirici, per la stima dell'innalzamento del pennacchio. Nonostante la notevole semplificazione imposta alla

trattazione, il quadro che ne emerge è piuttosto complesso e non è facile definire una strategia praticamente attuabile in un programma di calcolo Gaussiano Stazionario. In effetti sono state molte le strategie attuate nei vari modelli dispersivi che vengono normalmente impiegati in pratica. Come guida, in questo paragrafo viene illustrato quello impiegato nella maggior parte dei modelli US-EPA ed in particolare quello utilizzato dal codice ISC3 (US-EPA, 1995) che, come vedremo, è attualmente uno dei principali codici Gaussiani *Plume* di riferimento.

Il **primo passo** consiste nella *verifica della necessità o meno di tener conto dell'effetto di scia* indotto dalla struttura fisica della ciminiera sul pennacchio (*stack-tip downwash*). Per fare ciò viene adottata la strategia di Briggs secondo la quale, se il rapporto tra velocità di uscita dei fumi dalla ciminiera e la velocità del vento a quota camino è superiore a 1.5, allora il pennacchio non viene influenzato dall'effetto di scia, altrimenti per i calcoli successivi dovrà essere presa in considerazione un'altezza ridotta del camino data dalla relazione (4.33). Questa altezza ridotta sostituirà a tutti gli effetti l'altezza fisica del pennacchio.

Il **secondo passo** della metodologia consiste nel *decidere se nel pennacchio che si sta considerando prevalga il galleggiamento termico o il flusso di quantità di moto*. Per fare ciò, dopo aver calcolato il flusso di galleggiamento e quello di quantità di moto secondo la definizione data, viene definita una strategia che impiega le varie relazioni presentate nei paragrafi precedenti. Più precisamente, *se si è in condizioni convettive o adiabatiche* si procede individuando una differenza di temperatura (*differenza di temperatura critica*) così definita:

$$(\Delta T)_c = \begin{cases} 0.0297 \cdot T_0 w_0^{1/3} / (2r_0)^{2/3} & \text{se } F_b < 55 \\ 0.0057 \cdot T_0 w_0^{2/3} / (2r_0)^{1/3} & \text{se } F_b > 5 \end{cases} \quad [4.58a]$$

Se, invece, *si è in condizioni stabili*, la differenza di temperatura critica è data da:

$$(\Delta T)_c = 0.019582 T_0 w_0 N \quad [4.58b]$$

Un pennacchio è dominato dal galleggiamento se:

$$\Delta T = T - T_a \geq (\Delta T)_c \quad [4.58c]$$

altrimenti chi prevale è la quantità di moto.

⇒ Se prevale il galleggiamento, l'innalzamento finale del pennacchio e la distanza sottovento a cui ciò avviene è dato da:

- *in condizioni convettive e adiabatiche:*

$$\Delta h = \begin{cases} 21.425 F_0^{3/4} / U & \text{a } x_{\max} = 49 F_b^{5/8} & \text{se } F_0 < 55 \\ 38.710 F_0^{3/5} / U & \text{a } x_{\max} = 119 F_b^{5/8} & \text{se } F_0 \geq 55 \end{cases} \quad [4.59a]$$

Alcuni modelli gaussiani, invece di adottare la relazione precedente, valida a rigore in situazioni molto prossime all'adiabaticità, preferiscono adottare per l'innalzamento finale del pennacchio la relazione seguente, meno sensibile alla velocità media del vento e riportata in Briggs (1984):

$$\Delta h = 30 (F_0 / U)^{3/5} \quad [4.59b]$$

Tale altezza di equilibrio verrà raggiunta dal plume a distanze sottovento superiori a:

$$x_{\max} = 81.2 \cdot F_0^{2/5} U^{3/5} \quad [4.59c]$$

Alcuni modelli nelle situazioni circa adiabatiche per il calcolo dell'altezza di equilibrio del pennacchio preferiscono sostituire alla (4.59a) la più recente correlazione proposta da Briggs (1984) e data da:

$$\Delta h = 24(F_0/U^3)^{3/5} (h_s + 200 F_0/U^3)^{2/5} \quad [4.59d]$$

che verrà raggiunta dal pennacchio a distanze sottovento superiori a:

$$x_{\max} = 58.1(F_0/U^3)^{2/5} (h_s + 200 F_0/U^3)^{3/5} \quad [4.59e]$$

In queste relazione con h_s si è indicata l'altezza fisica del camino, eventualmente diminuita a causa dello stack-tip downwash.

- *in condizioni stabili:*

$$\Delta h = 2.6 \left(\frac{F_0}{UN} \right)^{1/3} \quad \text{a} \quad x_{\max} = 2.0715 U/N \quad [4.59f]$$

⇒ Se, viceversa, prevale la quantità di moto, si ha che:

- *in condizioni convettive e adiabatiche:*

$$\Delta h = 6r_0 \frac{w_0}{U} \quad \text{a} \quad x_{\max} = \begin{cases} 8r_0 (w_0 + 3U)^2 / (w_0 U) & \text{se } F_0 = 0 \\ 49F_0^{5/8} & \text{se } 0 < F_0 \leq 55 \\ 119F_0^{2/5} & \text{se } F_0 > 55 \end{cases} \quad [4.59g]$$

- *in condizioni stabili:*

$$\Delta h = 1.5 \left(\frac{M_0}{UN} \right)^{1/3} \quad \text{a} \quad x_{\max} = 0.5\pi U/N \quad [4.59h]$$

Il **terzo passo** consiste nello stabilire se la distanza sottovento corrente è inferiore alla distanza di equilibrio. Se è così, l'innalzamento graduale del pennacchio si realizza secondo le relazioni:

- *nel caso di galleggiamento dominante:*

$$\Delta h(x) = 1.6 (F_0^{1/3} x^{2/3}) / U \quad [4.60a]$$

- *nel caso di quantità di moto dominante:*

$$\Delta h(x) = \left[3M_0 \frac{\sin(xN/U)}{\beta_j^2 UN} \right]^{1/3} \quad \text{con} \quad \beta_j = \frac{1}{3} + \frac{U}{w_0} \quad [4.60b]$$

Il **quarto passo** consiste nel determinare il comportamento del plume rispetto alla presenza dello strato di *entrainment*. Un metodo molto semplice, molto usato, anche se decisamente troppo drastico, è il seguente: *se la somma dell'altezza fisica (o ridotta) della ciminiera più*

L'innalzamento del pennacchio supera l'altezza di rimescolamento, il pennacchio si considera esterno al PBL e la sua influenza al suolo è nulla. Quello presentato è un algoritmo molto usato per la stima pratica dell'innalzamento di un pennacchio stazionario, anche se decisamente molto semplice e non sempre realistico, specialmente nelle situazioni convettive. Tra l'altro la metodologia impiegata per trattare la penetrazione dello strato di *entrainment* è decisamente molto semplicistica. Quanto presentato nei paragrafi precedenti dovrebbe consentire di modificare questo algoritmo per renderlo più adatto alle esigenze che si dovessero presentare.

4.1.4 Perturbazione indotta dalla scia degli edifici

La teoria presentata nei paragrafi precedenti si riferisce a situazioni molto idealizzate in cui è presente una ciminiera molto elevata posta in una zona completamente pianeggiante, priva di ostruzioni naturali o artificiali che possano indurre distorsioni al flusso delle masse d'aria. Questa situazione spesso è molto lontana dalla realtà, visto che normalmente le ciminiere sono localizzate in zone industriali in cui è presente un numero notevole di edifici che sicuramente determinano perturbazioni idrodinamiche. Studiare e modellizzare tali effetti è decisamente molto complicato anche se indispensabile in molte applicazioni pratiche. Il metodo che è stato usato normalmente è quello di effettuare esperimenti in galleria a vento e di individuare delle relazioni semiempiriche che siano inseribili nella maniera più semplice possibile nei normali modelli di dispersione degli inquinanti ed, in particolare, nei modelli Gaussiani Plume. Qui di seguito vengono illustrate le caratteristiche principali dell'interazione tra gli edifici e le masse d'aria, mentre successivamente si prende in considerazione il comportamento dei pennacchi quando vengono emessi da ciminiere poste sulla sommità di edifici oppure molto vicini a strutture edilizie di dimensioni rilevanti, cosa frequente negli impianti industriali e nelle centrali termoelettriche. Si illustrerà in questo caso soprattutto quali soluzioni adottare per consentire ad un modello Gaussiano *Plume* di tener conto, almeno in prima approssimazione, di tali effetti.

4.1.4.1 Struttura del flusso attorno agli edifici

I risultati di molti esperimenti in galleria a vento hanno mostrato con precisione quale tipo di perturbazione ha luogo in presenza di edifici. Se, per semplicità, si considera un edificio a forma di parallelepipedo, una visione complessiva di quello che capita è riassunta nella *Fig.4.12*. Per prima cosa si deve sottolineare che, sopravvento all'edificio, il profilo verticale della velocità media del vento presenta normalmente il tipico andamento circa logaritmico con la quota. L'orientamento dell'edificio sia tale per cui due facce del parallelepipedo siano perpendicolari al vento medio, una sopravvento e l'altra sottovento. Quello che si vede è (Hanna e al., 1982):

- una **zona di stagnazione** in corrispondenza della faccia sopravvento dell'edificio che si estende dal suolo a circa 2/3 dell'altezza dell'edificio stesso;
- una **zona di ricircolazione** posta sulla sommità del parallelepipedo ed in corrispondenza delle facce laterali parallele alla direzione del vento;
- una zona immediatamente a valle della faccia sottovento che rappresenta una **cavità turbolenta** causata dalla scia dell'edificio dove si instaura una circolazione vorticoso in media stagnante;
- una zona di **scia turbolenta** dove sono localizzate le principali perturbazioni al flusso che però comincia a sottrarsi alla cavità e ricomincia a disporre sempre più in una situazione simile a quella imperturbata.

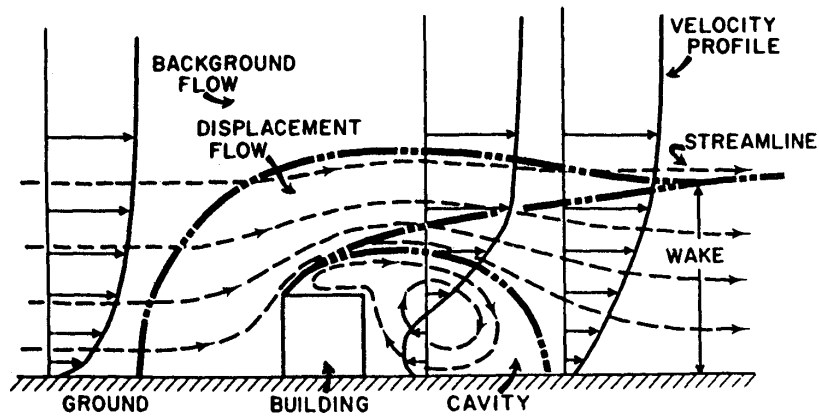


Fig.4.12: perturbazione del flusso delle masse d'aria in presenza di un edificio.

Sia H l'altezza dell'edificio, W la sua dimensione trasversale e L la dimensione longitudinale rispetto alla direzione del vento. In Fig.4.13 è presentata in maggior dettaglio una sezione trasversale dell'edificio che consente di evidenziare agevolmente alcuni elementi di interesse.

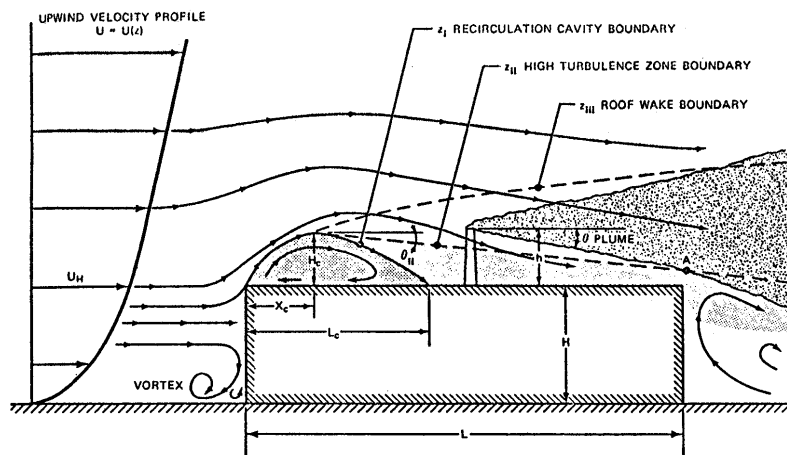


Fig.4.13: particolare delle perturbazioni di flusso indotte da un edificio.

Per prima cosa si consideri la zona di ricircolazione alla sommità dell'edificio. Se poniamo:

$$\zeta = \min(H, W) \quad \xi = \max(H, W) \quad [4.61a]$$

e definiamo una lunghezza caratteristica R come:

$$R = \zeta^{2/3} \xi^{1/3} \quad [4.61]$$

si è trovato che la zona di ricircolazione si estende dallo spigolo sopravvento dell'edificio ad una distanza $L_c \approx 0.9R$ e raggiunge un'altezza massima di $H_c \approx 0.22R$ ad una distanza dallo spigolo sopravvento $x_c = R/2$. Questa cavità è limitata superiormente da uno strato turbolento ad elevato gradiente di velocità (Zona II nella Fig.4.11) sopra cui è evidente la zona di scia turbolenta dell'edificio (Zona III). L'estremo superiore della zona di shear può essere descritto

dalla relazione seguente:

$$z_{II}/R \approx 0.27 - 0.1x/R \quad [4.62a]$$

e l'estremo superiore della zona di scia è dato invece da:

$$z_{III}/R \approx 0.28(x/R)^{1/3} \quad [4.62b]$$

In queste relazioni x è misurata dallo spigolo sopravvento dell'edificio.

La *cavità sottovento all'edificio* è importantissima perché, se si immette dell'inquinante entro essa, si può ottenere un elevato inquinamento al suolo, visto il regime di ricircolo che caratterizza tale zona. Siano x_r , y_r e z_r rispettivamente la lunghezza, la larghezza e l'altezza della cavità. In modo semiempirico è stata individuata la relazione seguente che consente di stimare la lunghezza della cavità:

$$\frac{x_r}{H} = \frac{A(W/H)}{1 + B(W/H)} \quad [4.63a]$$

dove, se $L/H < 1$, si ha:

$$\begin{aligned} A &= -2.00 + 3.700(L/H)^{-1/3} \\ B &= -0.15 + 0.305(L/H)^{-1/3} \end{aligned} \quad [4.63b]$$

altrimenti si ha che $A = 1.75$ e $B = 0.25$. Con L si è indicata l'estensione longitudinale dell'edificio. L'estensione della cavità è misurata dalla faccia sottovento dell'edificio.

4.1.4.2 Modellizzazione delle perturbazioni indotte sulle concentrazioni

Queste distorsioni al flusso delle masse d'aria comportano ripercussioni di notevole entità sulla concentrazione degli inquinanti emessi da *ciminiera poste alla sommità degli edifici o adiacenti agli stessi*. In pratica, un *edificio è considerato sufficientemente vicino ad una ciminiera* per far sentire gli *effetti* di scia quando *la distanza D tra la ciminiera e la parte dell'edificio più vicina è pari a*:

$$D \leq 5 \cdot \text{Min}(\text{Altezza edificio, dimensione trasversale edificio}) \quad [4.64]$$

Se, con L_b si indica la minore tra l'altezza dell'edificio e la sua proiezione trasversale alla direzione del vento, una *regola semplice* è quella di ritenere che esistano *effetti sulla dispersione della ciminiera* se quest'ultima si trova *all'interno di un rettangolo* costituito da:

- due linee perpendicolari alla direzione del vento, una ad una distanza sottovento dall'edificio pari a $5L_b$ e l'altra posta ad una distanza sopravvento pari a $2L_b$,
- da due righe parallele alla direzione del vento, ciascuna posta ad una distanza pari a $0.5L_b$ dai lati dell'edificio, come illustrato nella *Fig.4.14*.

Se una ciminiera risulta localizzata all'interno di tale *rettangolo critico*, potrebbe essere influenzata dagli effetti di scia.

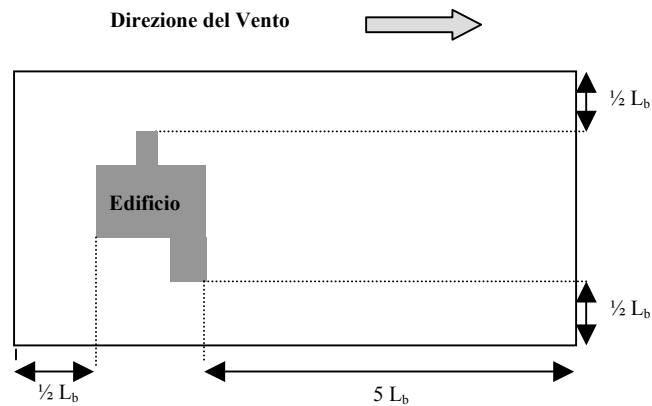


Fig.4.14: definizione del rettangolo critico di influenza di un edificio.

Per sapere se tale influenza è importante o meno, si opera calcolando l'innalzamento del *plume* all'equilibrio usando la (4.43a) se si è in condizioni convettive o adiabatiche o la (4.50a) se in condizioni stabili. Sia H_e la somma dell'altezza fisica della ciminiera e del suo innalzamento all'equilibrio. Una *ciminiera* posta all'interno del rettangolo critico *non è praticamente influenzata* dalla presenza dell'edificio se è soddisfatta la disequazione seguente:

$$H_e > H + 1.5L \quad [4.65]$$

dove $L = \min(H, W)$. In caso contrario, la ciminiera subisce l'influenza idrodinamica dell'edificio che viene normalmente modellizzato (specialmente nei modelli Gaussiani *Plume*) definendo delle correzioni da apportare alle deviazioni standard che caratterizzano la dispersione del pennacchio e, talvolta, anche alterando l'innalzamento del pennacchio. In pratica i modelli proposti ipotizzano che:

- se la distanza sottovento considerata è inferiore a 3 volte l'altezza dell'edificio, il *plume* si trova nella zona di ricircolazione. Anche se talvolta vengono proposte alcune relazioni per stimare la concentrazione che si ha in tale zona, le incertezze sono talmente elevate che si preferisce evitare di trattare una tale situazione;
- se la distanza sottovento è compresa tra 3 e 10 volte l'altezza dell'edificio, il pennacchio viene distorto dalle perturbazioni variando il *plume rise* ed i parametri di dispersione;
- oltre tale distanza il pennacchio continua indisturbato la propria evoluzione, tenendo comunque memoria del passaggio attraverso la zona perturbata dall'edificio.

Per descrivere tutto ciò sono stati proposti due modelli differenti a seconda dell'altezza della ciminiera rispetto alle dimensioni caratteristiche dell'edificio. Qui di seguito vengono proposti due modelli *storici* spesso impiegati in questa situazione. E' stato proposto recentemente da US-EPA un nuovo modello (PRIME – Plume Rise Model Enhancements) basato su accurati studi in galleria a vento e su campagne sperimentali specifiche. La documentazione disponibile in proposito è molto scarsa e ciò che si può notare è una complicazione formale del metodo che fa dubitare della sua reale compatibilità con la logica di un modello gaussiano stazionario.

Modello di Huber e Snyder.

Il modello di Huber e Snyder (1976) si applica a ciminiere abbastanza elevate rispetto all'edificio perturbante. Più precisamente lo si ritiene valido quando:

$$h > H + 0.5L \quad [4.66]$$

Tale modello ha la caratteristica di definire le modifiche da apportare ai parametri di dispersione qualora il pennacchio sia influenzato dalla presenza di un edificio. Più precisamente:

- si modificherà sia σ_y che σ_z se $H_e \leq 1.2H$
- altrimenti verrà modificata la sola σ_z .

Oltre a ciò, va notato che la forma dell'edificio presenta un'importanza notevole nella perturbazione dei flussi idrodinamici, pertanto tale modello prevede due tipi di edifici differenti:

- gli edifici si dicono “*tarchiati*” (*squat*) se si ha che $W > H$,
- gli edifici si dicono “*elevati*” (*tall*) se $W < H$.

Consideriamo inizialmente gli *edifici tarchiati*. Le relazioni che descrivono i parametri di dispersioni modificati dagli effetti di distorsione indotti dall'edificio sono:

$$\sigma'_z = 0.7H + 0.067(x - 3H) \quad [4.67a]$$

$$\sigma'_y = 0.35W + 0.067(x - 3H) \quad (\text{se } W/H < 5) \quad [4.67b]$$

$$\sigma'_y = 1.75H + 0.067(x - 3H) \quad (\text{se } W/H > 5) \quad [4.67c]$$

Queste relazioni sono valide se la distanza sottovento è compresa tra $3H$ e $10H$. Se invece la *distanza sottovento* è inferiore a $3H$, il pennacchio si trova nella zona di ricircolo e questo modello non è appropriato per trattare questa situazioni. Pragmaticamente, nei modelli Gaussiani, i parametri di dispersione entro la zona di ricircolazione si pongono pari al valore da essi assunto ad una distanza sottovento pari a $3H$.

Quando invece la *distanza x sottovento* è superiore a $10H$, si deve operare in maniera differente. Va per prima cosa sottolineato che oltre tale distanza il *plume* ha ormai abbandonato la zona perturbata e quindi si disperderà in maniera indisturbata. Tuttavia, nel passaggio della zona perturbata, ha subito una distorsione che non può più dimenticare. Per modellizzare tutto ciò, si definisce un *incremento di distanza* x_{vz} per il parametro σ_z ed un analogo *incremento di distanza* x_{vy} per σ_y in modo tale che siano verificate le equazioni seguenti:

$$\sigma'_z(10H) = \sigma_{zt}(10H + x_{vz}) \quad [4.68a]$$

$$\sigma'_y(10H) = \sigma_{yt}(10H + x_{vy}) \quad [4.68b]$$

dove con σ_{yt} e σ_{zt} si sono indicati i parametri di dispersione calcolati usando una delle relazioni adatte a valutare la dispersione trasversale e verticale in condizioni ideali (senza effetti dovuti all'edificio). In pratica, i due incrementi di distanza costituiscono un modo aggregato di mantenere la *memoria* degli effetti del passaggio del plume nella zona perturbata. Infatti, per ogni distanza sottovento generica x maggiore di $10H$ si avrà:

$$\sigma'_y = \sigma_{yt}(x + x_{vy}) \quad [4.68c]$$

$$\sigma'_z = \sigma_{zt}(x + x_{vz}) \quad [4.68d]$$

Per gli edifici *elevati*, le (4.67) si modificano nel modo seguente:

$$\sigma'_z = 0.7W + 0.067(x - 3W) \quad [4.69a]$$

$$\sigma'_y = 0.35W + 0.067(x - 3W) \quad [4.69b]$$

La procedura da adottare per la stima dei parametri di dispersione nella zona di ricircolazione ($x < 3H$) o al di fuori della zona perturbata ($x > 10H$) è identica a quella adottata per gli edifici *tarchiati*.

Modello di Schulman e Scire.

Questo modello (Scire e Schulman, 1980, Schulman e Hanna, 1986) si applica quando vale la relazione $h < H + 0.5L$ e le sue caratteristiche principali sono il fatto che la presenza della scia dell'edificio determina una riduzione dell'innalzamento del pennacchio ed un incremento della sua dispersione verticale.

Si consideri inizialmente *l'incremento della dispersione verticale del pennacchio*. Secondo tale modello la dispersione verticale del pennacchio deriva da quella ottenuta dal modello di Huber e Snyder, ulteriormente ridotta per tener conto del maggior effetto dei fenomeni di scia. Essa è data dalla relazione seguente:

$$\sigma_z'' = A\sigma'_z \quad [4.70a]$$

dove σ'_z è il valore ottenuto dal modello di Huber e Snyder e A è un fattore di decadimento lineare determinato da:

$$\begin{aligned} A &= 1 && \text{se } H_e \leq H \\ A &= \frac{H - H_e}{2L_b} + 1 && \text{se } H < H_e \leq H + 2L_b \\ A &= 0 && \text{se } H_e > H + 2L_b \end{aligned} \quad [4.70b]$$

Anche per questo modello si adottano le stesse strategie previste dal modello di Huber e Snyder quando la distanza sottovento risulta inferiore a $3H$ o superiore a $10H$.

Questo modello prevede anche una *modifica nell'innalzamento del pennacchio* a causa degli effetti di scia indotti dall'edificio. Per quantificarne gli effetti, è necessario risolvere la seguente equazione cubica:

$$\Delta Z^3 + \left(\frac{3R_0}{\beta} + \frac{3R_L}{\pi\beta} \right) \Delta Z^2 + \left(\frac{6R_0R_L}{\pi\beta} + \frac{3R_0^2}{\beta^2} \right) \Delta Z = (\Delta z')^3 \quad [4.71]$$

dove

- ΔZ è l'innalzamento del *plume* che tiene conto dei fenomeni di scia,
- $\Delta z'$ è l'innalzamento del *plume* calcolato senza tener conto di tale fenomeno,
- β è il fattore di *entrainment* (pari a 0.6),
- R_0 è il raggio iniziale del *plume* soggetto alla scia e pari a $R_0 = \sqrt{2\sigma_z''(3H)}$
- R_L è la dimensione trasversale del *plume* data da $R_L = \sqrt{2\pi} \cdot (\sigma_y'(3H) - \sigma_z(3H))$

A questo punto, il modello Gaussiano Plume avrebbe interiorizzato, almeno in prima approssimazione, anche gli effetti dovuti dalla presenza delle scie indotte dagli edifici vicini alla ciminiera. Questo è uno dei tanti esempi in cui il modello Gaussiano Plume, pur derivando

almeno formalmente da formulazioni fluidodinamiche solide che di fatto ne fanno una soluzione analitica in situazioni altamente idealizzate, presenta il suo aspetto semiempirico. La sua semplice struttura algebrica consente infatti di interiorizzare, come in questo caso, relazioni semiempiriche che descrivono fenomeni molto complessi, diventando in tal modo un utilissimo strumento operativo per la simulazione della dispersione degli inquinanti in atmosfera.

4.1.5 Sorgenti non puntuali

Finora nel modello Gaussiano Plume sono state prese in considerazione solo sorgenti di tipo puntiforme, che sono una buona schematizzazione delle ciminiere degli impianti industriali, e per esse ha sviluppato una struttura algoritmica che consente di simularne l'impatto sulla Qualità dell'Aria di un territorio. Tuttavia spesso è necessario considerare l'inquinamento derivante da sorgenti la cui geometria è molto differente da quella di una sorgente puntuale e ci si domanda se per tali sorgenti sia possibile in qualche modo applicare la teoria del modello stazionario gaussiano *plume*. In questo paragrafo si presenterà una rassegna delle principali estensioni del modello gaussiano fatte per rappresentare tali tipi di sorgenti.

Un tipo di sorgente molto differente dalla sorgente puntiforme ideale è quella che normalmente viene indicata col termine sorgente volume. Essa è costituita da un volume di una certa dimensione che nel suo complesso emette una nuvola di inquinante. Un esempio tipico è costituito da certi tipi di edifici industriali (come le fonderie) dove hanno luogo lavorazioni da cui vengono emessi in una porzione di spazio finita i vari inquinanti. Un ulteriore esempio di sorgente volume è costituita dai numerosi nastri trasportatori che costituiscono spesso il sistema di movimentazione della materia prima e dei semilavorati in una industria.

Sempre nelle zone industriali, sono spesso presenti emissioni da intere aree, come nel caso di zone di raffreddamento di liquidi, emissioni da finestroni posti sul tetto dei capannoni, ecc. Tale tipo di sorgente viene normalmente indicata col termine di sorgente area. Essa, oltre ad essere spesso presente nelle zone industriali, a volte costituisce l'unico modo per realizzare simulazioni in situazioni molto complesse. Infatti esistono casi in cui è necessario simulare la Qualità dell'Aria in territori dove sono presenti moltissimi punti di emissione di cui è ragionevolmente noto il tasso di emissione, ma di cui è ignota la modalità di emissione. In tal caso è naturale raggruppare i punti di emissione vicini in aree di emissione e caratterizzare ciascuna area con un *tasso di emissione areale* (quantità di inquinante emessa da un'area unitaria nell'unità di tempo). Spesso è questo il modo con cui vengono trattate certe aree industriali ed anche alcune aree urbane, soprattutto quando si cerca di simulare l'inquinamento derivante dalla combustione di gas o di prodotti petroliferi per il riscaldamento invernale delle abitazioni.

Il traffico degli autoveicoli lungo le arterie stradali è un argomento di estremo interesse, anche se la sua trattazione è di notevole difficoltà. Se si è interessati a valutazioni di prima approssimazione, può essere utile considerare il grafo stradale come un insieme di segmenti che emettono inquinanti con un *tasso lineare* determinato (quantità di inquinante emesso nell'unità di tempo da un segmento di lunghezza unitaria. Un tipo di sorgente di questo tipo è detta sorgente linea.

Quando si pose mano alla realizzazione di programmi di calcolo basati sul modello Gaussiano Plume, sorse l'esigenza di trattare anche questi tipi di sorgenti, molto comuni nelle applicazioni pratiche. Nacquero così modelli semiempirici che estesero il modello Gaussiano Base rendendolo capace di trattare anche tali situazioni. Qui di seguito vengono presentate alcune estensioni spesso usate per trattare questo tipo di sorgenti non assimilabili a sorgenti puntiformi.

4.1.5.1 Sorgenti lineari

Dato che siamo interessati a simulare la dispersione degli inquinanti emessi da segmenti di una linea (che, per esempio, è la schematizzazione più ovvia di un segmento stradale) la soluzione *plume* base per una linea infinita citata al Cap.3 non è di aiuto immediato. Molte sono state le estensioni del modello gaussiano proposte per simulare l'inquinamento prodotto da un segmento lineare ed in Chock (1978) viene presentata una loro breve rassegna.

Dal punto di vista teorico, una sorgenti linea può essere vista come una sequenza infinita di sorgenti punto. Sulla base di queste considerazioni sono stati sviluppati alcuni modelli di derivazione gaussiana (Rotte, 1980) che però presentano una eccessiva pesantezza di calcolo. Un esempio di questo tipo è rappresentato dal modello CALINE4 (Benson, 1989)

Qui di seguito viene presentato il metodo proposto da Luhar e Patil (1989) ed usato operativamente da Harkonen e al. (1995) che cerca di ottenere una soluzione approssimata ma chiusa del problema della dispersione di un segmento di linea. In Kukkonen et al. (2001) e Oettl e al. (2001) è presentato un esteso confronto tra questo tipo di modello e altri modelli di maggior complessità, oltre che un'accurata comparazione con misure sperimentali.

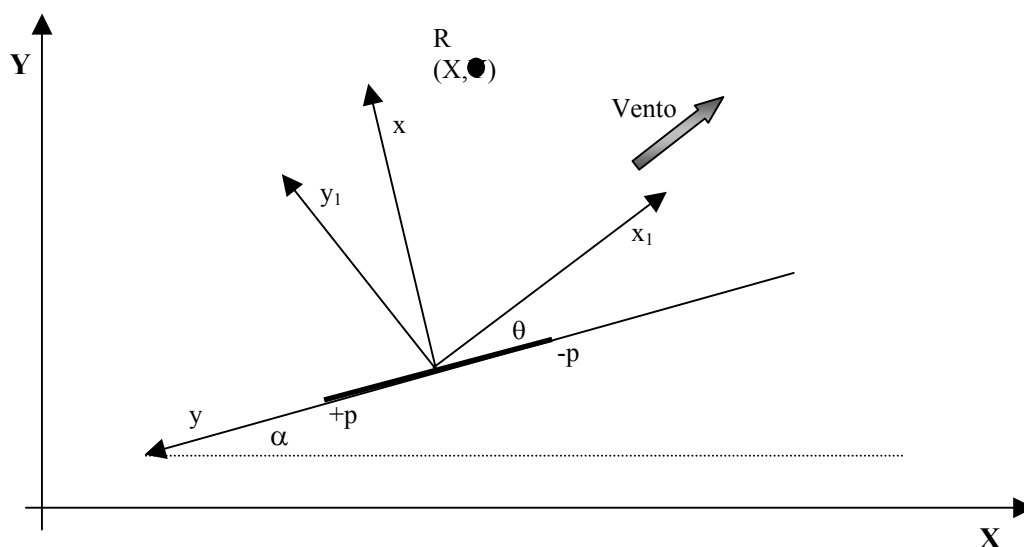


Fig.4.13: sorgente linea e sistemi di riferimento utilizzati.

L'elemento di base su cui si fonda questo modello è un segmento di linea caratterizzato dalle coordinate dei suoi punti estremi e da un tasso di emissione lineare q . Prima di introdurre il modello, è necessario definire i diversi sistemi di riferimento che è necessario introdurre (Fig.4.15). Si consideri un sistema di riferimento cartesiano ortogonale X, Y con l'asse X nella direzione W-E e con l'asse Y nella direzione S-N. Questo è il sistema di riferimento geografico (sistema di riferimento assoluto) a cui vengono riferite le coordinate che definiscono ciascun segmento di linea e le coordinate dei punti in cui si vuole calcolare la concentrazione di inquinante. Si consideri un generico segmento di strada lungo complessivamente $2p$ e localizzato su una retta che forma un angolo α con l'asse X . Oltre a questo sistema di riferimento, cui si riferisce il reticolo di calcolo del modello, è possibile definire altri due sistemi di riferimento:

- un sistema di riferimento (x_1, y_1) allineato col vettore vento (sistema di riferimento del vento),
- un sistema di riferimento (x, y) in cui l'asse y è orientato lungo la retta su cui giace la

sorgenti lineare (*sistema di riferimento della sorgente*).

Si può dimostrare (Luhar e Patil, 1989) che, dopo alcune semplificazioni, la concentrazione in un punto di coordinate assolute (X, Y) è data da:

$$C(X, Y) = \frac{q}{2\pi\sigma_y\sigma_z U_c} \cdot f_y \cdot f_z \quad [4.72a]$$

dove:

- il termine di dispersione verticale f_z tiene conto solo della riflessione col suolo ed è espresso dalla relazione seguente:

$$f_z = \exp\left(-\frac{(z - H_s)^2}{2\sigma_z^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z + H_s)^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad [4.72b]$$

in cui z è la quota di calcolo della concentrazione nel punto ricettore e H_s è la quota di emissione;

- il termine di dispersione trasversale f_y è così espresso:

$$f_y = \frac{\sqrt{\pi} \cdot \sigma_y}{\sqrt{2}} \cdot \left[\operatorname{erf}\left(\left|\frac{\sin \theta \cdot (p - y) - x \cos \theta}{\sqrt{2}\sigma_y}\right|\right) + \operatorname{erf}\left(\left|\frac{\sin \theta \cdot (p + y) + x \cos \theta}{\sqrt{2}\sigma_y}\right|\right) \right] \quad [4.72c]$$

Come si vede, nella relazione precedente è presente la funzione speciale $\operatorname{erf}(x)$ (*error function*), definita come:

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) \cdot dt \quad [4.72d]$$

Nelle relazioni precedenti σ_y e σ_z vengono calcolati, per un punto ricettore sottovento al segmento emittente, ad una distanza corrispondente alla distanza segmento-ricettore determinata però nel sistema di riferimento del vento.

Nella (4.72a), con il simbolo U_c è stata indicata la *velocità efficace del vento* che tiene conto sia dell'orientamento della sorgente lineare, sia di eventuali effetti di scia prodotti dal traffico autoveicolare. Per questo U_c risulta essere un'opportuna funzione della velocità del vento e dell'angolo θ secondo la relazione seguente:

$$U_c = U \cdot f(\theta) + U_0 \quad [4.73a]$$

che tiene conto non solo del fatto che esiste un angolo θ tra l'asse della sorgente e la direzione di provenienza del vento, ma anche dell'effetto di scia indotto dal flusso di veicoli nel caso in cui (ed è la situazione più normale) la sorgente lineare considerata sia una sorgente stradale, rappresentato dal termine U_0 . La funzione $f(\theta)$ è stata studiata sperimentalmente da Chock (1978) per sorgenti stradali e dai risultati ottenuti è stato possibile individuare la relazione

semiempirica seguente:

$$f(\theta) = \begin{cases} 0.2242 + 0.7758 \sin \theta & \text{per Classe di Stabilità A, B, C, D} \\ 0.1466 + 0.8534 \sin \theta & \text{per Classe di stabilità E, F} \end{cases} \quad [4.73b]$$

Va notato che questa funzione presenta un valore diverso da zero anche quando l'angolo θ si annulla, cioè quando il vento risulta parallelo all'asse del segmento. L'effetto scia che determina un valore non nullo per la velocità efficace dell'aria anco velocità del vento nulla, è rappresentato dalla velocità U_0 per la quale, sulla base dei dati sperimentali disponibili, è stato proposto il valore di $0.23 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ nelle Categorie Stabili (E e F), $0.28 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ nelle situazioni adiabatiche (D) e $0.63 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ nelle Categorie Convettive (A,B,C).

I parametri di dispersione presenti nelle relazioni precedenti, se la sorgente è di tipo stradale, devono tener conto di due effetti complementari:

- la turbolenza del *PBL*,
- la turbolenza indotta dall'effetto scia derivante dal flusso di veicoli.

In pratica, indicando con σ il generico parametro di dispersione (trasversale e verticale), una possibile relazione che tenga conto di entrambi gli effetti è la seguente:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_o^2 + \sigma_a^2} \quad [4.74]$$

dove σ_o è il contributo della turbolenza indotta dal flusso dei veicoli (turbolenza di origine totalmente meccanica) e σ_a è il contributo della turbolenza atmosferica (che potrà essere sia di tipo convettivo che di tipo meccanico).

Il parametro σ_o tiene dunque conto del fatto che il flusso di veicoli determina un rapido rimescolamento degli inquinanti vicino al segmento di strada e tale effetto è più importante quanto più si è prossimi alle emissioni e diminuisce rapidamente il suo peso distanze crescenti. Tutto ciò si può descrivere per mezzo di una *dispersione* iniziale del pennacchio all'uscita dai veicoli. Come suggerisce Petersen (1980), una relazione per il parametro di dispersione verticale iniziale, che tenga conto dei dati sperimentali raccolti risulta pari a:

$$\sigma_{z_0} = 3.57 - 0.53U_c \quad [4.75a]$$

I dati sperimentali hanno inoltre dimostrato che tale parametro non può mai essere inferiore a 1.5 m. Sempre dai dati sperimentali si è visto che $\sigma_{y,0} = 2\sigma_{z_0}$.

Per i parametri σ_a sono possibili diverse scelte, tra cui una scelta naturale è quella di adottare le correlazioni già viste per le sorgenti puntiformi (in particolare le correlazioni non semiempiriche). Tuttavia, dalle misure raccolte durante campagne sperimentali fatte nei pressi di arterie stradali statunitensi Rao e Keenan (1980) hanno individuato le seguenti relazioni semiempiriche (in cui la distanza sottovento è espressa in *km*):

$$\sigma_{zq} = \begin{cases} 110.62 \cdot x^{0.93198} & \text{nelle situazioni convettive} \\ 86.49 \cdot x^{0.92332} & \text{nelle situazioni adiabatiche} \\ 61.141 \cdot x^{0.91465} & \text{nelle situazioni stabili} \end{cases} \quad [4.75c]$$

$$\sigma_{ya} = 1000 \cdot \sin \xi / (2.15 \cdot \cos \xi)$$

dove l'angolo ξ (in radianti) vale:

$$\xi = \begin{cases} [18.333 - 1.8096 \cdot \ln x] / 57.2958 & \text{nelle situazioni convettive} \\ [14.333 - 1.7706 \cdot \ln x] / 57.2958 & \text{nelle situazioni adiabatiche} \\ [12.500 - 1.0857 \cdot \ln x] / 57.2958 & \text{nelle situazioni stabili} \end{cases} \quad [4.75d]$$

4.1.5.2 Sorgenti Area

Le sorgenti area sono normalmente impiegate per rappresentare gruppi di piccole sorgenti punto più o meno contigue, specialmente quando tali sorgenti sono di fatto mischiate tra loro dagli effetti di distorsione dovuti alla presenza di edifici. In questa sede non si considera la situazione di tante sorgenti area contigue, situazione tipica nella modellizzazione delle aree urbane, ma solo situazioni in cui siano presenti sorgenti area più o meno isolate. Il modo consueto con cui vengono modellizzate le sorgenti area è quello di prendere come modello di riferimento il modello Gaussiano Plume per sorgenti punto e vedere l'area che emette inquinante come un insieme infinito di sorgenti puntuali. Questo modo di procedere preclude quasi sempre l'individuazione di una relazione analitica che esprima la concentrazione derivante da una sorgente area in un punto, pertanto si è sempre cercato di individuare metodi approssimati per diminuire la difficoltà del problema (Rote,1980). Un modello molto interessante è quello proposto da Atkinson e al.,(1997). Per prima cosa si consideri la Fig.4.16 in cui è rappresentata una sorgente area di forma rettangolare ed un sistema di riferimento cartesiano ortogonale con l'asse x orientato lungo la direzione del vento.

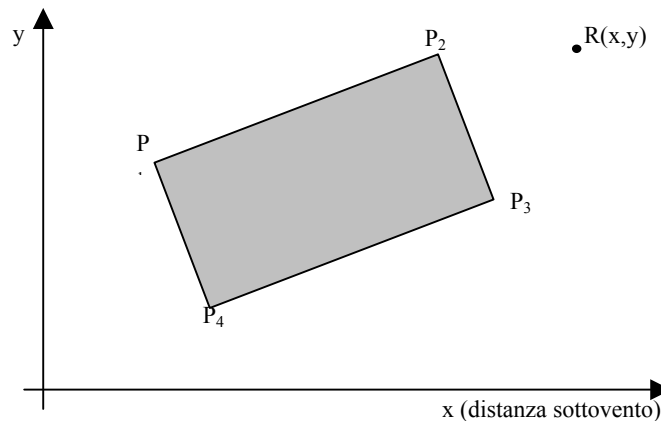


Fig.4.16: sorgente area e suo sistema di riferimento.

Senza entrare nei dettagli, la concentrazione in un punto $R(x,y)$ causata dalla sorgente area, può essere determinata da:

$$C(x, y, z) = Q \cdot \int_{x_1}^{x_4} f(x) \cdot e(p_1) \cdot dx - Q \cdot \int_{x_1}^{x_2} f(x) \cdot e(p_{12}) \cdot dx + \\ + Q \cdot \int_{x_4}^{x_3} f(x) \cdot e(p_1) \cdot dx - Q \cdot \int_{x_2}^{x_3} f(x) \cdot e(p_2) \cdot dx \quad [4.76]$$

dove Q è il tasso di emissione della sorgente area ($\text{g}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-2}$), $p_1 = y_1/\sigma_y$ e $p_2 = y_2/\sigma_y$. Le funzioni $e(p_1)$ ed $e(p_2)$ sono date dalle relazioni seguenti:

$$e(p_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{p_1} \exp(-0.5p^2) \cdot dp \quad [4.77a]$$

$$e(p_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{p_2} \exp(-0.5p^2) \cdot dp \quad [4.77b]$$

di cui si hanno ottime funzioni approssimanti (si veda per esempio Abramowitz e Stegun, 1972).

La funzione $f(x)$ presenta forme diverse a seconda della stabilità atmosferica. In situazioni stabili o con altezza di rimescolamento estremamente elevata si ha che:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}U\sigma_z} \cdot \left\{ \exp\left(\frac{-0.5(z-H)^2}{\sigma_z^2}\right) + \exp\left(\frac{-0.5(z+H)^2}{\sigma_z^2}\right) \right\} \quad [4.78a]$$

dove H è la quota di emissione. In situazioni convettive, invece, e per distanze sottovento tali che $\sigma_z > 1.6z_i$, si ha che:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}Uz_i} \quad [4.78b]$$

Nelle situazioni convettive e a distanze sottovento tali che $\sigma_z < 1.6z_i$ vale la relazione seguente in cui sono previste le riflessioni multiple sia al suolo che all'altezza di rimescolamento:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}U\sigma_z} \cdot \sum_{N=-\infty}^{+\infty} \left\{ \exp\left(\frac{-0.5(z-H+2Nz_i)^2}{\sigma_z^2}\right) + \exp\left(\frac{-0.5(z+H+2Nz_i)^2}{\sigma_z^2}\right) \right\} \quad [4.78d]$$

La sommatoria presente nella relazione precedente converge rapidamente. In pratica è sufficiente considerare solo l'indice N tra $-4 \div +4$. Questo metodo si è dimostrato estremamente accurato, anche se non è completamente analitico.

4.1.5.3 Sorgenti Volume

Una sorgente di questo tipo è un volume che complessivamente emette uno o più inquinanti. Tale volume può essere localizzato sia a livello del suolo che ad una certa altezza al di sopra di esso. La maniera consueta di modellarlo consiste nel considerarlo *una sorgente puntiforme con un pennacchio allargato già all'origine*. Per fare ciò si ipotizza in realtà che la sorgente volume sia il risultato di una sorgente puntiforme ideale posta ad una distanza sopravvento al volume che, nel punto in cui è localizzato il baricentro del volume, essa presenti un pennacchio di una dimensione proporzionale al volume stesso. In pratica si devono determinare:

- i parametri di dispersione iniziali del pennacchio della sorgente virtuale, proporzionali alle dimensioni della sorgente volume;

- le distanze sopravvento di tale sorgente virtuale.

Consideriamo inizialmente il problema della determinazione dei parametri di dispersione iniziali. Si consideri la direzione di provenienza del vento e sia L la dimensione caratteristica del volume (visto come un parallelepipedo) trasversalmente ad essa. Si può porre come dispersione orizzontale iniziale della sorgente volume la seguente:

$$\sigma_{y_0} = L/4.3 \quad [4.79a]$$

Se la sorgente volume ha una dimensione verticale caratteristica pari ad H , il parametro di dispersione verticale iniziale è dato da:

$$\sigma_{z_0} = H/2.15 \quad [4.79b]$$

Una volta noti i parametri di dispersione iniziale è possibile determinare la posizione sopravvento della sorgente puntiforme virtuale. In effetti le distanze laterale e verticale della sorgente virtuale sono determinate risolvendo le relazioni seguenti:

$$\begin{aligned} \sigma_y(x_{vy}) &= \sigma_{y_0} \\ \sigma_z(x_{vz}) &= \sigma_{z_0} \end{aligned} \quad [4.79c]$$

Nota la posizione sopravvento e l'elevazione della sorgente virtuale, è ora possibile modellizzare l'effetto della sorgente volume usando il normale modello Gaussiano *plume* per una sorgente puntuale priva di galleggiamento e di flusso di quantità di moto (con *plume rise* nullo, quindi).

Tutto ciò rappresenta molto bene sorgenti volume isolate. Spesso, tuttavia, alcune situazioni pratiche che richiedono una modellizzazione di questo tipo, presentando però alcune complicazioni aggiuntive. Si pensi per esempio ad una strada a grande traffico sopraelevata: è sicuramente una sorgente volume di lunghezza molto elevata. Per la sua modellizzazione è conveniente suddividerla in un numero elevato di volumi adiacenti, per ognuno dei quali si applica il modello sopra presentato, con una sola variante. Infatti si è visto che la modellizzazione di una sorgente volume molto sviluppata in lunghezza con un insieme di volumi di dimensioni ridotte adiacenti di dimensione trasversale caratteristica L e verticale H richiede che i parametri di dispersione iniziali vengano calcolati nella maniera seguente

$$\sigma_{y_0} = L/2.15 \quad \sigma_{z_0} = H/2.15 \quad [4.80]$$

Questo modello semiempirico molto semplice, incorporato in un modello Gaussiano Plume, lo rende capace di studiare situazioni di elevato interesse pratico.

4.1.6 Codici di Calcolo Gaussiani Stazionari

La semplicità che sta alla base della teoria dei modelli Gaussiani Stazionari e la loro capacità a fornire simulazioni abbastanza realistiche della dispersione degli inquinanti in atmosfera è la ragione principale del loro largo impiego pratico. L'attuale disponibilità di computer ha stimolato la realizzazione di un gran numero di codici di calcolo basati su tale teoria e normalmente impiegati nella pratica ingegneristica. Virtualmente chiunque può realizzare con uno sforzo limitato un programma di calcolo di questo tipo, tuttavia sono ormai disponibili codici o gratuiti o di costo limitatissimo per chiunque ne abbia necessità. Tra i tantissimi

disponibili, tre codici gaussiani stazionari meritano di essere menzionati.

Il primo è il celebre codice ISC3 (US-EPA, 1995), sviluppato sotto l'egida della U.S. Environmental Protection Agency, ormai celebre in tutto il mondo. E' forse il codice Gaussiano Stazionario di riferimento e viene ormai usato in tutto il mondo. La US-EPA ne cura il continuo aggiornamento e la documentazione e lo mette a disposizione, assieme agli altri codici EPA, attraverso Internet. La sua struttura è decisamente tradizionale. Per quanto riguarda l'innalzamento del pennacchio, viene impiegata la strategia algoritmica presentata al paragrafo 4.3.6, mentre per quanto riguarda i parametri di dispersione, vengono impiegate le relazioni di Pasquill Gifford e quelle di Briggs (tipologia urbana). Come si vede, è proprio la realizzazione informatica del modello Gaussiano Stazionario tradizionale. Spesso tale modello è criticato per non aver recepito alcuni importanti risultati emersi dall'attività di ricerca, specialmente quelli riguardanti la dispersione in condizioni convettive, tuttavia l'intenzione dichiarata di EPA è proprio quella di poter disporre di uno strumento tradizione con cui comparare altri codici più moderni e più attenti all'attuale stato della conoscenza sulla turbolenza atmosferica.

Il secondo è il codice OML (Løfstrøm e Olesen, 1992), sviluppato dal National Environmental Research Institute Danese, che costituisce il modello di riferimento nel nord Europa. Tale modello è concettualmente molto differente da ISC3. Infatti, considerando ISC3 come il riferimento gaussiano tradizionale, ha l'ambizione di condensare nella sua struttura tutta la conoscenza scientifica disponibile sulla turbolenza atmosferica, soprattutto quella sviluppata nel nord Europa. E' un codice moderno, agile, a struttura gaussiana tradizionale in cui però sono usate le relazioni più moderne per il calcolo dell'innalzamento del pennacchio e per la stima della sua penetrazione dell'*entrainment*, oltre che per la determinazione dei parametri di dispersione degli inquinanti.

Il terzo è il codice CALINE4 (Benson, 1989), sviluppato sotto l'egida della US-EPA per trattare il traffico autoveicolare. E' singolare che, nonostante i gravi problemi ambientali che il traffico autoveicolare provoca nel mondo, molto pochi siano stati i codici di calcolo sviluppati a questo scopo. Probabilmente la difficoltà teorica a trattare in maniera realistica tale argomento ha scoraggiato la realizzazione di codici di calcolo e CALINE4 rappresenta uno dei pochi esempi di realizzazione. Tale codice si applica alle strade di grande scorrimento, abbastanza separate dal tessuto urbano, e si basa su una teoria delle sorgenti linea molto più semplice di quella qui presentata. Non è un codice moderno e non è molto frequente il suo aggiornamento, tuttavia la sua disponibilità e uso ne fanno uno strumento prezioso in tante situazioni pratiche.

Nella citazione dei codici Gaussiani Stazionari si potrebbe andare avanti all'infinito, tanti sono stati quelli presentati in Letteratura. Di alcuni non esiste più traccia, altri continuano la loro vita, altri ancora ne nasceranno. Era però importante segnalare i tre a nostro giudizio principali ed emblematici e, tra l'altro, facilmente reperibili. Va comunque detto che nonostante questa disponibilità di codici, spesso si è costretti comunque a costruirne altri. La ragione deriva dall'applicazione che si sta sviluppando. Un esempio tipico è la realizzazione di un sistema di controllo *real time* dell'inquinamento di un'area. Se si vuole impiegare un modello Gaussiano Stazionario in un tale sistema, difficilmente sarà agevole adattare un codice già esistente, spesso per ragioni di equilibrio informatico. La realizzazione di un nuovo modello *ad hoc* è quindi inevitabile e la disponibilità di modelli di riferimento come quelli citati può aiutare nell'opera di verifica della correttezza implementativa del nuovo modello. Qualunque sia il modello Gaussiano Stazionario considerato, la sua struttura logica è sempre simile a quella presentata nello schema a blocchi di Fig.4.17. La prima azione effettuata dal codice è l'acquisizione delle informazioni preliminari necessarie alla definizione completa della simulazione. Più precisamente, esse sono:

- un titolo della simulazione che si sta realizzando,
- la definizione del *dominio di calcolo*, cioè dell'insieme di punti distribuiti regolarmente o irregolarmente nello spazio in cui si desidera ottenere il valore della concentrazione,
- la scelta del tipo di relazioni da usare nella stima dei parametri di dispersione,
- la scelta del tipo di relazioni da usare nella determinazione dell'innalzamento del *plume*,
- la scelta di tener conto o meno di processi di impoverimento del pennacchio (deposizioni o reazioni chimiche); di questo argomento si parlerà in un apposito Capitolo.

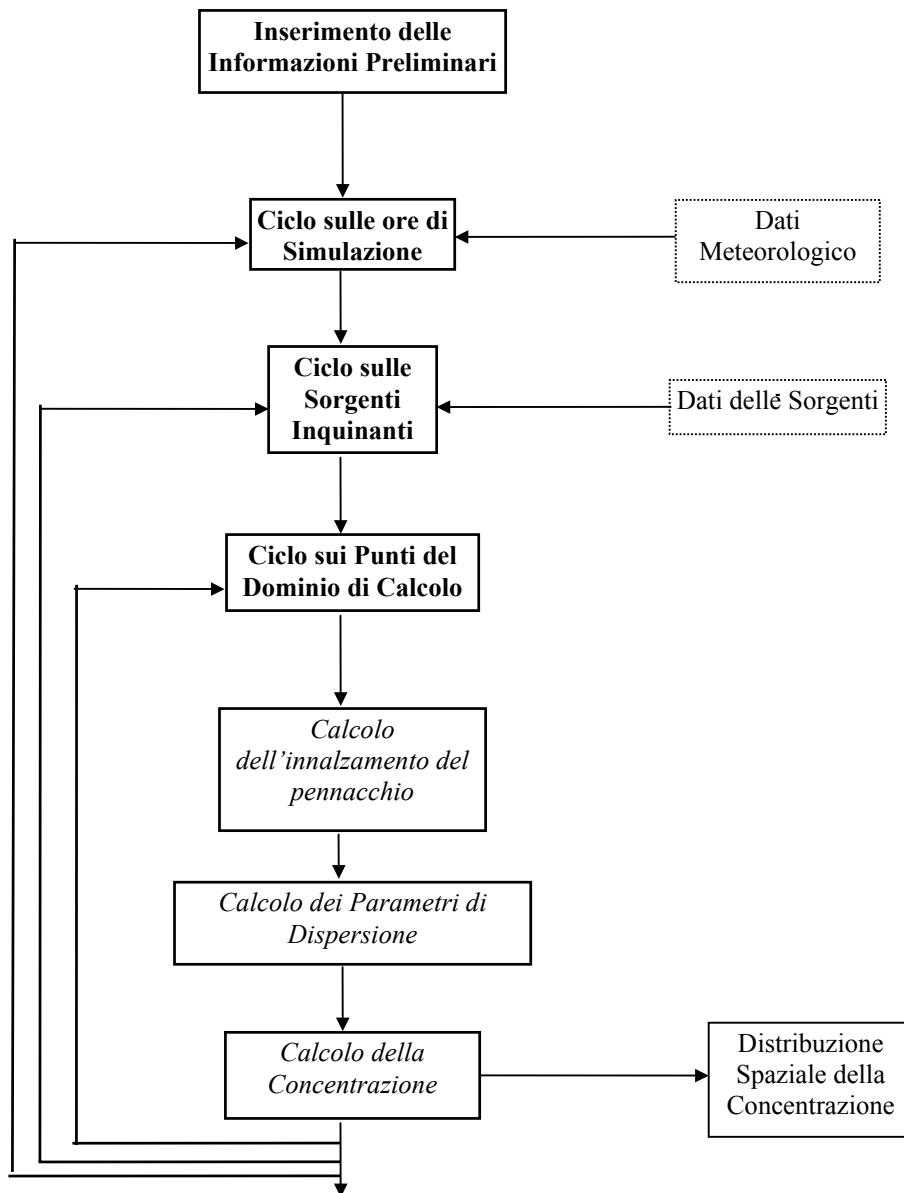


Fig.4.17: schema a blocchi di un modello Gaussiano Stazionario tipico.

Una volta ottenute queste informazioni (o attraverso i tradizionali file di input o attraverso un'interfaccia *user friendly*) il codice opera attraverso tre cicli uno interno all'altro.

Il **primo ciclo** scandisce le *ore di simulazione*. Infatti per ogni ora di simulazione (o più raramente ogni periodo temporale più breve) il codice è chiamato a calcolare la distribuzione spaziale della concentrazione di un dato inquinante. Per fare ciò è necessario che conosca:

- le variabili meteorologiche tipiche dell'ora in questione,
- le caratteristiche delle sorgenti emittenti attive in quell'ora.

Per quanto riguarda i dati meteorologici, non tutti i codici sono ugualmente esigenti. Se un modello tradizionale come ISC3 richiede solo:

- la temperatura dell'aria al suolo,
- la velocità del vento ad una certa quota di riferimento (normalmente 10 m),
- la categoria di stabilità atmosferica,
- l'altezza di rimescolamento,

altri modelli più moderni, come OML, richiedono anche parametri più specifici della turbolenza atmosferica come:

- la rugosità superficiale,
- la friction velocity,
- il flusso turbolento di calore sensibile,
- la lunghezza di Monin Obukhov,
- l'altezza di rimescolamento.

Normalmente il codice acquisisce questi parametri da un file meteorologico che contiene tutte le ore da simulare. Come si sa, note queste informazioni meteorologiche e micrometeorologiche, per il modello risulta possibile determinare in modo corretto il valore dei parametri di dispersione trasversale e verticale, l'innalzamento del baricentro del *plume* e la sua eventuale penetrazione *dell'entrainment*.

Per quanto riguarda le sorgenti, il codice prende da un opportuno file le informazioni riguardanti le sorgenti di inquinanti attive nell'ora di interesse ed in particolare:

- la loro posizione rispetto alla griglia di calcolo,
- il tipo (puntiformi, area, linea, volume),
- le caratteristiche di emissione (temperatura di uscita dei fumi, loro velocità, altezza fisica della ciminiera e diametro allo sbocco),
- il tasso di emissione dell'inquinante considerato.

Anche queste informazioni giungono normalmente al codice attraverso un file apposito. Dato che spesso è necessario modellizzare sorgenti (punto o di tipo diverso) che, pur presentando un tasso di emissione circa costante nell'ora, variano la loro emissione ora per ora, normalmente si prevede un ulteriore archivio esterno in grado di fornire al codice il valore del tasso di emissione che ogni sorgente presenta nella specifica ora di simulazione.

A questo punto il codice *attiva un ciclo per ogni sorgente inquinante* e immediatamente dopo definisce un nuovo sistema di assi cartesiani centrato sulla sorgente stessa ed orientato in modo tale che l'asse *x* sia diretto nella direzione verso cui spira il vento. A questo punto viene realizzato il calcolo del contributo di ogni sorgente inquinante in ogni singolo punto della griglia di calcolo, cosa che costituisce ***il terzo ciclo***, attraverso le valutazioni seguenti:

- determinazione del baricentro del pennacchio
- calcolo della concentrazione in ogni singolo punto di calcolo.

Operando questo doppio ciclo sulle sorgenti e sui punti del dominio di calcolo e sfruttando la sovrapposizione degli effetti, si ottiene immediatamente la concentrazione complessiva in ogni

punto del dominio di calcolo, tipica dell'ora considerata. Il risultato così ottenuto è la distribuzione territoriale della concentrazione di un dato inquinante. Questa distribuzione viene, a questo punto, passata dal codice all'utente o attraverso un file di output o attraverso una restituzione grafica. Fatto ciò, il codice considera una nuova ora, produce una nuova simulazione fino all'esaurimento delle ore disponibili.

Prima di concludere, vale la pena ricordare che, a fronte della semplicità implementativa del modello Gaussiano Stazionario, è necessario sempre ricordare i limiti connessi con tale apparato modellistico. Le ipotesi principali che stanno alla base di un tale modello sono:

- il tasso di emissione delle varie sorgenti presenti deve essere costante. In pratica questa condizione teorica non può mai essere soddisfatta, tuttavia è opportuno che il tasso di emissione delle varie sorgenti considerate vari almeno lentamente da un'ora all'altra e, nell'ambito dell'ora, possa essere ritenuto circa costante;
- nella direzione sottovento l'avvezione è predominante rispetto alla diffusione. Questa condizione risulta soddisfatta quando la velocità media del vento non risulta troppo bassa. Va rilevato che, di tutte le limitazioni di un modello gaussiano plume, questa è la meno gravosa;
- gli inquinanti sono trasportati nella direzione sottovento da una velocità media del vento; l'uso di una velocità media del vento e di una sua direzione costante comporta l'adozione di un campo di vento orizzontalmente omogeneo. Questa osservazione limita l'uso di un modello gaussiano plume a domini spaziali relativamente ridotti e comunque di dimensione non superiore alla decina di chilometri;
- il pennacchio è infinito e stazionario e quindi non tiene conto di alcuna storia passata.

Non bisogna mai dimenticare queste ipotesi di base. Spesso le situazioni di pratico interesse sono compatibili con tali ipotesi e in tal caso le simulazioni ottenute con un modello Gaussiano Stazionario risultano abbastanza realistiche. Esistono però situazioni che, o per estensione del dominio di calcolo, o per situazioni orografiche o meteorologiche particolari, sono incompatibili con tali limitazioni. In questo caso l'uso di un modello di questo tipo è decisamente inopportuno e i risultati che ottiene decisamente lontani dalla realtà.

4.2 MODELLI STAZIONARI DI TIPO IBRIDO

I modelli Gaussiani Stazionari sono stati finora, di fatto, gli unici modelli per la simulazione della dispersione degli inquinanti in aria realmente utilizzati nelle applicazioni ingegneristiche; tuttavia, con l'acquisizione di nuovi e più completi dati sperimentali è risultato evidente che la *realisticità* delle loro previsioni era *veramente limitata*, soprattutto nelle *situazioni di forte convettività*, quando si riscontrano le concentrazioni al suolo più elevate. Nei normali modelli Gaussiani la fisica che rappresenta le situazioni convettive è decisamente inadeguata a descrivere i complessi meccanismi che dominano la dispersione degli inquinanti entro il *PBL*. D'altro canto va ricordato che la principale informazione sulla turbolenza atmosferica accettata dalla maggior parte dei modelli Gaussiani Stazionari è la classe di stabilità atmosferica, concetto molto aggregato, di definizione non univoca e manifestamente ambiguo in molte situazioni convettive. Per questo, lo sforzo fatto in questi ultimi decenni è stato proprio quello di inserire nell'edificio logico dei modelli stazionari a pennacchio informazioni più adatte a descrivere lo stato di turbolenza del *PBL* e le capacità dispersive relative.

Il primo passo è stato quello di collegare funzionalmente i parametri di dispersione (σ_y e σ_z) ai parametri caratteristici del *PBL* ed in particolare alla deviazione standard della componente trasversale σ_v e verticale del vento σ_w , alla *friction velocity* u_* , al flusso turbolento di calore sensibile H_0 e all'altezza del *PBL* z_i . Ciò ha comportato la progressiva abolizione del concetto di categoria di stabilità atmosferica. I principali modelli di questo tipo sono il modello SHORTZ e TUPOS realizzati dalla US-EPA ed il modello OML (Gaussian Danish Plume Model). A conti fatti, tali modelli, a parte OML, non hanno riscosso molto successo ed il loro uso è risultato, a torto, molto limitato. Le abitudini, soprattutto se cattive, sono dure a morire, anche di fronte all'evidenza!

Il secondo passo è consistito in una descrizione più realistica dell'innalzamento del pennacchio che, fino ad allora, era determinato mediante le relazioni di Briggs, valide prevalentemente in condizioni adiabatiche e stabili. L'ormai pratica disponibilità, in molte situazioni reali, di misure in quota della velocità e della direzione del vento ha consentito una descrizione decisamente più realistica della prima fase di innalzamento del *plume*. Il principale esempio di questo tipo è costituito dal già citato modello OML, sicuramente il più completo da questo punto di vista.

Il terzo passo è stato l'abbandono del concetto di *gaussianicità* nella dispersione verticale. Ciò è stato il risultato incontrovertibile di numerose esperienze numeriche e sperimentali che hanno dimostrato quanto fosse lontano dalla realtà un tale tipo di funzione di distribuzione in condizioni convettive. I confronti fatti con le varie campagne sperimentali sono stati estremamente incoraggianti. I modelli che appartengono a questa categoria prendono il nome di *Modelli Stazionari Ibridi*. Dopo una vita iniziale decisamente in *tono minore*, una forte accelerazione al loro sviluppo e alla loro applicazione ebbe luogo quando venne pubblicato un celebre articolo di Hanna e Paine (1989) in cui, finalmente, si ebbe il coraggio di affermare chiaramente l'inadeguatezza insita nei modelli gaussiani tradizionali. In particolare, gli Autori scrivono:

“ *When the concentrations* (quelle ottenute sperimentalmente nella celebre campagna del Kincaid e quelle ottenute da simulazioni modellistiche impiegando i tradizionali modelli gaussiani US-EPA) *were paired in space and time, none of the models predicted the concentration field with any accuracy, e.g. the correlation coefficients between observed and predicted concentrations were often negative.*”.

Questa affermazione segna l'inizio dell'inevitabile e definitivo declino dei modelli gaussiani tradizionali e la nascita dei modelli di tipo ibrido. Gli esempi più importanti sono il modello CTDMPLUS (US-EPA) (Perry e al., 1989), il modello HPDM (Hanna e Chang, 1991, Hanna e Paine, 1989) ed il modello US-EPA AERMOD (Perry e al., 1995). Questi tre modelli rappresentano tre distinti esempi di interpretazione del concetto di modello ibrido.

Dalla teoria del *PBL* convettivo è noto come il riscaldamento del suolo, dovuto all'irraggiamento solare, produca un flusso ascendente di calore sensibile, responsabile della generazione e del mantenimento di vortici di grandi dimensioni che rimescolano l'intero *PBL*, dal suolo allo strato di *entrainment*. Questa struttura fisica è estremamente complessa e, a prima vista, parrebbe velleitario cercare di definire un modello operativo capace di descrivere con realismo la dispersione di sorgenti a bassa ed alta quota. Viceversa la storia dei modelli ibridi è un notevole esempio di collaborazione tra ricercatori sperimentali e modellisti, tra mentalità teoriche e ingegneristiche, tutte volte a condensare la complessità del fenomeno entro un modello che doveva possedere le caratteristiche seguenti:

- non doveva essere troppo complesso, per non scoraggiarne l'utilizzo,

- doveva essere algebrico e non differenziale, per limitarne la complessità e per renderlo più comprensibile,
- doveva catturare l'essenziale della fisica del fenomeno della dispersione entro il *PBL* convettivo.

Anche se, a prima vista, queste caratteristiche possono sembrare impossibili da soddisfare, il risultato di tale ricerca è stato estremamente interessante ed utile: in effetti sono stati prodotti molti modelli, di cui quelli citati sono i più significativi, che hanno una struttura sufficientemente semplice da renderli adatti ad essere impiegati nelle applicazioni ingegneristiche, là dove finora venivano impiegati solo i modelli Gaussiani Stazionari. In questo Capitolo viene illustrata la teoria dei modelli stazionari di tipo ibrido, seguendo prevalentemente l'esposizione fatta da Weil (1988).

4.2.1 Il *PBL* convettivo e le variabili di controllo

L'ipotesi di base su cui si fonda l'intera teoria dei modelli ibridi è che il *PBL convettivo* sia orizzontalmente omogeneo, cioè che le proprietà statistiche che lo caratterizzano non mutino nel piano orizzontale (x,y) , ma solo con la quota z . Un'ulteriore ipotesi fondamentale è *che il PBL si trovi in un stato quasi-stazionario*. Queste assunzioni non sono mai vere in senso stretto, anche se in pratica sono frequentemente delle approssimazioni più che accettabili della realtà.

Il *PBL* convettivo è caratterizzato da due velocità di scala tipiche, la *friction velocity* (u_*), che rappresenta la turbolenza generata dallo *shear* del vento, e la *velocità convettiva di scala* (w_*), che rappresenta la velocità di scala per i moti verticali indotti dalla convettività. Come noto, dal loro rapporto è possibile definire un indice di stabilità dato dal rapporto tra l'altezza di rimescolamento e la lunghezza di Monin-Obukhov ($-z_i/L$). Quando ($-z_i/L$) è superiore a 10, si è in situazioni di forte convettività e il *PBL* convettivo presenta la tipica struttura a tre strati:

- il Surface Layer (*SL*)
- il Mixed Layer (*ML*)
- lo Strato di Entrainment (*EL*).

La Teoria della Similarità ha permesso di definire relazioni funzionali per il profilo verticale delle differenti variabili di interesse, siano esse variabili medie che deviazioni standard, in particolare le deviazioni standard delle tre componenti della velocità del vento. Tutte queste relazioni di Similarità si basano sulla conoscenza dei principali indicatori della turbolenza del *PBL*, cioè:

- la friction velocity u_*
- il flusso turbolento di calore sensibile H_0
- la lunghezza di Monin-Obukhov L
- l'altezza di rimescolamento z_i

Non tutto il *PBL* convettivo è conosciuto allo stesso modo. Più ci si innalza, meno sono disponibili informazioni sperimentali da cui dedurre relazioni di Similarità. La zona dell'*entrainment* è effettivamente molto misteriosa e la teoria attuale è solo in grado di descriverla in maniera estremamente semplicistica.

Una cosa veramente interessante ai fini della teoria dei modelli ibridi è studiare attentamente il comportamento statistico della *componente verticale del vento* w . Se si considera un intervallo

temporale entro cui il *PBL* convettivo è praticamente stazionario, è possibile analizzare l'andamento di w e *determinarne la relativa funzione di densità di probabilità (pdf) $p_w(w)$* . In Fig.4.18 sono presentati alcuni esempi di *pdf* corrispondenti a varie quote del *PBL*.

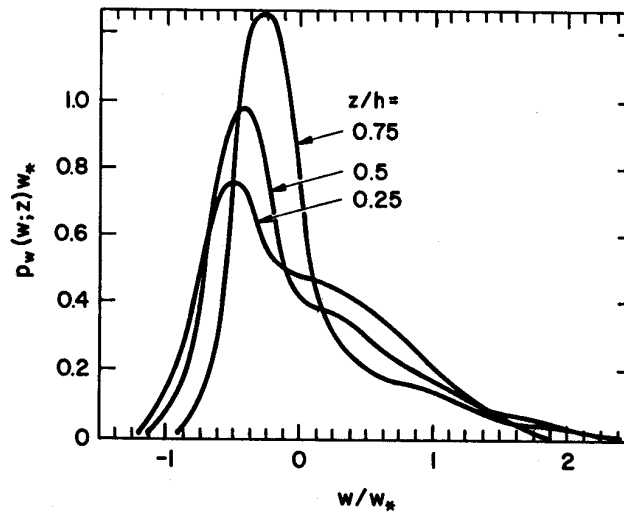


Fig.4.18: *probability density function per la componente verticale della velocità del vento a varie quote entro il PBL convettivo (Lamb, 1982).*

Ciò che si vede emergere chiaramente dalle *pdf* presentate in Figura è che *tali distribuzioni non sono simmetriche rispetto al valore medio della velocità verticale (che è nullo)*. Tali distribuzioni non sono quindi Gaussiane, ma presentano una *skewness positiva*. Tutto ciò comporta che:

- la velocità verticale istantanea del vento più probabile è negativa e circa il 60% dell'area sotto la curva della *pdf* corrisponde a velocità negative,
- solo il 40% dell'area corrisponde a velocità verticali istantanee positive che però raggiungono valori ben più elevati rispetto a quanto capita per le velocità negative.

Da quest'analisi risulta quindi evidente che la struttura del *PBL* convettivo è costituita dall'alternarsi di due flussi verticali di aria:

- gli ***updraft*** caratterizzati da velocità verticali piuttosto elevate, ma che occupano un'area del *PBL* piuttosto limitata,
- i ***downdraft*** che rappresentano le correnti d'aria discendenti e che sono caratterizzati da velocità, in modulo, inferiori a quelle degli *updraft*, ma che occupano uno spazio di *PBL* pari a circa i 3/2 di quella occupato dagli *updraft*.

I fumi delle varie sorgenti presenti nel *PBL*, esaurita la propria spinta di galleggiamento, si trovano in balia di questa struttura vorticoso, ben rappresentata dall'alternanza degli *updraft* e dei *downdraft*. E' quindi abbastanza intuitivo che la loro dispersione non potrà seguire le regolari leggi gaussiane viste in precedenza, ma dovrà in qualche modo adattarsi alle caratteristiche del *PBL* convettivo. Quello che fin da subito ci si può immaginare è che:

- sicuramente dovrà andare in crisi il concetto di altezza di livellamento del baricentro del pennacchio, concetto che sarà sostituito da un'evoluzione oscillante dello stesso;

- sicuramente sulla verticale la distribuzione della concentrazione nel il pennacchio non potrà essere gaussiana.

La teoria dei Modelli Ibridi dovrà trovare il modo più semplice per descrivere tutto ciò.

4.2.2 Alcune considerazioni teoriche e sperimentali

Le considerazioni fatte sulla struttura del *PBL* convettivo mostrano la complessità del problema. E' quindi subito chiaro che il modello che andiamo cercando non sarà molto tradizionale (cioè non si baserà rigidamente sulle relazioni consuete della fluidodinamica), ma piuttosto si fonderà su una visione più statistica della turbolenza e sull'interpretazione dei risultati sperimentali

4.2.2.1 Considerazioni statistiche

Per prima cosa è necessario riassumere quanto lo Teoria Statistica e l'Analisi di Similarità hanno detto sulla dispersione degli inquinanti in un *PBL* convettivo.

Analisi Statistica

Nel Capitolo 9 è stata introdotta la *Teoria Statistica di Taylor* che, nonostante l'età, rappresenta una felice intuizione ancora decisamente importante ai fini modellistici. Riassumendo, secondo tale teoria la dispersione in una data direzione di una particella in un fluido in condizioni di *turbolenza omogenea e stazionaria* è completamente caratterizzata dalla propria funzione di autocorrelazione R_L . Tale teoria porta, in queste condizioni idealizzate, ad una relazione che, scritta per la dispersione in senso verticale, risulta essere la seguente:

$$\sigma_z^2 = 2\sigma_w^2 \int_0^t (t - \tau) R_L^z(\tau) d\tau \quad [4.81a]$$

dove t è l'età della particella e τ è il *time lag*. Tale relazione possiede, come visto, due *comportamenti asintotici*. Quando t è molto inferiore al Tempo Lagrangiano di scala, tale relazione si riduce alla seguente:

$$\sigma_z^2 = \sigma_w^2 t^2 \quad [4.81b]$$

cioè *la dimensione verticale del pennacchio cresce linearmente nel tempo*. Quando, invece t tende all'infinito, la (4.81a) assume la forma asintotica seguente:

$$\sigma_z^2 = 2\sigma_w^2 T_{Lz} t \quad [4.81c]$$

secondo cui la dimensione verticale del pennacchio cresce parabolicamente. Il problema insito in questa teoria è che essa si basa sul fatto che la turbolenza *deve* essere omogenea ed isotropa. Viste le caratteristiche del *PBL* convettivo, ciò è ragionevolmente vero solo per *sorgenti elevate*, cioè per sorgenti il cui baricentro del pennacchio stia ad una quota superiore a $0.1h$. Oltre a ciò, perché tali condizioni teoriche siano abbastanza vicine a quelle reali, è necessario che *la convettività sia forte*, cioè che $-z/L > 4$. In queste condizioni la Teoria della Similarità e l'osservazione sperimentale affermano che:

$$\sigma_y \approx \sigma_z \approx 0.6w_* \quad [4.82]$$

e che il Tempo Lagrangiano di scala è dell'ordine di z_i/w_* . Se si considerano valori tipici di *PBL* convettivi (w_* dell'ordine di $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ e z_i di circa 1500 m) si ha che il tempo Lagrangiano di scala risulta dell'ordine di 750 secondi. Per tempi t inferiori al Tempo Lagrangiano di scala si può applicare la relazione asintotica sopra ricordata che, una volta posto $t = x/U$ (U è la velocità media del vento), porta a:

$$\sigma_z \approx 0.6w_* x/U \quad [4.83a]$$

Introducendo, come si fa comunemente, la *distanza adimensionale* X definita come:

$$X = xw_*/(U \cdot z_i) \quad [4.83b]$$

tale relazione diventa:

$$\sigma_z/z_i \approx 0.6X \quad [4.83c]$$

che è risultata congruente con le osservazioni sperimentali effettuate in un *PBL* altamente convettivo, per sorgenti lontane dal *SL* (cioè per sorgenti elevate), che presentano quindi un pennacchio che si disperde linearmente con la distanza sottovento. Va sottolineato il fatto che tutto ciò è tanto più valido quanto più la turbolenza è vicina all'omogeneità ed all'isotropicità. Sicuramente tale teoria non può essere utile entro il *SL* dove è noto che esistono gradienti verticali significativi della deviazione standard della componente verticale della velocità del vento, cosa che non corrisponde certo ad una situazione di turbolenza omogenea.

Teoria della Similarità

Sulla base delle considerazioni fatte da Wyngaard e al. (1971) e da Yaglom (1972), entro il *SL* ed in condizioni altamente convettive, caratterizzate cioè da $-z_i/L > 50$, esiste un vasta porzione di *Surface Layer* ($-L < z < 0.1h$) in una situazione di *free-convection*. In una tale situazione Yaglom ha intuito che:

- gli effetti di frizione, e quindi u_* , erano del tutto irrilevanti per la dispersione del *plume* di una sorgente posta a livello del suolo,
- la i turbolenza era prodotta in misura prevalente dal galleggiamento g/T_0 e dal flusso sensibile al suolo $\overline{w'\theta'_0}$, cosa che determinava il comportamento dell'evoluzione verticale del pennacchio.

In una tale situazione, la *velocità verticale media* di una generica particella del pennacchio poteva essere determinata usando considerazioni di Teoria della Similarità. Ciò ha portato alla relazione seguente:

$$\overline{w}(t) = c_0 \left(g/T_0 \cdot \overline{w'\theta'_0} \cdot t \right)^{1/2} \quad [4.84a]$$

dove c_0 è una costante da determinarsi sperimentalmente. Ricordando che il baricentro del pennacchio z' si ottiene integrando l'equazione:

$$\frac{dz'}{dt} = \overline{w}(t) \quad [4.84b]$$

come risultato finale si ha che:

$$z'(t) = \frac{2c_0}{3} \left(\frac{g}{T_0} w' \theta'_0 \right)^{1/2} t^{3/2} \quad [4.84c]$$

o anche:

$$z'/z_i = 2c_0/3 \cdot X^{3/2} \quad [4.84d]$$

Questo per quanto riguarda l'evoluzione del baricentro del pennacchio. Se invece si considera la sua dispersione verticale, ragionamenti analoghi portano alla relazione seguente:

$$\sigma_z/z_i = 2c_1/3 \cdot X^{3/2} \quad [4.85]$$

dove c_1 è un'ulteriore costante da determinarsi sperimentalmente. *Queste relazioni si possono applicare solo per tempi o distanze brevi, perché successivamente il plume lascia la zona di PBL interessata da questa teoria.* Tuttavia per tempi brevi, tale teoria predice una dispersione del pennacchio ben superiore a quella prevista dalla teoria statistica di Taylor (l'esponente del tempo non è più unitario, ma pari a 3/2). Ciò non è in contraddizione con quanto visto al punto precedente, perché qui si sta considerando una sorgente al suolo, in una zona di PBL convettivo ben lontana da una situazione di turbolenza omogenea. Anche queste previsioni teoriche hanno avuto un sostanziale riscontro nelle misure.

4.2.2.2 Considerazioni sperimentali

Le informazioni più complete e più interessanti sulla dispersione in un PBL convettivo sono state derivate inizialmente da esperimenti di laboratorio (i più celebri sono gli esperimenti realizzati da Willis e Deardorff), da osservazioni sperimentali, da simulazioni numeriche di tipo Lagrangiano (celebri sono quelle di Lamb) e più recentemente da simulazioni realizzate con i modelli LES. I riferimenti più importanti sugli esperimenti di laboratorio si possono trovare in Willis e Deardorff (1978), Deardorff, (1985) e Carras e Williams (1984), i riferimenti per le simulazioni Lagrangiane in Lamb (1978 e 1982) ed i riferimenti sulle campagne sperimentali in Nieuwstadt (1980) e Briggs (1993). Tutto ciò che si deduce dalle misure (anche quelle numeriche, in un certo senso, possono essere considerate una sorta di misura) è che *le caratteristiche della dispersione dipendono dalla quota di rilascio*, cosa che determina la presenza di due regimi distinti:

- sorgenti al suolo per le quali la quota di rilascio z_s è inferiore a $0.1z_i$,
- sorgenti elevate dove $0.1z_i < z_s < z_i$.

Forma complessiva della distribuzione verticale degli inquinanti

Per comodità di analisi conviene introdurre la *Concentrazione Integrale Trasversale* (C_y o *Crosswind-integrated concentration*) definita come:

$$C_y = \int_{-\infty}^{+\infty} C(x, y, z) \cdot dy \quad [4.86]$$

che può essere resa *adimensionale* dividendola per $Q/(U \cdot z_i)$ (Q è il tasso di emissione). Inoltre, assieme alla già definita *distanza adimensionale* X , conviene anche introdurre una *coordinata*

verticale adimensionale Z definita come $Z = z/z_i$. Come base significativa di discussione consideriamo la Fig.4.19 che illustra alcuni dei risultati ottenuti da Willis e Deardorff.

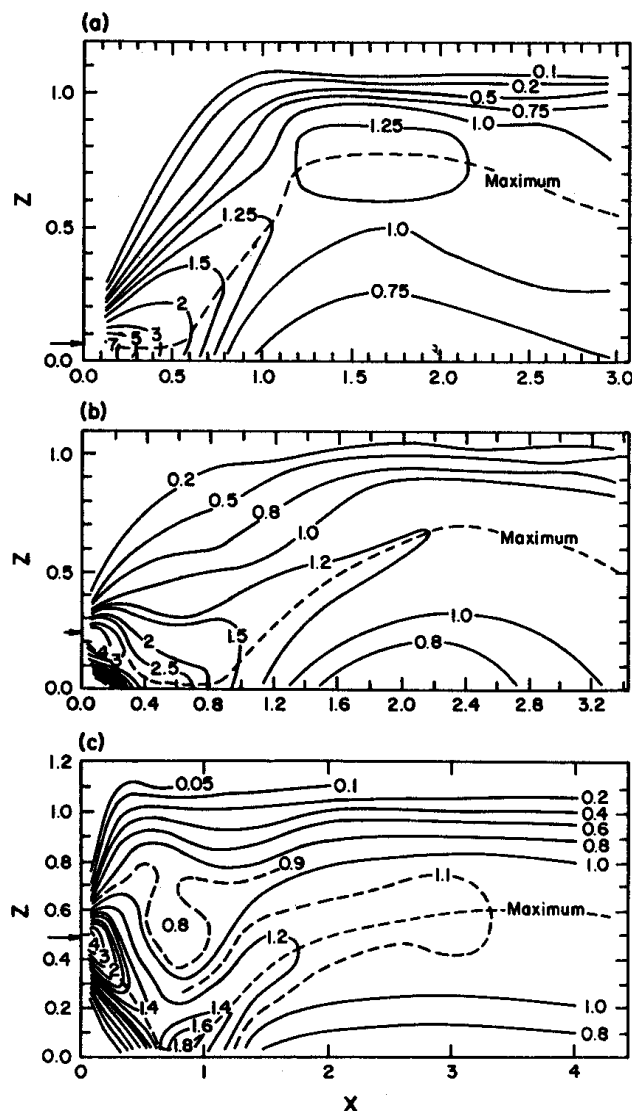


Fig.4.19: risultati di laboratorio di dispersione in condizioni convettive per sorgenti emittenti a varie quote (da Weil, 1988).

Si consideri inizialmente la parte *a*) della Figura che si riferisce ad una sorgente posta nelle vicinanze del suolo ($z_s/z_i = 0.067$, z_s è l'altezza della sorgente). Il baricentro del pennacchio (rappresentato dalla linea tratteggiata) per brevi distanze si mantiene prossimo al suolo, quindi cresce, sempre a brevi distanze dalla sorgente raggiungendo rapidamente la sommità del *PBL*. Viceversa, dalla parte *b*) e *c*) della Figura (corrispondenti rispettivamente a sorgenti poste a z_s/z_i pari a 0.24 e 0.49) si nota come il baricentro del pennacchio scenda a brevi distanze sottovento, fino a raggiungere il suolo dove viene riflesso verso l'alto. Questi risultati possono essere spiegati abbastanza intuitivamente se si prende come riferimento il sistema degli *updraft* e *downdraft*.

Consideriamo inizialmente la sorgente al suolo. Dato che i *downdraft* occupano un'area molto maggiore degli *updraft*, l'inquinante emesso viene catturato in prevalenza dai *downdraft* che lo *schiacciano* nei pressi del suolo fino a che essi vengono ripresi dai vortici ascendenti (*lift off*).

Per quanto tempo gli inquinanti possono restare nei pressi del suolo? Qualitativamente, se si considera w_* come la velocità caratteristica dei vortici e z_i/w_* , il tempo caratteristico di evoluzione degli stessi, il tempo di permanenza al suolo dei fumi emessi da una sorgente al suolo sarà una frazione di tale tempo caratteristico. Quindi la distanza sottovento in corrispondenza della quale si ha il *lift off* sarà pari a:

$$x_i \approx \beta U z_i / w_* \quad [4.87a]$$

o meglio

$$X \approx \beta \quad [4.87b]$$

Come si può vedere nella parte *a)* della Figura, β vale circa 0.5.

Per quanto riguarda le sorgenti elevate (quelle cioè poste ad una quota superiore all'altezza del *SL*), dalle misure di laboratorio risulta evidente come il baricentro del pennacchio scenda, raggiungendo il suolo ad una distanza sottovento pari a circa $0.6 \cdot X$. Ciò può essere spiegato dal fatto che i *downdraft* occupano un'area maggiore e la probabilità che l'inquinante venga catturato da essi è molto elevata. Tra l'altro tali strutture coerenti sono a *vita lunga* così che, una volta catturati, i fumi restano in essi fino al raggiungimento del suolo. Qui giunti, si comportano sostanzialmente come se fossero sorgenti al suolo.

Quanto qui esposto si basa sui risultati ottenuti in laboratorio, anche se le misure fatte nelle varie campagne sperimentali condotte in questi ultimi decenni per definire le caratteristiche del *PBL* convettivo confermano sostanzialmente tali risultati. In definitiva ciò che emerge è una *profonda differenza tra la modalità della dispersione che si ha nelle situazioni altamente convettive e quella prevista dalla teoria gaussiana*. In quest'ultima gioca un ruolo essenziale la quota di livellamento del baricentro del pennacchio, concetto che qui abbiamo visto non esistere più. La visione Gaussiana allora è totalmente errata? Evidentemente no; essa è la realtà delle situazioni adiabatiche e stabili, dove, dal punto di vista Lagrangiano, la *pdf* è effettivamente Gaussiana. Nelle situazioni altamente convettive, invece, tale *pdf* presenta una marcata *skewness* che determina il comportamento appena analizzato.

Parametri di dispersione

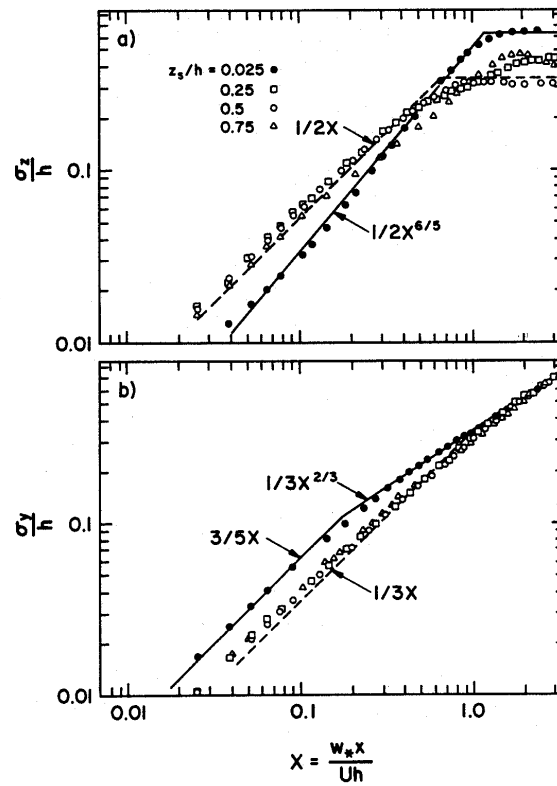
Per un modello stazionario di dispersione degli inquinanti è di primario interesse la conoscenza dei *parametri di dispersione* del pennacchio, cioè dei momenti secondi dello spostamento delle particelle di fluido nella direzione *y* e *z*. Molto è stato fatto a questo proposito con campagne sperimentali nel *PBL* reale, in laboratorio e con simulazioni numeriche ottenendo in ogni caso risultati sostanzialmente coincidenti. Si consideri la *Fig.4.20* in cui sono riportati alcuni di questi risultati, sia per la dispersione verticale che per quella orizzontale. Da essa si nota immediatamente come le *sorgenti elevate* e le *sorgenti localizzate presso il suolo* presentino comportamenti differenti.

Si consideri inizialmente la dispersione verticale. I dati di σ_z/z_i per *sorgenti elevate* (in questo caso $z_s/z_i = 0.25, 0.5, 0.75$) portano ad individuare la *relazione universale* di Similarità:

$$\sigma_z / z_i = 0.5X \quad [4.88]$$

per una distanza normalizzate $X < 0.7$, risultato sostanzialmente consistente con la Teoria Statistica di Taylor, che evidenzia come nel *ML* la turbolenza è quasi-omogenea. Tra l'altro è

interessante notare come il coefficiente 0.5 sia prossimo a quello previsto da tale teoria (0.6). Dalla Figura si nota anche che per la sorgente più elevata l'aumento del parametro di dispersione è leggermente inferiore nell'intervallo $0.2 < X < 1$, in accordo col fatto che essa è molto vicina alla zona di *entrainment*, in cui i moti verticali tendono ad essere inibiti.



Fi.4.20: dispersione verticale ed orizzontale del plume in convettività elevata (da Lamb, 1982).

Per distanze sottovento $X > 1$, il parametro di dispersione verticale tende a diventare costante a causa dell'intrappolamento del materiale inquinante al di sotto dell'altezza di rimescolamento e dell'omogeneizzazione del campo di concentrazione sulla verticale. Tale valore limite dipende dalla quota di emissione secondo la legge seguente:

$$\sigma_z/z_i = \left[1/3 - z_s/z_i + (z_s/z_i)^2\right]^{1/2} \quad [4.89a]$$

Le sorgenti a bassa quota presentano invece una crescita del parametro di dispersione verticale più che lineare per piccoli valori di X , in accordo qualitativo con la Teoria della Similitudine di Yaglom. In pratica si ha che:

- il pennacchio emesso nei pressi del suolo inizialmente cresce linearmente con X (o con t che è lo stesso) in accordo con la teoria statistica,
- a distanze superiori, la crescita di σ_w con la quota accelera la dispersione verticale del pennacchio in maniera tale che:

$$\sigma_z/z_i \propto X^{3/2} \quad [4.89b]$$

Il comportamento differente di σ_z per le sorgenti al suolo e per quelle elevate sono una conferma della differenza riscontrata tra le correlazioni di Pasquill Gifford ottenute a Prairie Grass, relative a sorgenti poste nei pressi del suolo, e quelle di Briggs rurali, tipiche di sorgenti elevate.

Si consideri ora la **dispersione orizzontale**. Sia gli esperimenti di laboratorio che le misure in campo e le simulazioni numeriche confermano una distribuzione orizzontale del pennacchio di forma sostanzialmente gaussiana. Mancano ancora informazioni per ottenere correlazioni sicure, tuttavia, come indicazione, è possibile adottare quella proposta da Briggs (1985):

$$\sigma_y / z_i = 0.6X / (1 + 2X)^{1/2} \quad [4.90]$$

che, come si vede, è in accordo con la Teoria Statistica di Taylor sia per tempi inferiori al Tempo Caratteristico Lagrangiano sia per tempi superiori. Tuttavia, mentre questa relazione ha un sufficiente supporto sperimentale per distanze (e quindi tempi) brevi, non ha prove sperimentali sufficienti per tempi lunghi.

4.2.3 Dispersione di pennacchi passivi nel PBL Convettivo

La caratteristica principale della dispersione degli inquinanti privi di galleggiamento (*buoyancy*) in un PBL convettivo è il fatto che tale dispersione non è gaussiana nella direzione verticale. Ciò deriva dalla constatazione sperimentale secondo cui la *pdf* della componente verticale della velocità possiede una skewness positiva non trascurabile, più pronunciata in condizioni di forte convettività ($-z_i/L > 5-10$), meno quando il parametro di stabilità $-z_i/L$ assume valori inferiori a 4. Qui di seguito si tratteranno entrambe le situazioni sia in riferimento a sorgenti elevate che a sorgenti al suolo.

4.2.3.1 Convettività elevata

Queste sono le condizioni più interessanti e, vista la profonda diversità di comportamento delle sorgenti a bassa ed ad alta quota, è conveniente dare due trattazioni separate per evidenziarne le peculiarità tipiche. Per fare ciò è molto conveniente considerare la *Concentrazione Integrata Trasversale* C_y dato che da essa è estremamente facile poi individuare la concentrazione in ogni punto dello spazio.

Dispersione verticale da sorgenti elevate.

La base concettuale del modello consiste nell'ipotizzare che esistano gli *updraft* ed i *downdraft* e che tali strutture coerenti siano a *vita lunga*. Quando una particella di inquinante *passiva* (cioè priva di galleggiamento proprio) viene emessa da una sorgente elevata, essa inevitabilmente viene catturata da una delle strutture coerenti, o da un *updraft* o più probabilmente, da un *downdraft*. Quello che è certo è che la particella si verrà a trovare entro una corrente ascensionale o discensionale in movimento traslazionale ad una velocità pari alla velocità media del vento U (Fig.4.21a). La particella quindi possiederà non solo una velocità di traslazione orizzontale, ma anche una velocità verticale w , molto irregolare e di caratteristiche decisamente stocastiche. Per poter descrivere la velocità verticale della particella (che in pratica coincide con la velocità verticale posseduta dall'aria del PBL nel punto dello spazio-tempo occupato dalla particella) è opportuno impiegare la funzione di densità di probabilità $p_w(w)$. Si ricordi che questa *p.d.f* ha le dimensioni dell'inverso della velocità e che $p_w(w) \cdot dw$ rappresenta la probabilità che la componente w assuma un valore nell'intervallo $w - \Delta w/2 < w < w + \Delta w/2$.

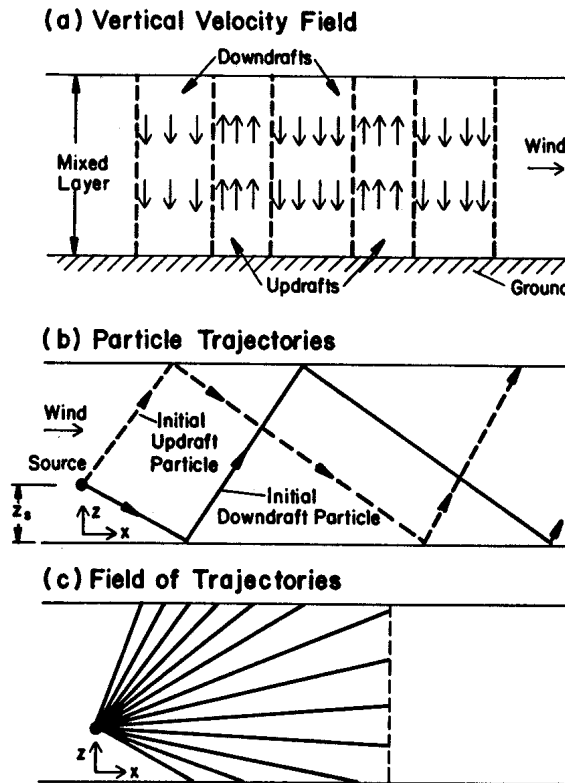


Fig.4.21: illustrazione schematica del campo di velocità idealizzato e della dispersione di particelle passive in un PBL convettivo (da Weil, 1988).

L'assunzione chiave del modello sta nel ritenere che il *Tempo Lagrangiano di Scala della velocità verticale* w sia praticamente infinito, così che una particella rimane entro la struttura (updraft o downdraft) incontrata all'emissione finché non raggiunge il suolo o la sommità del PBL. Dopo di che, inverte la propria direzione e procede verso la barriera opposta, con un comportamento rimbalzante tra due superfici piane. Se si assume w uniforme con l'altezza in un dato downdraft (o updraft), la particella percorrerà una traiettoria rettilinea, come mostrato in Fig.4.21b. Inoltre, per una data $p_w(w)$, una particella, in linea di principio, potrà seguire un numero infinito di traiettorie rettilinee (Fig.4.21c) ciascuna con una propria probabilità.

Per determinare un *modello comportamentale* delle particelle, consideriamo solo la *legge della conservazione della massa*. Il *flusso* di particelle che attraversa uno strato di altezza Δz , di lunghezza trasversale infinita e posto alla quota z , è dato dalla relazione seguente:

$$F = U \cdot C_y(x, z) \cdot \Delta z \quad [4.91a]$$

Se Q è il tasso di emissione della sorgente, il flusso (4.91a) deve risultare pari a Q moltiplicato per la probabilità che la particella si trovi entro l'intervallo $z - \Delta z/2 < z < z + \Delta z/2$. Detta $p_z(z)$ la *p.d.f* relativa e $p_z \Delta z$ la relativa probabilità, il bilancio di massa (4.91a) porta alla relazione:

$$U \cdot C_y \cdot \Delta z = Q \cdot p_z(z) \cdot \Delta z \quad [4.91b]$$

cioè

$$C_y(x, z) = Q \cdot p_z(z) / U \quad [4.91c]$$

Il problema ora sta nell'individuare una relazione che leghi $p_z(z)$ (difficilmente misurabile in pratica) con $p_w(w)$ che è molto più facile dedurre da misure micrometeorologiche relativamente semplici. A tale proposito è opportuno ricordare il *Teorema RVT (Random Variable Transformation)* della Statistica (si veda per esempio Gillespie, 1992) secondo cui, se x è una variabile stocastica con *p.d.f.* $p_x(x)$, y è un'altra variabile stocastica con *p.d.f.* $p_y(y)$ e se esiste una relazione funzionale invertibile tra le due variabili stocastiche, allora tra $p_x(x)$ e $p_y(y)$ esiste la relazione seguente:

$$p_y(y) = p_x(x) \cdot \left| \frac{dx}{dy} \right| \quad [4.92a]$$

Se si sostituisce la variabile x con la velocità verticale w e la variabile y con la quota z , dalla relazione precedente risulta che:

$$p_z(z) = p_w(w) \cdot \left| \frac{dw}{dz} \right| \quad [4.92b]$$

La variazione della quota z della particella col tempo viene descritta dalla relazione seguente:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{dz}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = U \frac{dz}{dx} \quad [4.93a]$$

che può anche essere espressa mediante la componente verticale della velocità w come:

$$w = U \frac{dz}{dx} \quad [4.93b]$$

la quale, integrata a partire dalla quota di emissione z_s (quota di emissione), porta a:

$$z = z_s + wx/U \quad [4.93c]$$

o anche a:

$$w = (z - z_s) \cdot U/x \quad [4.93d]$$

Questa equazione può essere differenziata, portando alla relazione:

$$\frac{dw}{dz} = \frac{U}{x} \quad [4.94]$$

Sostituendo le relazioni (4.92b), (4.93d) e (4.94) nella (4.91c), si ottiene finalmente una relazione che descrive la concentrazione integrata rispetto alla distanza sottovento ed alla *p.d.f.* della componente verticale del vento:

$$C_y(x, z) = \frac{Q}{x} \cdot p_w[(z - z_s)U/x] \quad [4.95]$$

Questo risultato può essere ottenuto anche se si considera w dipendente dalla quota z a cui si trova la particella, come mostrato in Misra (1982).

Per poter concludere la formulazione del modello, è necessario *esprimere in qualche modo* p_w . La forma più comunemente adottata per questa funzione di densità di probabilità è quella proposta da Misra (1982) e da Baerentsen e Berkowicz (1984) ed è costituita dalla *soprapposizione di due distribuzioni gaussiane*, una relativa ai *downdraft* e l'altra agli *updraft* la cui forma analitica è:

$$p_w(w) = \frac{F_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left[-\frac{(w-\bar{w}_1)^2}{2\sigma_1^2}\right] + \frac{F_2}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\left[-\frac{(w-\bar{w}_2)^2}{2\sigma_2^2}\right] \quad [4.96a]$$

dove ciò che è indicato col pedice 1 si riferisce ai *downdraft* e quello che è indicato col pedice 2 agli *updraft*.

In questa relazione sono presenti 6 costanti numeriche a cui è necessario fornire un valore, dipendente da parametri caratterizzanti il livello di convettività presente. Molti sono i metodi impiegati allo scopo. Facendo riferimento a quanto proposto da Weil(1990), si ha che, una volta nota σ_w , w^* e la Skewness S di w , i vari parametri presenti nella relazione precedente possono essere stimati nel modo seguente:

$$\sigma_2/\bar{w}_2 = -\sigma_1/\bar{w}_1 = 1 \quad [4.96b]$$

$$\bar{w}_1/\sigma_w = 0.5 \cdot (S/2 - (S/4 + 2)^{1/2}) \quad [4.96c]$$

$$\bar{w}_2/\sigma_w = 0.5 \cdot (S/2 + (S/4 + 2)^{1/2}) \quad [4.96d]$$

$$F_1 = -\bar{w}_2/(\bar{w}_1 - \bar{w}_2) \quad [4.96e]$$

$$F_2 = +\bar{w}_1/(\bar{w}_1 - \bar{w}_2) \quad [4.96f]$$

Con queste relazioni possono essere calcolate tutte le costanti presenti entro la *p.d.f.* Se, per esempio, si considera $\sigma_w = 0.6 w^*$ e $S = 0.4$, in Fig.4.22 sono presentate due distribuzioni p_w per due differenti valori di w^* . E' molto evidente la skewness che le caratterizza.

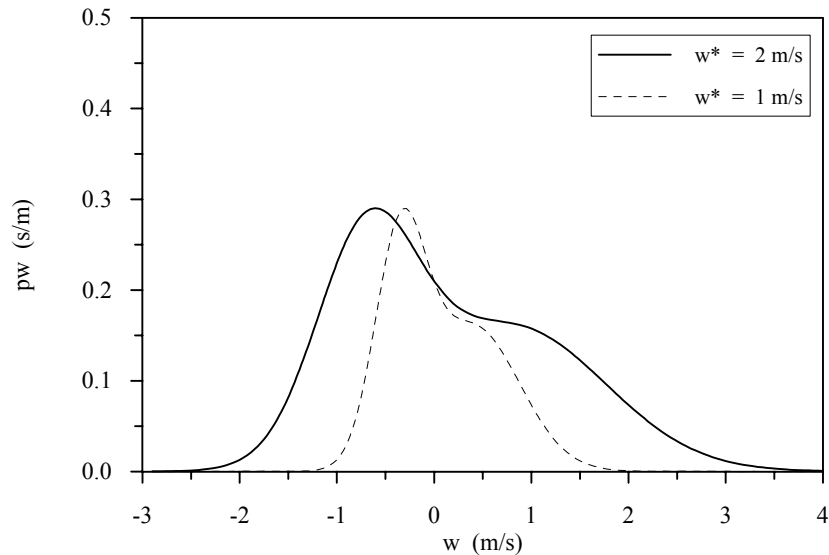


Fig.4.22: funzione di distribuzione di probabilità della componente w .

Quella presentata non è l'unica forma proposta per p_w . Un'altra abbastanza usata è la formulazione bi-Gaussiana proposta da Li e Briggs (1988), secondo cui tale distribuzione,

invece di essere il risultato della somma di due distribuzioni continue e simmetriche, è la giustapposizione di due parti di gaussiane differenti (Fig.4.23).

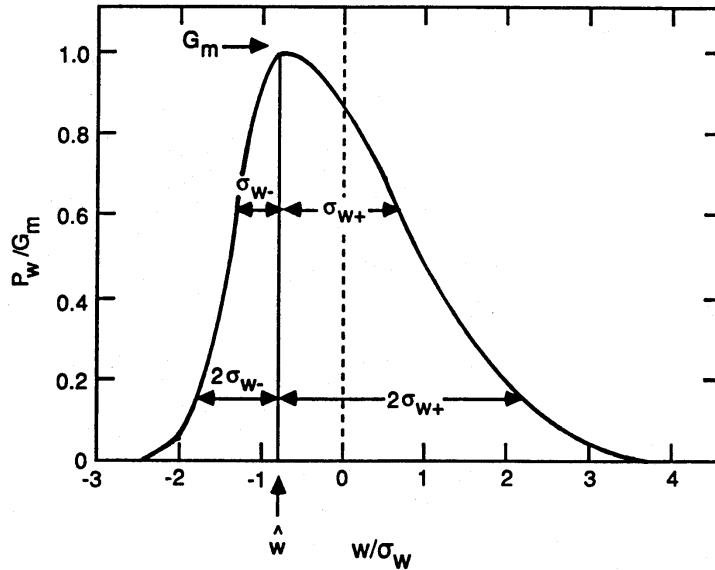


Fig.4.23: funzione di distribuzione di probabilità della componente w (Li e Briggs 1988).

Essa è quindi una funzione continua ma non derivabile, data dalla relazione seguente:

$$p_w(w) = G_m \exp\left[\frac{-(w - \hat{w})^2}{2\sigma_{w+}^2}\right] \quad \text{per } (w - \hat{w}) > 0$$

$$G_m \exp\left[\frac{-(w - \hat{w})^2}{2\sigma_{w-}^2}\right] \quad \text{per } (w - \hat{w}) < 0$$
[4.97a]

in cui

- G_m è la probabilità massima
- \hat{w} è la moda della distribuzione di w
- σ_{w+} è la deviazione standard delle velocità verticali sopra la moda
- σ_{w-} è la deviazione standard delle velocità verticali sotto la moda

La distribuzione bi-gaussiana è inoltre definita da un coefficiente di asimmetria β , stimato pari a circa 0.7 (Perry, 1992). Dato che, normalmente, σ_w è misurabile con relativa facilità o è stimabile con buona affidabilità entro tutto il PBL, è opportuno che tutti i parametri previsti dalla pdf (4.96) siano espressi direttamente o indirettamente mediante tale variabile. Li e Briggs hanno mostrato che:

$$\beta = [\sigma_{w+}/\sigma_{w-}] - 1 \quad [4.97b]$$

$$\overline{\sigma_w} = [\sigma_{w+} + \sigma_{w-}]/2 \quad [4.97c]$$

$$G_m = 1/(\sqrt{2\pi} \cdot \overline{\sigma_w}) \quad [4.97d]$$

$$\hat{w} = -\beta \overline{\sigma_w} \sqrt{8/\pi} \quad [4.97e]$$

$$\sigma_{w+} = \overline{\sigma_w} \cdot (1 + \beta) \quad [4.97f]$$

$$\sigma_{w-} = \overline{\sigma_w} \cdot (1 - \beta) \quad [4.97g]$$

$$\overline{\sigma_w} = \sigma_w \cdot (1 + (3 - 8/\pi)\beta^2)^{-1/2} \quad [4.97h]$$

L'intera parametrizzazione si basa quasi esclusivamente sulla conoscenza di σ_w che, entro il *ML* ed in condizioni fortemente convettive, è pari, in prima approssimazione, a $0.6w_*$.

Una volta scelta la forma funzionale della *pdf* da adottare, ciò che resta da fare per completare il modello di C_y è includere le condizioni al contorno opportune. Per prima cosa va rilevato che, in assenza di fenomeni di deposizione, il flusso di inquinante al suolo deve essere nullo. Una condizione simile può essere adottata anche alla quota di rimescolamento, per simulare l'effetto di confinamento determinato dalla presenza dell'*entrainment*.

I contributi alla concentrazione C_y sono più di uno e non tutti intuitivi. Se si tiene conto per ora del solo *pennacchio diretto* (cioè delle traiettorie che provengono direttamente dal punto di emissione senza essere riflesse né dal suolo né dal top del *PBL*) e se si adotta come *pdf* la forma rappresentata dalla (4.96a), dalla relazione (4.95) si ha che:

$$C_y(x, z) = \frac{QF_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1 x} \exp\left\{-\frac{[(z - z_s)U/x - \overline{w}_1]^2}{2\sigma_1^2}\right\} + \frac{QF_2}{\sqrt{2\pi}\sigma_2 x} \exp\left\{-\frac{[(z - z_s)U/x - \overline{w}_2]^2}{2\sigma_2^2}\right\} \quad [4.98]$$

Per tener conto delle riflessioni col suolo e con il top del *PBL*, è necessario adottare il metodo delle *sorgenti immagine*. Oltre, però al pennacchio diretto, si può dimostrare (Cimorelli e al., 1998) che contribuisce a C_y anche un pennacchio indiretto secondo la relazione:

$$C_y(x, z) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi}U} \cdot (C_{dir} + C_{ind}) \quad [4.99a]$$

dove C_{dir} è il contributo del *plume diretto* che tiene conto anche della riflessione col suolo e C_{ind} è il *plume indiretto* che tiene conto delle riflessioni con la sommità del *PBL*.

Se con il pedice $j=1$ ci si riferisce ancora una volta ai *downdraft* e col pedice $j=2$ agli *updraft*, una volta definito:

$$\sigma_{zj} = \sigma_j \cdot x/U \quad [4.99b]$$

$$\Psi_j = z_s + \overline{w}_j \cdot x/U \quad [4.99c]$$

il contributo del *plume diretto* è pari a:

$$C_{dir} = \sum_{j=1}^2 \left\{ \frac{F_j}{\sigma_{zj}} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left[\exp\left(\frac{-(z - \Psi_j - 2nz_i)^2}{2\sigma_{zj}^2}\right) + \exp\left(\frac{-(z + \Psi_j + 2nz_i)^2}{2\sigma_{zj}^2}\right) \right] \right\} \quad [4.99d]$$

mentre il contributo del *plume indiretto* risulta pari a:

$$C_{dir} = \sum_{j=1}^2 \left\{ \frac{F_j}{\sigma_{zj}} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left[\exp\left(\frac{-(z + \Psi_j - 2nz_i)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right) + \exp\left(\frac{-(z - \Psi_j + 2nz_i)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right) \right] \right\} \quad [4.99e]$$

Nelle (4.99d) e (4.99e), come sempre in presenza di riflessioni multiple, sono presenti due serie infinite che rappresentano le infinite riflessioni che le varie traiettorie possono avere col suolo e con la sommità del *PBL*. In pratica però, se la sorgente è posta ad una quota inferiore alla metà della estensione verticale del *PBL*, in queste relazioni si possono considerare solo i termini con n pari a 0 e 1.

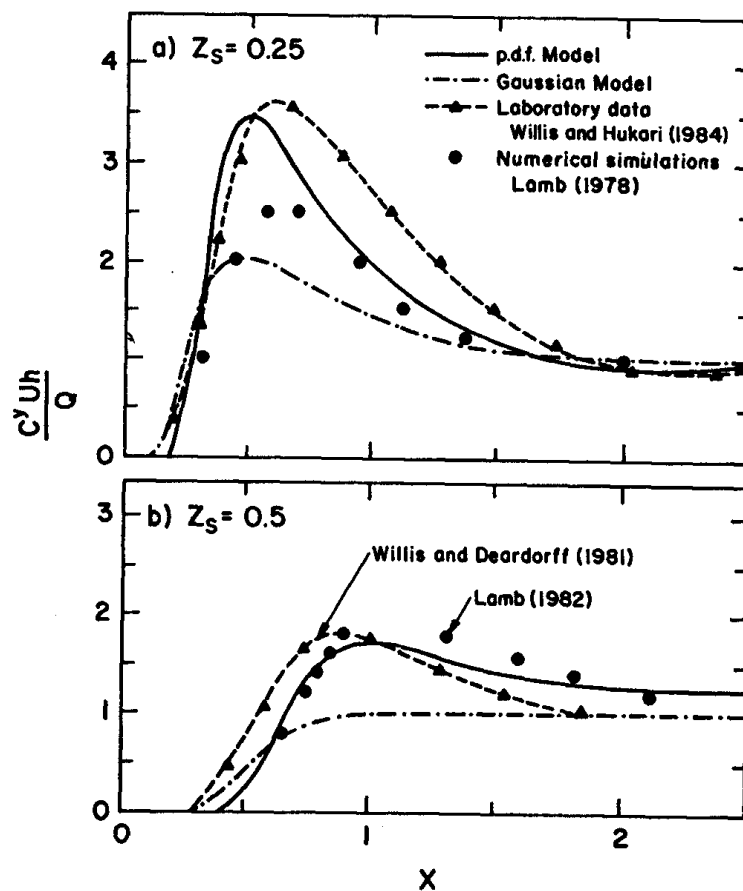


Fig.5.7: confronto tra la C_y ottenuto dalla (4.98) e da un modello gaussiano Plume con alcuni dati di laboratorio e con le simulazioni di Lamb (da Weil, 1988).

Ciò che è interessante verificare è quanto realistico possa essere un tale modello. Nella Fig.4.24 vengono messe a confronto:

- le simulazioni ottenute con un normale Modello Gaussiano *Plume*,
- le simulazioni ottenute con un modello basato sulla (4.99),
- i risultati di alcuni esperimenti di laboratorio,

- le simulazioni numeriche ad alta risoluzione di Lamb.

Questo confronto è stato fatto per due sorgenti di differente quota di emissione. In tale Figura sono state usate le consuete variabili adimensionali; va ricordato che col simbolo Z_s si intende il rapporto z_s/z_i . Si vede immediatamente come la (4.99) sia in grado di realizzare simulazioni molto più vicine ai dati sperimentali rispetto a quanto previsto con un modello Gaussiano. Ciò è un'ulteriore conferma della realistica della teoria presentata nel rappresentare le situazioni altamente convettive e le sorgenti che emettono a quote relativamente elevate.

Dispersione verticale da sorgenti al suolo.

Il problema principale che si incontra nel trattare la dispersione degli inquinanti entro il SL è la non omogeneità verticale della turbolenza. E' quindi necessario adottare metodi differenti per simulare la dispersione degli inquinanti.

Il primo metodo, decisamente più semplice, è quello di adottare una formulazione completamente Gaussiana, in cui però il parametro di dispersione σ_z sia dato dalla correlazione seguente (Deardorff e Willis, 1985):

$$\sigma_z/z_i = [1.8Z_s^{2/3}X^2 + 0.25X^3 + (b'u_*X/w_*)] \quad [4.100a]$$

dove:

$$b' = \frac{0.4 + 0.8(w_*Z_s/u_*X)}{1 + w_*Z_s/u_*X} \quad [4.100b]$$

Nella relazione (4.100a) sono riconoscibili alcuni termini già incontrati in precedenza:

- il primo termine in parentesi è il limite per tempi tendenti a zero della teoria statistica e tiene conto della dispersione verticale iniziale causata dal valore di σ_w alla quota di emissione;
- il secondo termine in parentesi è quanto previsto dalla teoria di Yaglom, che è applicabile quando la quota di emissione tende a zero;
- il terzo termine è quanto la Teoria della Similarità prevede in condizioni tendenti all'adiabaticità.

Un altro modo per modellizzare la dispersione degli inquinanti nel SL è usare la Teoria della Diffusione con chiusura K (Van Ulden, 1978, Nieuwstadt e Van Ulden, 1978 e Gryning e al., 1983). Questo metodo presenta però la forte limitazione di essere in grado di simulare la dispersione degli inquinanti solo a brevi distanze. Secondo tale approccio si risolve l'equazione della diffusione, assumendo che il flusso verticale di materiale sia dato da:

$$F_z = -K \frac{\partial C_y}{\partial z} \quad [4.101]$$

dove K è la diffusività turbolenta. Van Ulden ottenne una espressione analitica per C_y che dipende dalla *friction velocity*, dalla lunghezza di Monin Obukhov, dalla rugosità superficiale e dalla distanza sottovento. La validità di tale approccio non si estende oltre una distanza sottovento di circa 800 metri.

Dispersione Laterale.

La dispersione laterale è sicuramente di forma gaussiana e la deviazione standard che la caratterizza è della forma (4.11a). Le correlazioni semiempiriche presentate al *punto 4.1.2.2* sono quelle che normalmente vengono impiegate nella pratica corrente. A questo punto il

modello è completo, visto che la concentrazione in un generico punto dello spazio è data dalla relazione seguente:

$$C(x, y, z) = C_y \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \quad [4.102]$$

4.2.3.2 Convettività moderata

In questo regime caratterizzato da $-z_i/L < 5 \div 10$, le evidenze sperimentali sono meno chiare che nel regime trattato in precedenza. Dal punto di vista operativo è conveniente ipotizzare *pragmaticamente* che la dispersione degli inquinanti avvenga con leggi gaussiane i cui parametri dispersivi possono essere ancora un a volta stimati dalle correlazioni presentate al punto 4.1.2.2.

4.2.4 *Dispersione di pennacchi con galleggiamento nel PBL Convettivo*

Nei modelli Gaussiani convenzionali la dispersione in un *PBL* convettivo di pennacchi dotati di galleggiamento è suddivisa in due regimi, il primo dominato dal galleggiamento stesso (*plume rise*) ed il secondo governato dalla turbolenza atmosferica. In quest'ultimo il pennacchio si comporta come un pennacchio passivo emesso ad un'altezza efficace pari a $h = z_s + \Delta h$, dove Δh è l'innalzamento all'equilibrio. Le osservazioni sperimentali hanno però evidenziato che tutto ciò è una semplificazione eccessiva della realtà, infatti, si è visto che questi due regimi di fatto non sono separati, ma convivono, determinando comportamenti del pennacchio ben lontani da quanto previsto da questo semplice meccanismo. Dalle misure sperimentali è risultato evidente che, per i pennacchi dotati di galleggiamento, il parametro caratteristico più importante è il *flusso di galleggiamento adimensionale* F^* definito come:

$$F^* = F_0 / (U w_*^2 z_i) \quad [4.103]$$

dove F_0 è il convenzionale flusso di galleggiamento.

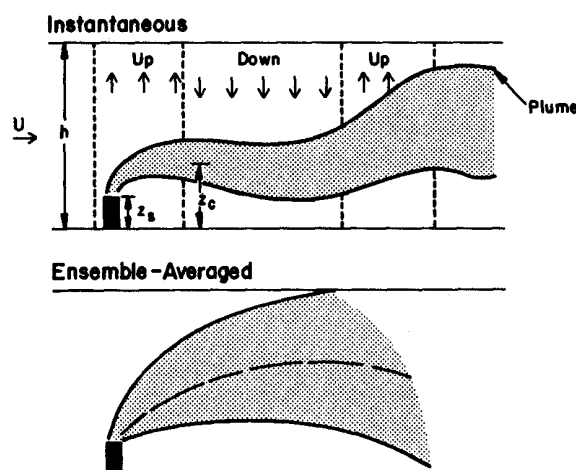


Fig.4.25: *modello concettuale della dispersione di un pennacchio galleggiante nel PBL convettivo (da Weil, 1988).*

Quando F^* è dell'ordine di 0.03, il comportamento del pennacchio è simile a quello di un *plume* passivo dopo un certo innalzamento iniziale. In questo caso il modello concettuale che ben rappresenta questa situazione è costituito da un *plume* catturato dagli *updraft* e dai *downdraft* sufficientemente estesi da trascinare nel loro moto caratteristico intere porzioni di pennacchio, come mostrato in Fig.4.25. Dato che il Tempo di Scala Lagrangiano è praticamente infinito, questi segmenti di pennacchio restano entro la struttura coerente che li hanno catturati finché non raggiungono il suolo o la sommità del *PBL*.

Quando, invece, F^* risulta superiore a 0.1, l'innalzamento del pennacchio raggiunge la sommità del *PBL*, dove penetra parzialmente lo strato di *entrainment* e successivamente e gradualmente viene catturato dai *downdraft*. Ciò significa che le velocità verticali indotte dalla forza di galleggiamento sono sufficienti a contrastare per un certo tempo l'inglobamento del fumo nei *downdraft*. In particolare, il pennacchio sale alla sommità del *PBL* e qui indugia allargandosi trasversalmente finché, all'improvviso, un suo segmento viene catturato da un *downdraft* che lo rimescola al suolo (Fig.4.26). Questo meccanismo è stato individuato dall'osservazione di alcuni esperimenti realizzati in laboratorio.

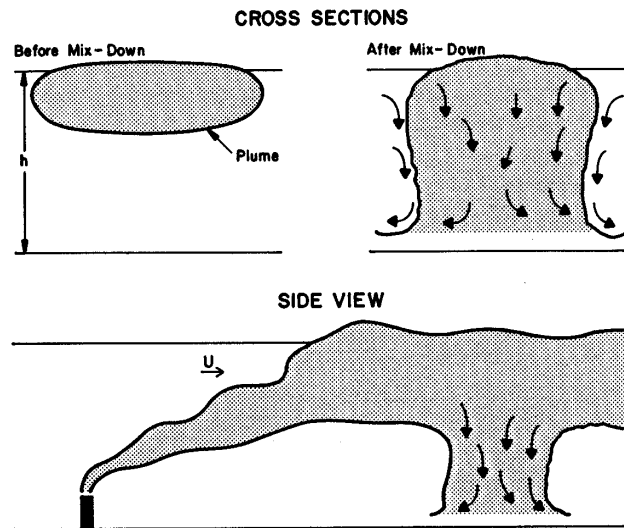


Fig.4.26: descrizione schematica del comportamento di pennacchi con elevato galleggiamento in un *PBL* convettivo (da Weil, 1988).

Per descrivere il comportamento caratteristico dei pennacchi con galleggiamento, si è esteso il modello del Paragrafo 4.2.3, tenendo conto delle caratteristiche di galleggiamento dei pennacchi (Weil eal., 1997). In particolare, per tener conto sia delle riflessioni col suolo, che delle riflessioni con la sommità del *PBL* e del ristagno momentaneo del *plume* parzialmente penetrato, la concentrazione in un punto generico dello spazio sarà dato dalla relazione seguente (Cimorelli, 1998) che costituisce la base teorica del celebre modello US-EPA AERMOD:

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi U \sigma_y} \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \{f_p(C_{dir} + C_{ind}) + (1 - f_p)C_{pen}\} \quad [4.104]$$

che rappresenta la *formulazione definitiva e completa del modello ibrido* impiegabile con qualsiasi tipo di emissioni. E' necessario, a questo punto, particolareggiare tutte le variabili presenti in questa relazione.

4.2.4.1 Le variabili meteorologiche efficaci

Nei vari termini contenuti nella (4.104) sono presenti valori di variabili meteorologiche e micrometeorologiche *rappresentative dell'intero plume*. Questa affermazione chiave richiede una delucidazione visto che non è immediato individuare tali valori, anche conoscendo il profilo verticale delle differenti variabili. In generale sia $\alpha(z)$ una generica variabile meteorologica e si immagini che la porzione prevalente di plume si trovi tra le quote z_b e z_t . In questo caso, il *valore efficace della variabile* α è dato da:

$$\underline{\alpha} = \frac{1}{z_t - z_b} \cdot \int_{z_b}^{z_t} \alpha(z) \cdot dz \quad [4.105]$$

Le variabili di maggiore interesse sono:

- la velocità media del vento che può essere ben descritta dalla relazione di Similarità riportata nel Capitolo 3:
- la varianza della componente verticale del vento. Nel Capitolo 3 sono state presentate delle relazioni di Similarità per tale variabile, tuttavia qui di seguito viene presentata la metodologia impiegata dal modello AERMOD per il suo calcolo nelle situazioni convettive, metodologia basata sulla constatazione che tale varianza possa essere vista come la somma di una componente convettiva e di una componente meccanica:

$$\sigma_w^2 = \sigma_{wc}^2 + \sigma_{wm}^2 \quad [4.106a]$$

date rispettivamente da:

$$\sigma_{wc}^2 = \begin{cases} 1.6 \cdot (z/z_i)^{2/3} & \text{per } z \leq 0.1z_i \\ 0.35 \cdot w_*^2 & \text{per } 0.1z_i < z \leq z_i \\ 0.35 \cdot w_*^2 \cdot \exp\left[-\frac{6(z-z_i)}{z_i}\right] & \text{per } z > z_i \end{cases} \quad [4.106b]$$

$$\sigma_{wm}^2 = \sigma_{wml}^2 + \sigma_{wmr}^2 \quad [4.106c]$$

$$\sigma_{wml} = \begin{cases} 1.3 \cdot u_* (1 - z/z_i)^{1/2} & \text{per } z < z_i \\ 0 & \text{per } z \geq z_i \end{cases} \quad [4.106d]$$

$$\sigma_{wmr} = 0.02 \cdot U(z_i) \quad [4.106e]$$

- la varianza della componente orizzontale del vento. Nel Capitolo 3 sono state presentate delle relazioni di Similarità per tale variabile, tuttavia qui di seguito viene presentata la metodologia impiegata dal modello AERMOD per il suo calcolo nelle situazioni convettive, metodologia basata sulla constatazione che tale varianza possa essere vista come la somma di una componente convettiva e di una componente meccanica:

$$\sigma_v^2 = \sigma_{vc}^2 + \sigma_{vm}^2 \quad [4.107a]$$

date rispettivamente da:

$$\sigma_{vc}^2 = \begin{cases} 0.36 \cdot w_*^2 = \sigma_*^2 & \text{per } z \leq z_i \\ 0.25 = \sigma_a^2 & \text{per } z \geq 1.2z_i \\ \sigma_a^2 + 5 \cdot (1.2 - z/z_i) \cdot (\sigma_*^2 - \sigma_a^2) & \text{per } z_i < z < 1.2z_i \end{cases} \quad [4.107b]$$

$$\sigma_{vm}^2 = \begin{cases} z \cdot \left[\frac{\sigma_{vm}^2(z_i) - \sigma_{v0}^2}{z_i} \right] + \sigma_{v0}^2 & \text{per } z \leq z_i \\ \sigma_{vm}^2(z_i) = \text{MIN}(\sigma_{v0}^2; 0.25) & \text{per } z > z_i \end{cases} \quad [4.107c]$$

$$\sigma_{v0}^2 = 3.6u_*^2 \quad [4.107d]$$

$$\sigma_{vm} = \text{MAX}(\sigma_{vm}; 0.2; 0.05 \cdot U) \quad [4.107e]$$

4.2.4.2 Il fattore di penetrazione

Nella relazione (4.104) è presente il fattore di penetrazione f_p che quantifica la frazione di *plume* che è salito oltre l'altezza di rimescolamento, penetrando l'*entrainment*. Tale fattore di penetrazione può essere calcolato una volta noto:

- la quota fisica dell'emissione z_s ,
- il flusso di galleggiamento dell'emissione F_0 ,
- il flusso di quantità di moto all'emissione M_0 ,
- la velocità media del vento U ,
- la frequenza di Brunt Vaisala N relativa allo strato di *entrainment*.

Per fare ciò, per prima cosa vanno calcolate le grandezze seguenti:

$$\Delta h_h = z_i - z_s \quad [4.108a]$$

$$\Delta h_{eq} = \left\{ 2.6^3 \left(\frac{F_0}{UN^2 \Delta h_h^3} \right) + (2/3)^3 \right\}^{1/3} \Delta h_h \quad [4.108b]$$

Fatto ciò, è possibile stabilire il corretto valore per *fattore di penetrazione* f_p impiegando la regola seguente:

- $f_p = 0$ se $\Delta h_h < 0.5 \Delta h_{eq}$
- $f_p = 1$ se $\Delta h_h > 1.5 \Delta h_{eq}$
- $f_p = (\Delta h_h / \Delta h_{eq}) - 0.5$ altrimenti

4.2.4.3 Il contributo della sorgente diretta

Il contributo C_{dir} del *plume diretto* alla concentrazione totale tiene conto anche della riflessione col suolo e lo si calcola con la relazione seguente, dove con $j=1$ ci si riferisce ai *downdraft* e con $j=2$ ci si riferisce agli *updraft*.

$$C_{dir} = \sum_{j=1}^2 \left\{ \frac{\lambda_j}{\sigma_{zj}} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \left[\exp\left(\frac{-(z - \Psi_{dj} - 2nz_i)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right) + \exp\left(\frac{-(z + \Psi_{dj} + 2nz_i)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right) \right] \right\} \quad [4.109]$$

Per poter esplicitare i vari parametri contenuti in questa relazione è opportuno partire dalla constatazione che il plume diretto ha una distribuzione non gaussiana dovuta alla sovrapposizione di *updraft* e *downdraft* ciascuno caratterizzato da una velocità ascensionale media $\overline{w_1}$ (*updraft*) e $\overline{w_2}$ (*downdraft*) date complessivamente da:

$$\overline{w_j} = a_j w_* \quad [4.110a]$$

I coefficienti a_j possono essere dedotti dalle caratteristiche proprie della distribuzione ed in particolare sono espressi come:

$$a_1 = \frac{\sigma_w}{w_*} \cdot \left[\frac{\alpha S}{2} + \frac{1}{2} \left(\alpha^2 S_2 + \frac{4}{\beta} \right)^{1/2} \right] \quad [4.110b]$$

$$a_2 = \frac{\sigma_w}{w_*} \cdot \left[\frac{\alpha S}{2} - \frac{1}{2} \left(\alpha^2 S_2 + \frac{4}{\beta} \right)^{1/2} \right] \quad [4.110c]$$

dove:

$$\alpha = \frac{1 + R^2}{1 + 3R^2} \quad \beta = 1 + R^2 \quad R = 2 \quad [4.110d]$$

$$S = \frac{\overline{w^3}/w_*^3}{(\overline{\sigma_w}/w_*)^3} \quad [4.110e]$$

$$\overline{w^3}/w_*^3 = \begin{cases} 0.125 & \text{se } H_p(x) > 0.1z_i \\ 1.25 \cdot H_p(x)/z_i & \text{se } H_p(x) \leq 0.1z_i \end{cases} \quad [4.110f]$$

in cui compare il valore efficace della deviazione standard della componente verticale del vettore vento. Nell'ultima relazione compare H_p che è l'altezza del centroide del plume diretto, variabile con la distanza sottovento e che corrisponde, nei pressi del punto di emissione, all'altezza del plume e, a distanze maggiori, a metà dello strato rimescolato. In particolare per la sua determinazione si procede nel modo seguente. Una volta calcolato:

- la distanza x_m definita come $x_m = \overline{U}z_i / \overline{\sigma_w}$ dove \overline{U} e $\overline{\sigma_w}$ sono i valori medi della velocità del vento e di σ_w ;
- la distanza x_f definita seguendo la metodologia seguente:

se $F_0 > 0$ allora:

$$x_f = \begin{cases} 49F_0^{5/8} & F_0 < 55 \\ 119F_0^{2/5} & F_0 \geq 55 \end{cases}$$

$$\Delta h_m = \Delta h_d = \left(8.333 \frac{M_0 x}{u_p^2} + 4.1667 \frac{F_0 x^2}{u_p^3} \right)^{1/3}$$

se $F_0=0$, allora:

$$x_f = \frac{8r_s (w_s + 3u_p)^2}{w_s u_p} \quad \Delta h_m = 6r_s w_s / u_p$$

Come si può notare $x_f \leq x_m$.

Se $x < x_f$:

$$H_p(x) = h + \Delta h_m$$

se $x > x_m$:

$$H_p(x) = z_i/2$$

se $x_f \leq x \leq x_m$:

$$H_p(x) = H_p(x_f) + (z_i/2 - H_p(x_f)) \cdot (x - x_f) / (x_m - x_f)$$

A questo punto è possibile il calcolo dei pesi λ_j dati da:

$$\lambda_1 = \frac{a_2}{a_2 - a_1} \quad \lambda_2 = -\frac{a_1}{a_2 - a_1} \quad [4.110g]$$

Il *plume rise* è descritto dai parametri Ψ_{dj} dati da:

$$\Psi_{dj} = z_s + \Delta h_d + \overline{w_j} \cdot x / U \quad [4.111]$$

Per la determinazione del coefficiente di dispersione laterale si procede ipotizzando che nelle situazioni convettive valga la relazione:

$$\sigma_y^2 = \sigma_{ya}^2 + \sigma_b^2 \quad [4.112a]$$

dove:

$$\sigma_{ya} = \frac{\overline{\sigma_v} \cdot x}{\underline{u} \cdot (1 + \alpha X)} \quad [4.112b]$$

con:

$$\alpha = z_i / (h + \Delta h_d) \quad X = \frac{\overline{\sigma_v} \cdot x}{\underline{u} \cdot z_i} \quad [4.112c]$$

$$\sigma_b = 0.2828 \Delta h_d \quad [4.112d]$$

Per quanto riguarda la dispersione in verticale, è necessario determinare la deviazione standard relativa agli *updraft* e ai *downdraft* nel modo seguente:

$$\sigma_{zj}^2 = \sigma_{zaj}^2 + \sigma_b^2 \quad [4.113a]$$

dove:

$$\sigma_{zaj}^2 = \sigma_{zej}^2 + \sigma_{zs}^2 \quad [4.113b]$$

$$\sigma_{zej} = \alpha_b \left[b_j \frac{w_* x}{u} \right] \quad [4.113c]$$

$$\alpha_b = \begin{cases} 0.6 + 0.4(H_p / (0.1z_i)) \\ 1.0 \end{cases} \quad \text{per} \quad \begin{cases} H_p < 0.1z_i \\ H_p \geq 0.1z_i \end{cases} \quad [4.113d]$$

$$b_1 = 2a_1 \quad b_2 = -2a_2 \quad [4.113e]$$

$$\sigma_{zs} = \begin{cases} 0.5 \cdot [1 - 10(H_p / z_i)] \cdot (u_* / \underline{u})^2 x^2 / |L| \\ 0.0 \end{cases} \quad \begin{cases} H_p(x) < 0.1z_i \\ H_p(x) \geq 0.1z_i \end{cases} \quad [4.113f]$$

4.2.4.4 Il contributo della sorgente indiretta

Il contributo C_{ind} alla concentrazione derivante dal plume indiretto tiene conto delle riflessioni con la sommità del *PBL* e risulta dato dalla relazione seguente:

$$C_{ind} = \sum_{j=1}^2 \left\{ \frac{\lambda_j}{\sigma_{zj}} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left[\exp\left(\frac{-(z + \Psi_{rj} - 2nz_i)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right) + \exp\left(\frac{-(z - \Psi_{rj} + 2nz_i)^2}{2\sigma_{zj}^2} \right) \right] \right\} \quad [4.114a]$$

dove l'unico parametro nuovo risultano essere le altezze dei plume indiretti, dati da

$$\Psi_{rj} = h + \Delta h_r + \overline{w_j} \cdot x / \underline{u} \quad [4.114b]$$

Va notato che questi parametri, che in qualche modo rappresentano il termine legato al galleggiamento, presenta un'espressione ben differente dall'analogo termine presente nella relazione del *plume diretto*. Per il suo calcolo è necessario determinare:

$$\Delta h_r = \Delta h_d - \Delta h_i \quad [4.114c]$$

$$\Delta h_i = \left(\frac{2F_b z_i}{1.4U \cdot R_{yz}} \right)^{1/2} \frac{x}{U} \quad [4.114d]$$

$$R_{yz} = 0.14(z_i - z_s)^2 + \left(\frac{0.3w_* x}{U} \right)^2 \quad [4.114e]$$

4.2.4.5 Il contributo della sorgente penetrata

Quando i fumi emessi possiedono una spinta di galleggiamento tanto elevata da far sì che il fattore di penetrazione sia non nullo, compare un ulteriore contributo, come si vede dalla (4.104), denominato Contributo del Plume Penetrata C_{pen} . Questo contributo simula la situazione in cui il plume penetra l'*entrainment*. In questa situazione, un incremento dell'altezza del *PBL* che inevitabilmente avrà luogo col tempo determinerà un processo di *reintroduzione* del plume entro il *PBL*, cioè una *fumigazione* che non avrà luogo istantaneamente. Di tale fenomeno si hanno solide evidenze sperimentali, tuttavia la sua modellizzazione risulta per il momento decisamente approssimata e prevalentemente basata su dati sperimentali ottenuti in vasca idraulica. Ulteriori dettagli sull'argomento possono essere trovati in Weil e al., (1997). Un semplice modello operativo proposto è dato dalla relazione seguente:

$$C_{ind} = \sum_{j=1}^2 \left\{ \frac{\lambda_j}{\sigma_{zj}} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(\frac{-(z - h_{ep} - 2nz_{ieff})^2}{2\sigma_{zp}^2} \right) + \exp\left(\frac{-(z + h_{ep} + 2nz_{ieff})^2}{2\sigma_{zp}^2} \right) \right\} \quad [4.115a]$$

dove

$$h_{eq} = \frac{z_s + z_i}{2} + 0.75\Delta h_{eq} \quad [4.115b]$$

La variabile z_{ieff} è l'altezza della superficie riflettente di uno strato stabile e vale:

$$z_{ieff} = MX\left\{ \left(h_{ep} + 2.15\sigma_{zp}(x) \right); z_i \right\} \quad [4.115c]$$

Per il calcolo dei parametri di dispersione si procede come segue:

- dispersione laterale: anche in questo caso si ha:

$$\sigma_{yp}^2 = \sigma_{yap}^2 + \sigma_{bp}^2 \quad [4.115d]$$

dove:

$$\sigma_{yap} = \frac{\underline{\sigma}_v x / \underline{u}}{\left(1 + \frac{x}{2uT_{Ly}} \right)^{0.3}} \quad [4.115e]$$

$$T_{Ly} = \frac{z_i MAX(z; 0.46)}{69\underline{\sigma}_v} \quad [4.115f]$$

$$\sigma_{bp} = 0.2828(1 - f_p) \cdot (h_{ep} - h) \quad [4.115g]$$

- dispersione verticale: si ha che

$$\sigma_{zp}^2 = \sigma_{zap}^2 + \sigma_{bp}^2 \quad [4.115h]$$

dove:

$$\sigma_{zap} = \frac{\sigma_w x/u}{\sqrt{1 + \frac{\sigma_w x/u}{0.72h_{ep}}}} \quad [4.115i]$$

4.2.4.6 Osservazioni

Un modello di questo tipo è in grado di simulare in maniera molto realistica la dispersione di inquinanti nelle situazioni convettive. Tra le tante comparazioni realizzate, in Fig.4.27 viene presentato il raffronto tra i risultati ottenuti in laboratorio (*water tank*) in un esperimento in cui venivano simulate delle situazioni fortemente convettive (in basso in figura) e le previsioni fatte da un modello gaussiano convenzionale (in alto) e da un modello ibrido di questo tipo (al centro). Come si può notare, la realistica delle simulazioni del modello ibrido è molto alta.

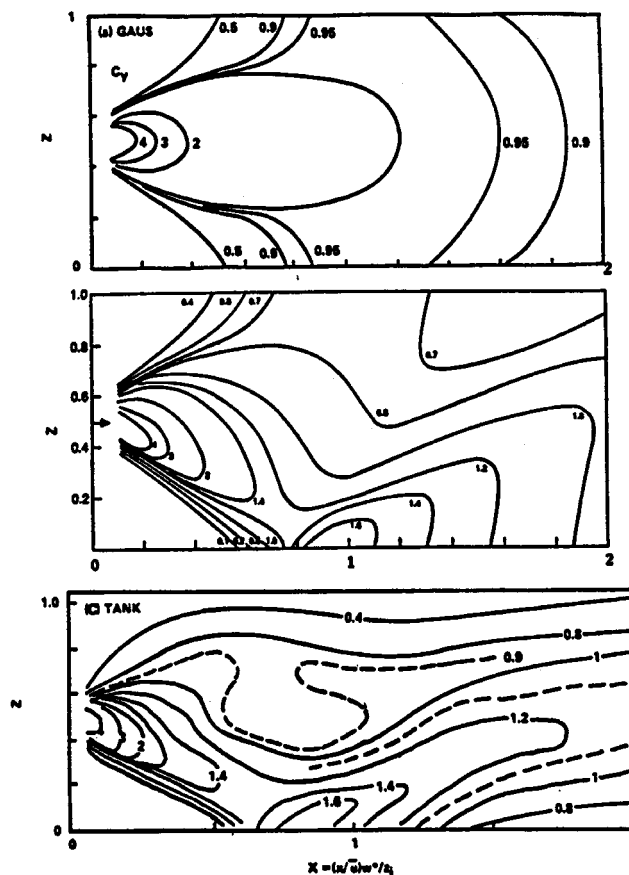


Fig4.27: confronto tra simulazioni da un modello gaussiano (in alto), da un modello ibrido (in mezzo) e risultati ottenuti in *water tank* (in basso) da Perry e al. (1989).

4.2.5 Considerazioni conclusive

Ciò che è stato presentato in questo Capitolo riassume la recente attività di ricerca modellistica condotta allo scopo di individuare modelli stazionari semplici in grado di simulare realisticamente la dispersione degli inquinanti in condizioni convettive. Era chiaro lo scopo di ottenere una formulazione alternativa a quella gaussiana che consentisse:

- di mantenere pressoché intatta la semplicità algoritmica del modello,
- di rappresentare realisticamente la dispersione in situazioni convettive.

I risultati ottenuti sono estremamente incoraggianti ed hanno prodotto modelli veri e propri in grado di sostituire ormai i celebri modelli Gaussiani Stazionari.

Il primo modello ibrido da citare è sicuramente HPDM (*Hybrid Plume Dispersion Model*) (Hanna e Chang, 1991). Tale modello tratta le situazioni convettive impiegando la teoria esposta nei paragrafi precedenti, mentre tratta le situazioni stabili seguendo la convenzionale teoria Gaussiana stazionaria. Va però ricordato che la sua applicazione è limitata alle situazioni in cui il territorio che si sta considerando è piatto o poco ondulato.

Considerazioni analoghe valgono per il modello AERMOD (Perry e altri, 1995). Tale modello, presentato per la prima volta alla *Sixth Conference on Air Quality Modeling* (Washington, DC, 9-10 Agosto 1995) è il risultato del lavoro collegiale della maggior parte dei ricercatori impegnati nello studio della dispersione degli inquinanti in situazioni convettive. Tale lavoro è stato sponsorizzato dall'American Meteorological Society e dall'EPA con l'obiettivo di costruire un modello adatto ad essere impiegato nella pratica ingegneristica. Il risultato è molto soddisfacente e sicuramente AERMOD è destinato a sostituire nella pratica corrente il notissimo modello gaussiano stazionario ISC3. Questo modello è molto più complesso di HPDM ed è sicuramente il modello ibrido più completo attualmente realizzato ed in esso compaiono tutte le teorie della dispersione nel *PBL* convettivo presentate in questo Capitolo. Nella versione attuale, AERMOD può trattare anche territori in cui sia presente dell'orografia non trascurabile.

Da ultimo va segnalato il modello CTDMPPLUS (Perry e altri, 1989). Questo modello è stato il primo modello ibrido realizzato e disponibile e per questo la teoria su cui si fonda è un poco meno attuale rispetto ai modelli precedentemente citati. Tuttavia, la sua ottima realizzazione informatica ed il fatto, come si vedrà nel seguito, che è stato realizzato proprio per essere impiegato in situazioni orograficamente complesse, ne fanno uno strumento prezioso nella modellizzazione di prima approssimazione della dispersione degli inquinanti.

La presenza di questi tre modelli (e sicuramente altri se ne aggiungeranno) fa presagire che molto presto sarà finalmente terminata l'era dei modelli puramente gaussiani stazionari, anche nelle applicazioni ingegneristiche.

5. MODELLO EULERIANO

5.1 LE BASI TEORICHE

5.1.1 Le equazioni

La base teorica di ogni modello di tipo euleriano è l'equazione che esprime il bilancio istantaneo di massa scritta per le varie sostanze inquinanti che si è interessati a simulare. Se si considerano N specie inquinanti, per una generica sostanza i -esima tale equazione risulta essere, una volta trascurata la diffusione molecolare, la seguente:

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} + \frac{\partial(uc_i)}{\partial x} + \frac{\partial(vc_i)}{\partial y} + \frac{\partial(wc_i)}{\partial z} = R_i(c_1, c_2, \dots, c_N) + E_i - S_i \quad [5.1]$$

In questa equazione il termine R_i , che *a priori* dipende dalla concentrazione istantanea di tutte le sostanze presenti, rappresenta sinteticamente tutta la cinetica chimica considerata, mentre il termine E_i rappresenta le sorgenti di inquinanti ed il termine S_i tiene conto globalmente di tutti i processi di rimozione che hanno luogo in atmosfera. Va subito rilevato che la generica concentrazione c_i è una concentrazione molare (espressa quindi come $\text{moli}\cdot\text{m}^{-3}$). Ovviamente si hanno tante equazioni quanti sono le specie inquinanti ed il sistema è chiuso se è noto il campo di vento.

Nel Cap.2 si è spiegata la ragione dell'impossibilità dell'impiego diretto di questa equazione e della necessità di utilizzare l'ipotesi di Reynolds secondo cui ogni variabile (anche la concentrazione dei vari inquinanti, quindi) risulta pari alla sovrapposizione di un valore medio lentamente variabile nel tempo ed una fluttuazione turbolenta a media nulla. Applicando tale ipotesi e facendo la media, dopo alcune semplificazioni (Seinfeld e Pandis, 1998) si ottiene la relazione seguente:

$$\frac{\partial \bar{c}_i}{\partial t} + \left[\bar{u} \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{c}_i}{\partial z} \right] - \left[\frac{\partial \overline{u'c_i}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'c_i}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'c_i}}{\partial z} \right] = R_i(\bar{c}_1, \bar{c}_2, \dots, \bar{c}_N) + E_i - S_i \quad [5.2a]$$

Analizzando questa equazione si possono fare le osservazioni seguenti:

- il primo termine a sinistra rappresenta l'evoluzione nel tempo della concentrazione media,
- il secondo termine a sinistra rappresenta il trasporto dell'inquinante causato dal moto medio delle masse d'aria (*avvezione*),
- il terzo termine rappresenta l'interazione con la turbolenza atmosferica e viene indicato col termine *diffusione turbolenta*,
- il primo termine di destra, che rappresenta globalmente le reazioni chimiche, dipende, con le limitazioni sottolineate da Seinfeld e Pandis (1998), dalla concentrazione media delle varie specie inquinanti.

Anche in questo caso si hanno tante equazioni quante sono le sostanze inquinanti considerate, tuttavia in questo caso, anche se si ipotizza di conoscere il campo medio del vento, il sistema non è chiuso per la presenza delle covarianza tra le componenti della velocità del vento e la concentrazione, cioè dei flussi turbolenti.

Si è ritornati al problema già studiato a proposito del modello di *PBL* ed anche in questo caso ciò che consente a questo modello differenziale di poter essere usato in concreto è la sua chiusura. Anche se sono possibili soluzioni di elevato grado di complessità e di notevole realismo, è consueto chiudere queste equazioni con relazioni del primo ordine che esprimono i flussi turbolenti sulla base del gradiente locale della concentrazione, in pratica relazioni di chiusura di tipo *K*:

$$\overline{u'c'_i} = -K_{xx} \frac{\partial \overline{c'_i}}{\partial x} \quad \overline{v'c'_i} = -K_{yy} \frac{\partial \overline{c'_i}}{\partial y} \quad \overline{w'c'_i} = -K_{zz} \frac{\partial \overline{c'_i}}{\partial z} \quad [5.2.b]$$

dove i coefficienti K_{xx} , K_{yy} e K_{zz} sono i *coefficienti di diffusività turbolenta*. Con questa ipotesi il modello euleriana *K* per il trasporto e la dispersione degli inquinanti è costituito dal sistema seguente:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{c}_i}{\partial t} + u \frac{\partial \overline{c}_i}{\partial x} + v \frac{\partial \overline{c}_i}{\partial y} + w \frac{\partial \overline{c}_i}{\partial z} = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{xx} \frac{\partial \overline{c}_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_{yy} \frac{\partial \overline{c}_i}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{zz} \frac{\partial \overline{c}_i}{\partial z} \right) + \\ R_i(\overline{c}_1, \overline{c}_2, \dots, \overline{c}_N) + E_i - S_i \end{aligned} \quad [5.2c]$$

dove $i = 1, 2, \dots, N$. In questo sistema di equazioni, oltre al campo medio del vento ottenibile da un modello di *PBL*, sono presenti come variabili solo la concentrazione media dei vari inquinanti e quindi tale sistema è chiuso e teoricamente risolvibile. La sua risoluzione produrrà la distribuzione spazio- temporale di ciascun inquinante considerato in ogni punto di un opportuno dominio di calcolo. Da ultimo va rilevato che, se non si considera la chimica dell'atmosfera (e ciò è giustificato quando si sta simulando la dispersione di un inquinante chimicamente poco reattivo), ogni singola equazione del sistema risulta indipendente dalle altre e può essere risolta separatamente. Per semplicità, nel seguito si considererà questo caso particolare, salvo riprendere in considerazione il problema nel suo complesso nel Cap.8.

5.1.2 Il dominio di calcolo e le coordinate

Se si trascura la chimica (o che è lo stesso, se si considera un inquinante poco reattivo) il suo modello euleriana di dispersione in aria è costituito da una delle equazioni (2.5c). tale equazione verrà risolta in generale numericamente in un dominio di calcolo opportuno. Tale dominio di calcolo può essere visto, in generale, come una porzione di spazio di forma parallelepipedo avente come superficie inferiore il suolo, come superficie superiore una superficie piana posta ad una quota o coincidente o superiore alla sommità del *PBL*. Supponendo per il momento che la superficie inferiore sia piana, per ragioni connesse coi metodi numerici usati per la risoluzione dell'equazione del trasporto e della diffusione, a tale dominio di calcolo sarà sovrapposta una griglia regolare tridimensionale che lo ripartirà in celle elementari aventi spigoli Δx , Δy e Δz nelle tre direzioni coordinate.

La frontiera inferiore, raramente sarà una superficie piana; in generale sarà presente dell'orografia che può essere rappresentata matematicamente mediante la quota orografica:

$$Z = h(x, y) \quad [5.3]$$

E' possibile mantenere le coordinate cartesiane anche quando è presente l'orografia (Fig.5.1a), anche se molto scomodo, visto che alcune celle del dominio di calcolo risulterebbero localizzate al di sotto del suolo. Normalmente si preferisce realizzare una trasformazione di coordinate in cui le coordinate orizzontali restano inalterate, mentre la coordinata verticale, in qualche modo, cerca di seguire le irregolarità orografiche. Questa famiglia di coordinate prende il nome di coordinate *terrain-following*. Se si ipotizza che la superficie superiore del dominio di calcolo stia alla quota assoluta (rispetto al livello del mare) H e se si indica con z la quota assoluta (rispetto al livello del mare), una possibile trasformazione della coordinata verticale è la seguente:

$$\zeta = \frac{z - h(x, y)}{H - h(x, y)} \quad [5.4a]$$

e si adotta tale trasformazione, ζ varia tra 0 alla base e 1 alla sommità del dominio di calcolo. Una trasformazione decisamente più semplice è la seguente:

$$z' = z - h(x, y) \quad [5.4b]$$

La proprietà più interessante di questa trasformazione, al di là della sua semplicità analitica, sta nel fatto che z' mantiene le coordinate di un'altezza e non è un numero tra 0 e 1. In Fig.5.1 è presentato tutto ciò nel caso di un dominio bidimensionale.

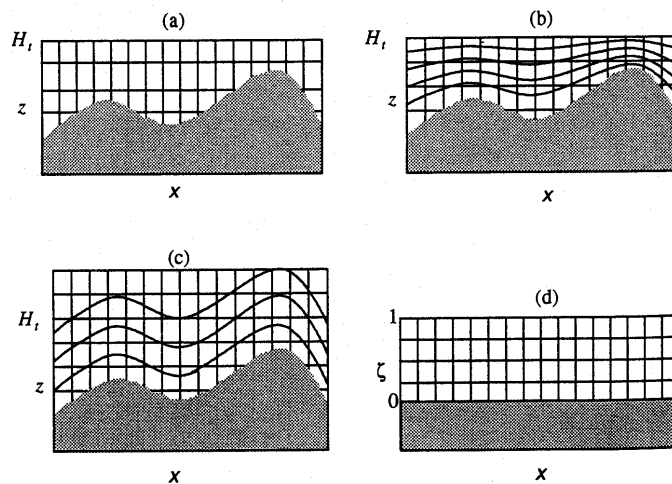


Fig.5.1: coordinate terrain-following. a) orografia in coordinate cartesiane, b) trasformazione (5.4a); c) trasformazione (5.4b); d) risultato ottenuto dopo la trasformazione (Seinfeld e Pandis, 1998)

Queste trasformazioni inducono un cambio di espressione e di significato alla componente verticale del vento. In particolare, le componenti cartesiane (u, v, u_z) si trasformeranno nelle componenti (u, v, w) . Se si considera la trasformazione (5.4a) si ha che:

$$w = \frac{1}{\Delta H} \cdot \left[u_z - u \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial x} + z \frac{\partial \Delta H}{\partial x} \right) - v \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial y} + z \frac{\partial \Delta H}{\partial y} \right) - z \frac{\partial \Delta H}{\partial t} \right] \quad [5.5a]$$

dove $\Delta H = H - h(x,y)$. Nel caso, invece, si utilizzi la (5.4b), si ha che:

$$w = u_z - u \cdot \frac{\partial \Delta H}{\partial x} - v \cdot \frac{\partial \Delta H}{\partial y} \quad [5.5b]$$

la trasformazione di variabili produce un'alterazione anche nell'espressione del coefficiente di diffusività turbolenta verticale. In effetti, nel caso si adotti la (5.4a), si ha che:

$$K_{\xi\xi} = K_{zz} / \Delta H^2 \quad [5.5c]$$

mentre l'adozione della (5.4b) non comporta alcun tipo di variazione nel coefficiente di diffusività verticale.

5.1.3 La concentrazione in termini di mixing ratio

Fin qui la concentrazione utilizzata nelle equazioni precedenti è sempre stata espressa in termini di *concentrazione molare*. Spesso, tuttavia, si utilizza il concetto di rapporto di mescolanza (mixing ratio) ξ_i al posto della concentrazione molare c_i (per una sostanza i). Il rapporto tra le due quantità è dato da:

$$\xi = c_i / c_{aria} \quad [5.6a]$$

Rimandando a Seinfeld e Pandis (1998) per i dettagli, l'equazione del trasporto e della diffusione della sostanza i con la chiusura K si trasforma nel modo seguente se si utilizza il concetto di *mixing ratio*:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial x} + w \frac{\partial \xi}{\partial x} = \\ \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho K_{xx} \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho K_{yy} \frac{\partial \xi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho K_{zz} \frac{\partial \xi}{\partial y} \right) \right] + \\ R_i(\bar{c}_1, \bar{c}_2, \dots, \bar{c}_N) + E_i - S_i \end{aligned} \quad [5.6b]$$

5.1.4 Le condizioni iniziali

La soluzione dell'equazione del trasporto e della diffusione richiede che venga specificato il campo iniziale della concentrazione di tutte le sostanze considerate. La condizione iniziale risulta quindi data da:

$$c_i(x, y, z, 0) = c_i^*(x, y, z) \quad [5.7]$$

Se si considera un modello che opera in un dominio di calcolo reale, si può constatare che fornire la condizione iniziale significa specificare per un numero relevantissimo di punti (tutti i nodi della griglia di calcolo) un valore di concentrazione media per le varie sostanze d'interesse.

Ovviamente è impossibile disporre di un numero di misure sufficiente a realizzare ciò e per questo è stato necessario mettere a punto metodi di interpolazione e di estrapolazione a partire dalle poche misure disponibili capaci di realizzare questa attribuzione.

Va comunque rilevato che l'uso di condizioni iniziali poco accurate può indurre errori significativi nella prima parte della simulazione, errori che vanno a ridursi esponenzialmente col progredire della simulazione. Per questo è pratica comune iniziare la simulazione prima del tempo di inizio che realmente si richiede alla simulazione, in modo tale che nel vero periodo di simulazione tali errori verranno ridotti drasticamente fino a renderli ininfluenti.

5.1.5 Le condizioni al contorno

Il modello differenziale richiede che venga specificato ai bordi del dominio di calcolo delle condizioni al contorno, due per ciascuna coordinata. Normalmente si specifica la concentrazione alle frontiere laterali con funzioni del tipo:

$$\begin{aligned}\bar{c}(x, 0, z, t) &= x_{x_0}(x, y, t) \\ \bar{c}(x, L_y, z, t) &= x_{x_1}(x, y, t) \\ \bar{c}(0, y, z, t) &= x_{y_0}(x, y, t) \\ \bar{c}(L_x, y, z, t) &= x_{y_1}(x, y, t)\end{aligned}\quad [5.8]$$

dove L_x e L_y sono rispettivamente l'estensione massima dell'asse x e y nel dominio di calcolo. Sfortunatamente è praticamente impossibile conoscere i campi di concentrazione delle varie sostanze in tutti i punti della frontiera laterale ed anche in questo caso risulta quindi indispensabile dedurle dalle poche misure disponibili, localizzate quasi esclusivamente al suolo. A differenza delle condizioni iniziali però, le condizioni al contorno, specialmente quelle sopravvento continuano ad influenzare tutta la simulazione senza mai calare il proprio effetto. Proprio per questo è conveniente porre i confini laterali del dominio di calcolo in luoghi relativamente puliti (caratterizzati da bassi valori di concentrazione) dove gli eventuali errori di stima dovrebbero essere di ridotta intensità.

La trattazione delle condizioni sulla frontiera superiore ed inferiore è notevolmente differente. Normalmente si sceglie una riflessione totale alla sommità del *PBL* se esso coincide con la sommità del dominio di calcolo, ottenendo la condizione seguente:

$$K_{zz} \left(\frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right)_{z=H} = 0 \quad [5.9a]$$

Una formulazione più realistica è la seguente:

$$\left\{ \begin{array}{l} |u_{z=H}| \cdot [\bar{c}^a - \bar{c}(z=H)] = K_{zz} \left(\frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) \quad \text{per } u_z > 0 \\ K_{zz} \left(\frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) = 0 \quad \text{per } u_z \leq 0 \end{array} \right. \quad [5.9b]$$

dove \bar{c}_i^a è la concentrazione dell'inquinante considerato sopra il dominio di calcolo.

Per quanto riguarda la frontiera inferiore, una condizione che tiene conto contemporaneamente sia delle sorgenti al suolo che dei processi di deposizione è la seguente:

$$\left(v_d \bar{c} - K_{zz} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) = E_i \quad [5.10]$$

5.2 METODI NUMERICI DI RISOLUZIONE

In questa sede non è possibile trattare compiutamente il problema della risoluzione numerica di questo tipo di sistema di equazioni differenziali alle derivate parziali. Approfondimenti su tale tema possono essere trovati in Jacobson (2000). Qui ci si limiterà ad una esposizione puramente elementare e didattica, per il momento limitata al solo caso in cui non siano presenti le relazioni chimiche. In questo caso, come si è visto, le singole equazioni che compongono il sistema (una per ciascun inquinante) risultano disaccoppiate e ciò ci permette di considerarne una alla volta. Oltre a ciò, per semplicità di notazione con c si designerà la concentrazione media dell'inquinante in esame. Sempre per semplicità espositiva, si ipotizza che il suolo sia privo di orografia.

Il primo passo della risoluzione numerica è costituito dalla definizione di un sistema di assi cartesiani ortogonali che segue le convenzioni aeronautiche e dalla definizione di un appropriato dominio di calcolo, con i lati orientati secondo gli assi coordinati, che normalmente:

- ha la forma di un parallelepipedo regolare,
- ha un'estensione orizzontale normalmente piuttosto ampia (dell'ordine, per esempio di 10 x 100 km)
- ha un'estensione verticale che comprende sicuramente tutto il PBL e una parte più o meno rilevante dell'atmosfera libera.

Il modo più semplice per organizzare il dominio di calcolo è quello di porre l'origine del sistema di riferimento nell'angolo SW del dominio stesso.

Il dominio di calcolo viene suddiviso in celle elementari normalmente regolari di lato Δx , Δy , Δz e tutti i calcoli che si realizzeranno verranno riferiti al centro di ciascuna cella. Ogni cella sarà definita da tre indici i, j, k che hanno il significato seguente:

- la cella sta nella posizione i rispetto all'asse x (in direzione Est)
- la cella sta nella posizione j rispetto alla direzione y (nella direzione Nord)
- la cella sta nella posizione k rispetto al suolo

e pertanto le coordinate del suo centro risultano pari a:

$$\begin{aligned} x &= (i - 1) \cdot \Delta x + \Delta x / 2 \\ y &= (j - 1) \cdot \Delta y + \Delta y / 2 \\ z &= (k - 1) \cdot \Delta z + \Delta z / 2 \end{aligned} \quad [5.11]$$

Oltre che lo spazio, anche il tempo viene quantizzato e pertanto i calcoli vengono realizzati in corrispondenza di ogni istante t_n dove $t_n = t_{n-1} + \Delta t$, dove Δt , l'intervallo tra due calcoli consecutive, è il *time-step* di calcolo.

L'equazione che si prende a riferimento è la (5.2c) in cui si trascura il termine che tiene conto delle trasformazioni chimiche. Tale equazione presenta alcuni termini tipici:

- la derivata rispetto al tempo della concentrazione che rappresenta l'evoluzione prognostica del fenomeno di dispersione, cioè la sua evoluzione nello spazio e nel tempo;
- i tre termini avvevivi (uno per ciascuna direzione) che rappresentano il trasporto dell'inquinante dovuto al moto medio delle masse d'aria. Va notato che il termine di trasporto verticale normalmente è molto inferiore agli altri e viene quindi trascurato;
- i tre termini che descrivono la diffusione turbolenta (il principale è normalmente il termine verticale);
- il termine di sorgente che rappresenta l'introduzione di inquinante nel dominio di calcolo.

La presenza contemporanea di tutti questi termini produce una complicazione numerica molto elevata, dato che il calcolo Numerico ha messo a punto metodi specializzati per problemi differenziali alle derivate parziali o solo di trasporto o solo di diffusione. Per questo è stato necessario mettere a punto metodi di soluzione numerica in grado di trattare contemporaneamente sia i termini avvevivi che quelli diffusivi in modo abbastanza efficiente e con risultati caratterizzati da una sufficiente precisione.

La maggior parte dei metodi impiegati si basa sul Metodo delle Differenze Finite che ha il compito di approssimare le varie derivate parziali presenti attraverso rapporti incrementali realizzati in maniera tale che sia noto e garantito l'errore di approssimazione intrinseco ad ogni schema di discretizzazione.

Questo metodo opera nel modo seguente:

- si consideri un generico istante t_n . A questo istante sia nota la concentrazione C_{ijk}^n in ogni cella della griglia di calcolo di indici i,j,k ;
- all'istante $t_{n+1} = t_n + \Delta t$, la concentrazione nella cella (i,j,k) viene calcolata col metodo fractional time. Secondo tale metodo si immagina che i fenomeni rappresentati dai differenti termini presenti nell'equazione agiscano uno dopo l'altro in successione, cioè:
 1. si emette l'inquinante dalle sorgenti attive presenti entro il dominio di calcolo,
 2. si calcola il trasporto lungo l'asse x ,
 3. si calcola il trasporto lungo l'asse y ,
 4. si calcola il trasporto lungo l'asse z (se necessario),
 5. si calcola la diffusione lungo la direzione x ,
 6. si calcola la diffusione lungo la direzione y ,
 7. si calcola la diffusione lungo la direzione z .

Questo metodo sostituisce quindi all'equazione originaria del trasporto e della diffusione un insieme di equazioni molto più semplici e per cui sono noti metodi numerici di risoluzione robusti ed efficienti. Ciascuna di queste equazioni viene risolta usando come condizione iniziale proprio il campo elaborato dall'equazione che la precede nella lista. Il campo prodotto dall'ultima delle equazioni della lista (in questo

caso l'equazione del trasporto in senso verticale) è la concentrazione finale prevista per l'istante t_{n+1} .

Molti sono gli schemi numerici che sono stati proposti per risolvere adeguatamente i singoli problemi parziali della lista. Qui di seguito vengono presentati alcuni di essi con intenti puramente didattici, senza peraltro considerarli opportuni per una pratica applicazione. Una descrizione finalizzata agli schemi più adatti all'applicazione pratica, si faccia riferimento a Jacobson (2000).

5.2.1 Il termine di sorgente

In ciascuna cella del dominio di calcolo al tempo t_n è nota la concentrazione $C_{i,j,k}^n$ che è il risultato finale del passo temporale precedente. Il termine di sorgente opera su tale campo e calcola il primo campo intermedio risolvendo l'equazione:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = S(t)\delta(x - x_s)\delta(y - y_s)\delta(z - z_s) \quad [5.12a]$$

dove $S(t)$ è l'emissione, variabile nel tempo, della sorgente localizzata alle coordinate (x_s, y_s, z_s) e δ è la funzione Delta di Dirac. La soluzione numerica di questa equazione può essere la seguente:

- in ogni cella in cui risiede una sorgente di inquinante, il campo intermedio risulterà pari a:

$$C_{i,j,k}^{(1)} = C_{i,j,k}^n + \Delta t \frac{Q_{i,j,k}}{\Delta x \Delta y \Delta z} \quad [5.12b]$$

dove $Q_{i,j,k}$ è la quantità di inquinante che la fonte emette entro la cella.

- in tutte le celle in cui non sono localizzate delle emissioni:

$$C_{i,j,k}^{(1)} = C_{i,j,k}^n \quad [5.12c]$$

Qui si vede immediatamente la limitazione del modello euleriano: l'intera emissione di una sorgente viene rimescolata istantaneamente nella cella in cui si trova e pertanto risulta impossibile stimare le variazioni del campo di concentrazione nei pressi delle sorgenti. Questo errore si propaga, poi nelle celle circostanti, determinando un campo di concentrazione in diminuzione con l'allontanarsi dal punto di emissione. Tale errore risulta maggiore per le sorgenti di tipo puntuale e molto meno per le sorgenti di tipo area, soprattutto quando l'estensione orizzontale della sorgente è dell'ordine di grandezza dell'estensione orizzontale della cella di calcolo.

5.2.2 Il Trasporto in direzione x

A questo punto si considera il trasporto dell'inquinante lungo la direzione x dato dall'equazione:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -U \frac{\partial C}{\partial x} \quad [5.13a]$$

dove U è la componente media del vento lungo l'asse x.

Lo schema numerico opera sul campo intermedio $C^{(1)}$, generando un nuovo campo intermedio $C^{(2)}$. Sono molti i modi per fare ciò e nessuno veramente convincente fino in fondo (questo è uno dei problemi di più difficile soluzione della parte di analisi numerica dedicata alle equazioni differenziali alle derivate parziali). Uno dei più semplici porta all'equazione seguente:

$$\frac{C_{ijk}^{(2)} - C_{ijk}^{(1)}}{\Delta t} = -U_{ijk} \bullet \begin{cases} \frac{C_{ijk}^{(1)} - C_{i-1,jk}^{(1)}}{\Delta x} & \text{si } U > 0 \\ \frac{C_{i+1,jk}^{(1)} - C_{ijk}^{(1)}}{\Delta x} & \text{si } U < 0 \end{cases} \quad [5.13b]$$

dove U_{ijk} è la velocità del vento lungo la direzione x nella cella ijk . Si può dimostrare che questo schema numerico è stabile solo se:

$$|U_{ijk}| \Delta t / \Delta x \leq 1 \quad [5.13c]$$

Se non si verifica questa condizione, è necessario utilizzare in alternativa uno schema differente come per esempio il seguente:

$$C_{ijk}^{(2)} = C_{i-1,jk}^{(1)} - \frac{\Delta x}{U_{ijk} \Delta t} (C_{i-1,jk}^{(2)} - C_{ijk}^{(1)}) \quad [5.13d]$$

Alla fine viene ricostruito il campo $C^{(2)}$ che sarà la base su cui operare col prossimo operatore differenziale.

5.2.3 Il Trasporto nelle direzioni y e z

Il trasporto lungo la direzione y ha luogo subito dopo nello schema numerico considerato e si basa sull'equazione:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -V \frac{\partial C}{\partial y} \quad [5.13e]$$

per la cui risoluzione si può usare lo schema numerico visto a proposito del trasporto nella direzione x , generando alla fine il campo intermedio $C^{(3)}$. Anche se a rigore si dovrebbe a questo punto tener conto del trasporto nella direzione verticale, dato che in generale essa è di piccola entità, è possibile trascurarla completamente.

5.2.4 La diffusione nella direzione x

Il fenomeno di diffusione turbolenta è descritto dall'equazione:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = K^x \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad [5.14a]$$

Per tener conto di questo processo è necessario uno schema un po' più complesso con cui approssimare la derivata seconda. Lo schema numerico usato più frequentemente in questo tipo di problema è lo schema di Crank-Nicolson che si presenta nella forma seguente:

$$C_{ijk}^{(4)} = C_{ijk}^{(3)} + \frac{1}{2}[D_1 + D_2] \quad [5.14b]$$

dove

$$D_1 = K_{ijk}^x \frac{C_{i+1,jk}^{(4)} - 2C_{ijk}^{(4)} + C_{i-1,jk}^{(4)}}{(\Delta x)^2} \quad [5.14c]$$

$$D_1 = K_{ijk}^x \frac{C_{i+1,jk}^{(3)} - 2C_{ijk}^{(3)} + C_{i-1,jk}^{(3)}}{(\Delta x)^2} \quad [5.14d]$$

come si può vedere, questo schema è implicito e per determinare il campo intermedio $C^{(4)}$ è necessario ottenere la soluzione numerica di un sistema di equazioni algebriche triangolari. Fortunatamente sono stati messi a punto dal calcolo Numerico algoritmi risolutori notevolmente efficienti per questo tipo di problema. Nonostante la complicazione numerica comune ad ogni metodo di risoluzione delle equazioni differenziali alle derivate parziali del secondo ordine, questo metodo è numericamente stabile e sufficientemente preciso.

5.2.4 La diffusione nelle direzioni y e z

La diffusione turbolenta lungo la direzione y è descritta dall'equazione:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = K^y \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad [5.15a]$$

per la cui risoluzione si applica lo schema numerico visto al paragrafo precedente, ottenendo un nuovo campo intermedio $C^{(5)}$.

Per la diffusione turbolenta lungo l'asse z (il termine più importante dei tre) vale la relazione:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = K^z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad [5.15b]$$

che si risolve anch'essa col metodo proposto al paragrafo precedente. A questo punto si è esaurita la lista degli operatori differenziali con cui si è scomposta l'equazione originaria del trasporto e della dispersione degli inquinanti e si è giunti pertanto al campo finale C^{n+1} che è la previsione per l'istante t_{n+1} .

5.2.5 Considerazioni conclusive

La prima considerazione da fare è che l'ordine con cui si realizza lo schema di frazionamento del tempo non è rigido e si può organizzare in maniere differenti. Spesso si utilizza una sequenza (per esempio quella presentata nei paragrafi precedenti) ad un certo passo temporale e nel passo successivo la si inverte e così nei passi successivi. Questo metodo consente di minimizzare le instabilità ancora presenti nella soluzione numerica.

Un elemento importante nello schema numerico è costituito dalle condizioni iniziali, cioè lo stabilire quale concentrazione caratterizza ciascuna cella del dominio di calcolo all'inizio della

simulazione. Come si è visto la determinazione delle condizioni iniziali dipende dalle informazioni che risultano disponibili:

- se si dispone di alcuni dati sperimentali rilevati in alcuni punti del dominio di calcolo, si può interpolare questi valori in tutto il dominio e utilizzare questa interpolazione come condizione iniziale;
- se non si hanno informazioni, si può porre a zero il campo di concentrazione iniziale e si può ripetere la simulazione dell'istante temporale iniziale finché non si raggiunge una situazione di equilibrio.

Delle condizioni al contorno già si è parlato in precedenza.

Da ultimo vanno considerati i coefficienti di diffusività turbolenta K_{xx} , K_{yy} e K_{zz} . Sono molte le relazioni proposte per la loro stima. Qui vengono presentate solo quelle che tengono conto esplicitamente delle differenti condizioni di turbolenza del *PBL*.

Per quanto riguarda K_{zz} sono disponibili forme funzionali differenti a seconda dello stato di turbolenza del *PBL*. In particolare:

- nelle situazioni convettive

$$K_{zz} = 2.5w_*z_i \left[k \frac{z}{z_i} \right]^{4/3} \left[1 - 15 \frac{z}{L} \right]^{1/4} \quad \text{per } z/z_i < 0.1 \quad [5.16a]$$

$$K_{zz} = w_*z_i f(z/z_i) \quad \text{per } z/z_i \geq 0.1$$

dove la funzione $f(z/z_i)$ risulta pari a:

$$f(z/z_i) = 0.021 + 0.408 \left(\frac{z}{z_i} \right) + 1.351 \left(\frac{z}{z_i} \right)^2 - 4.096 \left(\frac{z}{z_i} \right)^3 + 2.560 \left(\frac{z}{z_i} \right)^4 \quad [5.16b]$$

quando $0.6 > z/z_i \geq 0.1$,

$$f(z/z_i) = 0.2 \exp \left[6 - 10 \left(\frac{z}{z_i} \right) \right] \quad [5.16c]$$

quando $1.1 > z/z_i \geq 0.6$ da

$$f(z/z_i) = 0.0013 \quad [5.16d]$$

quando $z/z_i > 1.1$ da

- nelle situazioni adiabatiche la relazione per K_{zz} è la seguente:

=> nel Surface Layer:

$$K_{zz} = ku_*z \quad [5.17a]$$

=> quando $z/z_i < 1.1$

$$K_{zz} = ku_*z(1.1 - z/z_i) \quad [5.17b]$$

=> quando $z/z_i > 1.1$

$$K_{zz} = 0. \quad [5.17c]$$

- nelle situazioni stabili K_{zz} vale:

$$K_{zz} = \frac{ku_*z}{0.74 + 4.7(z/L)} \exp\left(-\frac{8fz}{u_*}\right) \quad [5.17e]$$

dove f è il parametro di Coriolis.

Per quanto riguarda i coefficienti di diffusività orizzontale K_{xx} e K_{yy} , si può dire che:

- normalmente si considerano uguali,
- e differenti da zero solo nelle situazioni convettive ed entro il PBL, dove si può usare la relazione:

$$K_{xx} = K_{yy} = 0.1w_*z_i \quad [5.18]$$

6. MODELLI DI DISPERSIONE DI TIPO PUFF

Il modo più ovvio di trattare una situazione in cui la stazionarietà e l'omogeneità dei campi meteorologici e micrometeorologici viene meno ed in cui le sorgenti che emettono un inquinante presentano tassi di emissione variabili nel tempo è stato quello di rifarsi alla *formulazione puff di base* ottenuta integrando l'equazione euleriana (o lagrangiana) del trasporto e della diffusione di inquinanti in aria espressa dalla (3.10). Tale formulazione, come si ricorda, è stata ottenuta considerando una situazione altamente idealizzata, tuttavia essa costituisce la teoria di riferimento a cui viene ancorata la struttura teorica generale del modello *puff*. In realtà, il concetto di modello *puff* ha fondamenti teorici molto più profondi che però richiedono concetti statistici cui si farà riferimento al Cap.7 e che danno luogo ai modelli lagrangiani a particelle e ai modelli *particle-puff*.

Questa idea di un modello non stazionario in cui l'emissione era considerata come la sovrapposizione di *sbuffi di fumo emessi in successione* ha dato luogo alla realizzazione di una serie di modelli di varia complessità noti come *Modelli Puff* che hanno costituito per molto tempo un'alternativa vantaggiosa all'impiego di modelli euleriana. Oggi la loro importanza è stata molto ridimensionata a favore dei modelli lagrangiani a particelle, anche se il loro utilizzo continua ad essere molto frequente. In questo Capitolo verranno esposte le basi teoriche essenziali di questa tipologia di modelli e l'esposizione sarà condotta inizialmente nella maniera tradizionale, che si presenta semplice ed intuitiva, cui seguiranno alcune considerazioni relative ad un particolare modello *puff* basato su una teoria decisamente più rigorosa e più complessa (Sykes e al. 1998).

6.1 LA FILOSOFIA GENERALE DI UN MODELLO PUFF

L'elemento essenziale su cui si basa questa famiglia di modelli è il fatto di ritenere che qualsiasi emissione di inquinante da parte di una sorgente puntuale posta in un punto $P(x,y,z)$ dello spazio ed al tempo t possa essere vista come l'emissione in successione di una sequenza di *piccoli sbuffi di gas (puff appunto)* ciascuno indipendente dall'altro. Tali porzioni di fumo, una volta emessi, evolvono indipendentemente nello spazio e nel tempo in base alle caratteristiche di spinta acquisite all'emissione ed in base alle condizioni meteorologiche medie ed in base alla turbolenza che incontrano nel loro cammino.

Si consideri un generico *puff* j e si ipotizzi che tale *puff* contenga una quantità ΔQ_j di inquinante. Se nell'intervallo di tempo tra t_1 e t_2 vengono emessi N *puff*, la quantità totale di inquinante emesso risulta pari a:

$$Q = \sum_{j=1}^N \Delta Q_j \quad [6.1a]$$

Se gli N *puff* sono identici e nell'intervallo temporale considerato la sorgente emette con tasso di emissione costante e pari a q , si ha che la quantità di inquinante trasportata dal singolo *puff* risulta pari a:

$$\Delta Q_j = \frac{q \cdot (t_2 - t_1)}{N} \quad [126.1b]$$

E' evidente come il *puff* sia di fatto una *particella* di aria in qualche modo *marcata* dalla presenza dell'inquinante nel suo interno. Dal punto di vista concettuale, ciascun *puff*:

- incontra lungo il suo cammino un campo di vento medio, in generale variabile nello spazio e nel tempo, che ne determina il *trasporto*. Da questo punto di vista, nel *puff* è necessario individuare un *punto di riferimento* che altro non è che il suo baricentro (o centroide) $P_B(x,y,z,t)$ ed il trasporto del *puff* sarà quindi completamente descritto dalla traiettoria del proprio baricentro nello spazio;
- questa *particella di aria*, cioè il *puff*, durante la sua vita varierà di dimensione. Ciò, come già descritto al Capitolo 9, deriva dall'interazione di questa porzione marcata di aria con i vortici presenti nel *PBL*. In particolare, i vortici di maggior dimensione altereranno prevalentemente la traiettoria del baricentro del *puff*, mentre i vortici di dimensioni medie e piccole verranno progressivamente inglobati all'interno della particella producendo, da un lato, un suo aumento dimensionale e, dall'altro, una diminuzione di concentrazione di inquinante. I modelli *puff* classici, in generale, ignorano l'azione dei vortici di grandi dimensioni, mentre tengono conto dell'azione di quelli a dimensione media e piccola, ipotizzando una diffusione turbolenta del *puff* stesso che determina un suo aumento dimensionale.

In pratica, un generico Modello Puff segue e studia l'evoluzione nello spazio e nel tempo di ogni *puff* emesso da ciascuna sorgente presente in un dato dominio di calcolo, calcolando la traiettoria del baricentro di ciascuno e la rispettiva diffusione turbolenta.

L'elemento principale di questo tipo di modello è dunque il *puff* che è quindi un'entità astratta caratterizzata dagli elementi seguenti:

- un baricentro che rappresenta il punto caratteristico (di riferimento) di questa struttura, l'elemento che evolve nel tempo in termini rigorosamente deterministici, trasportato rigidamente dal campo medio tridimensionale del vento;
- una condizione iniziale di moto, che rappresenta le modalità con cui il *puff* è stato emesso dalla sorgente. In pratica queste condizioni si riducono ad una velocità ascensionale determinata dal galleggiamento dovuto alla differente temperatura (e/o densità) posseduta dal gas emesso rispetto alla temperatura dell'aria circostante ed alla velocità vera e propria di emissione. Tali condizioni verranno progressivamente dimenticate dal *puff* con l'aumentare dell'età a causa del fatto che, progredendo il tempo, si realizzerà un progressivo inglobamento dell'aria ambiente entro il *puff* con una conseguente e progressiva perdita di identità del *puff* stesso.
- una sua caratteristica struttura dimensionale. E' qui che le similitudini tra il concetto di particella di aria usata in meteorologia e *puff* cessano. In realtà si ipotizza che il *puff* non sia un'entità delimitata con precisione, ma piuttosto un'entità tridimensionale (che potremmo immaginarci come un ellissoide) che, rispetto ad un sistema di assi cartesiani ortogonali centrati sul baricentro e con l'asse x diretto nella direzione del vento medio locale, presenta una concentrazione di inquinante distribuita, secondo la teoria classica dei *puff*, secondo una gaussiana in ognuna delle direzioni coordinate con concentrazione massima nel baricentro. In questo senso, la dimensione fisica del *puff* è sempre infinita, anche se la maggior parte dell'inquinante costituisce una sorta di nuvola ellissoidale centrata attorno al baricentro. Inizialmente tale nuvola è molto densa attorno al baricentro, poi col tempo avviene l'interazione coi vortici del *PBL* e quindi un progressivo inglobamento di aria ambiente che aumenta la deviazione standard delle tre

distribuzioni gaussiane e quindi realizza una diffusione turbolenta della nuvola. Tale aumento delle deviazioni standard (e quindi tale aumento dimensionale del *puff*) dipende dalla sua età (dal tempo, cioè, trascorso dalla sua emissione) e dal livello di convettività incontrato dal *puff* nei punti del *PBL* incontrati nel suo cammino. Questa struttura, come si è visto capitare per il *plume*, avrà un'interazione col suolo e con la sommità del *PBL* ed in qualche modo dovrà deformare la propria geometria per tener conto delle riflessioni conseguenti a tali interazioni.

6.2 LA STRUTTURA LOGICA DI UN MODELLO PUFF

Ogni modello di questa famiglia prende come riferimento spaziale un dominio di calcolo tridimensionale entro cui seguire e studiare l'evoluzione dei vari *puff* che vengo emessi. Visto che la caratteristica principale di questa famiglia di modelli è quella di non essere stazionari, è frequente il loro impiego nella simulazione della dispersione di inquinanti a mesoscala e ciò comporta quindi che il dominio di calcolo sia di molto superiore a quello tipico di modello stazionario (gaussiano o meno). Per semplicità e senza ledere la generalità della discussione, si può ipotizzare che tale dominio sia un parallelepipedo regolare riferito ad un sistema di riferimento cartesiano congruente con le consuetudini meteorologiche (si veda Cap.2) e con i lati relativi allo spigolo *SW* paralleli agli assi coordinati. La frontiera inferiore di tale dominio è costituita dal suolo che, a priori, potrà essere caratterizzato anche da orografia piuttosto rilevante. In effetti molti modelli *puff* tengono conto di ciò, tuttavia per semplicità espositiva non tratteremo questo problema per i cui dettagli si rimanda a Scire e al. (2000).

Anche se lo studio della traiettoria dei *puff* non richiede una *grigliatura* del dominio di calcolo, tuttavia per la determinazione delle concentrazioni al suolo dell'inquinante che si sta considerando, è necessario poter disporre almeno di una griglia bidimensionale localizzata alla superficie inferiore del dominio di calcolo (suolo) ai cui nodi verrà stimata la concentrazione di inquinante dovuta a tutti i *puff* presenti nel dominio ai vari istanti considerati.

Va comunque sottolineato che il funzionamento di qualsiasi modello *puff* è subordinato alla conoscenza del campo di vento medio e del campo di turbolenza, campi che potranno solo derivare dall'impiego *esterno* di opportuni modelli di *PBL* (prognostici o diagnostici) i quali richiedono inevitabilmente una griglia di calcolo. Essa potrà essere a priori qualsiasi, purché contenga il dominio di calcolo usato per il modello *puff*.

Premesso ciò, il modello opera come segue:

- si considera una successione di istanti temporali t_i , ciascuno separato da un intervallo Δt a partire da un istante iniziale t_0 . Δt può essere più o meno piccolo a seconda del livello di precisione desiderato nella simulazione;
- ad ogni istante t_i deve essere noto il campo tridimensionale medio del vento in tutto il dominio spaziale di interesse e si devono conoscere anche i parametri che caratterizzano la turbolenza del *PBL*. Almeno in teoria, tali parametri sono costituiti dal campo tridimensionale delle varianze delle tre componenti del vento, dall'altezza della sommità del *PBL* e dai parametri che caratterizzano la turbolenza del *SL*;
- a ciascun istante t_i si emette da ogni sorgente considerata (che in questa discussione sarà di fatto una sorgente puntuale) uno o più *puff* ciascuno contenente un quantità di inquinante tale da rispettare per ogni sorgente la (6.1). Oltre a ciò, ciascun *puff* sarà caratterizzato da una ben precisa condizione iniziale rappresentabile come una velocità

ascensionale iniziale, un *buoyancy flux* ed un *momentum flux*, dipendenti dalle modalità con cui l'inquinante viene emesso da ciascuna sorgente;

- all'istante t_i , il modello considera ciascun *puff* esistente entro il dominio. Se i è un generico di questi *puff*, il modello per prima cosa calcola la nuova posizione del suo baricentro e successivamente il valore corrente delle tre deviazioni standard, tenuto conto del valore che il campo di vento e di turbolenza presenta in corrispondenza del baricentro del *puff*;
- all'istante t_i il modello stima l'effetto dei vari processi di impoverimento che ciascun *puff* subisce (deposizione secca ed umida ed eventualmente trasformazioni chimiche eventuali trasformazioni, di ciò si tratterà al Capitolo 15) che avranno come risultato evidente una perdita di massa di inquinante da parte del *puff*;
- all'istante t_i il modello prenderà in considerazione ciascun *puff* e calcolerà il suo contributo di concentrazione dell'inquinante in esame in ogni nodo della griglia bidimensionale posta al suolo e su cui si viene a calcolare la distribuzione spaziale di inquinamento.

Quanto qui presentato è la semplificazione della procedura operativa messa in atto da ogni modello di questo tipo.

Come si vede, il modello non è stazionario, visto che tiene conto esplicitamente e naturalmente sia della variazione nel tempo dei tassi di emissioni delle sorgenti presenti sia delle condizioni meteorologiche e micrometeorologiche. Ciò costituisce però anche un problema operativo importante: un modello *puff*, infatti, non può operare senza un modello meteorologico di *PBL* (nella maggioranza dei casi, un modello di tipo diagnostico) che sia in grado di fornire ai vari istanti desiderati tutti i campi meteorologici e micrometeorologici necessari al suo funzionamento.

6.3 LA TRAIETTORIA DI UN PUFF

Si consideri un generico *puff* che ad un dato istante t abbia il baricentro localizzato nella posizione di coordinate $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$. All'istante $t_{i+1} = t + \Delta t$ la nuova posizione assunta sarà data, in generale, dalle coordinate:

$$\begin{aligned}
 x(t + \Delta t) &= x(t) + \Delta x = x(t) + \int_t^{t+\Delta t} u(t'; x(t'), y(t'), z(t')) \cdot dt' \\
 y(t + \Delta t) &= y(t) + \Delta y = y(t) + \int_t^{t+\Delta t} v(t'; x(t'), y(t'), z(t')) \cdot dt' \\
 z(t + \Delta t) &= z(t) + \Delta z = z(t) + \int_t^{t+\Delta t} \{w(t'; x(t'), y(t'), z(t')) + w_p\} \cdot dt'
 \end{aligned}
 \tag{6.2}$$

Va notato che la velocità w_p rappresenta la somma della spinta di galleggiamento posseduta dal *puff*, che verrà progressivamente persa con l'aumentare del tempo, e dell'eventuale velocità di sedimentazione gravitazionale (se si sta considerando un *puff* di particolato solido). Oltre a ciò va rilevato che se si sta considerando un terreno piatto, la componente verticale media della velocità del vento è prossima a zero.

In pratica non si hanno gli elementi per poter calcolare in maniera esatta gli integrali presenti nelle (6.2) e risulta quindi indispensabile utilizzare al loro posto uno schema di tipo numerico che utilizza i valori del vettore vento noti in una griglia discreta. Ciò inevitabilmente comporterà errori nella determinazione della nuova posizione del centroide del *puff*, sia derivanti dall'integrazione numerica del sistema di equazioni che ne determinano la traiettoria, sia a causa della parziale conoscenza con cui sono noti i campi meteorologici. Questo problema è ben noto in meteorologia quando si calcolano le traiettorie di particelle d'aria e in Stohl (1996) viene presentata una panoramica esaustiva su tale problema. Un buon compromesso tra precisione ed economicità di calcoli ha impiegando un algoritmo di tipo *predictor-corrector* che:

- nel primo *step* calcola la prima approssimazione della nuova posizione del *puff*:

$$\begin{aligned} x_1 &= x(t) + \bar{u}(t; x(t), y(t), z(t)) \cdot \Delta t \\ y_1 &= y(t) + \bar{v}(t; x(t), y(t), z(t)) \cdot \Delta t \\ z_1 &= z(t) + \left\{ \bar{w}(t; x(t), y(t), z(t)) + w_p \right\} \cdot \Delta t \end{aligned} \quad [6.3a]$$

- e con tale prima approssimazione calcola la posizione definitiva con le relazioni:

$$\begin{aligned} x(t + \Delta t) &= x_1 + \bar{u}(t + \Delta t; x(t + \Delta t), y(t + \Delta t), z(t + \Delta t)) \cdot \Delta t \\ y(t + \Delta t) &= y_1 + \bar{v}(t + \Delta t; x(t + \Delta t), y(t + \Delta t), z(t + \Delta t)) \cdot \Delta t \\ z(t + \Delta t) &= z_1 + \left\{ \bar{w}(t + \Delta t; x(t + \Delta t), y(t + \Delta t), z(t + \Delta t)) + w_p \right\} \cdot \Delta t \end{aligned} \quad [6.3b]$$

6.4 LA DISPERSIONE TURBOLENTA DEL PUFF

Oltre ad essere trasportato dal movimento medio delle masse d'aria, un generico *puff* subisce col tempo quella che viene chiamata una *dispersione turbolenta* che, come si è visto, altro non è che il progressivo inglobamento di aria associata a vortici turbolenti di piccole e medie dimensioni. Ciò determinerà un progressivo abbassamento complessivo della concentrazione entro il *puff* ed un aumento irreversibile di omogeneità nella sua distribuzione interna.

Anche se questo problema è stato trattato in modo estremamente rigoroso e complesso (Mikkelsen e al., 1987, Sykes e al., 1998), è consuetudine (Scire e al., 2000) ipotizzare che, una volta definito un sistema di coordinate cartesiane con origine coincidente col baricentro del *puff*, con l'asse *x* diretto nella direzione locale del vento medio, con l'asse *y* posto orizzontalmente e perpendicolare a *x* e l'asse *z* verticale, il processo di dispersione turbolenta è modellizzabile con una distribuzione della concentrazione di inquinante di forma gaussiana nelle tre direzioni coordinate. Per questo, l'elemento chiave della modellizzazione della dispersione turbolenta del *puff* è la deviazione standard σ_x , σ_y , σ_z (o varianze) delle tre distribuzioni gaussiane lungo gli assi coordinati che dipenderanno principalmente dalla turbolenza del *PBL*, ma anche dalla geometria della sorgente e dalla *buoyancy* posseduta dal *puff* al momento della sua emissione. La conoscenza attuale dei processi turbolenti del *PBL* non consente di accertare se la distribuzione rispetto ai due assi coordinati orizzontali sia veramente differente e quindi molto frequentemente si invoca l'ipotesi di simmetria orizzontale del *puff* e porta a dire che $\sigma_x = \sigma_y$.

Se ci si concentra inizialmente sul contributo dovuto alla turbolenza del *PBL*, si può ragionare come segue. Dato un *puff* con baricentro nel punto *P* del *PBL*, una forma generale per σ_y e σ_z derivanti dai moti turbolenti dell'atmosfera (Hanna e al., 1977) è la seguente:

$$\sigma_{y_t}(t) = \sigma_v \cdot t \cdot f_y(t/t_{ly}) \quad [6.4a]$$

$$\sigma_{z_t}(t) = \sigma_w \cdot t \cdot f_z(t/t_{lz}) \quad [6.4b]$$

dove t è il *tempo di volo* del *puff*, cioè il tempo trascorso dalla sua emissione, σ_v e σ_w sono i valori nel punto P rispettivamente della deviazione standard della componente trasversale e verticale del vento e f_y e f_z sono due funzioni universali dipendenti dal livello di convettività della *PBL* e da tempo lagrangiani di scala sia per i movimenti orizzontali (t_{ly}) che per i movimenti verticali (t_{lz}). In sostanza, dalle (6.4) si nota la proporzionalità diretta tra dispersione turbolenta e valori di deviazione standard delle componenti del vento, cosa del tutto prevedibile, visto che tali deviazioni standard rappresentano effettivamente la reale capacità disperdente dell'atmosfera. Nel Capitolo 3 sono state presentate varie relazioni di Similarità utilizzabili per la determinare σ_v e σ_w , tuttavia, per comodità qui di seguito vengono riassunte alcune delle relazioni più usate (Scire e al., 2000):

- nelle situazioni convettive o neutre si possono adottare le relazioni:

$$\Rightarrow \text{per } z \leq 0.1 h$$

$$\sigma_v = (4u_*^2 a_n^2 + 0.35w_*^2)^{1/2} \quad [6.5a]$$

$$\sigma_w = (1.6 \cdot u_*^2 a_n^2 + 2.9u_*^2 \cdot (-z/L)^{2/3})^{1/2} \quad [6.5b]$$

$$a_n = \exp[-0.9(z/h)] \quad [6.5c]$$

$$\Rightarrow z = 0.1 \div 0.8 h$$

$$\sigma_v = (4u_*^2 a_n^2 + 0.35w_*^2)^{1/2} \quad [6.5d]$$

$$\sigma_w = (1.15u_*^2 a_n^2 + 0.35w_*^2)^{1/2} \quad [6.5e]$$

$$\Rightarrow z > 0.8 h$$

$$\sigma_v = (4u_*^2 a_n^2 + 0.35w_*^2)^{1/2} \quad [6.5f]$$

$$\sigma_w = (1.15u_*^2 a_n^2 + a_{cl} \cdot 0.35w_*^2)^{1/2} \quad [6.5g]$$

$$a_{cl} = \begin{cases} 1/2 + (h-z)/(0.4h) & \text{per } z = 0.8 \div 1.0 h \\ 1/3 + (1.2h-z)/(1.2h) & \text{per } z = 1.0 \div 1.2 h \end{cases} \quad [6.5h]$$

- nelle situazioni stabili le relazioni da usare sono:

$$\sigma_v = u_* \left\{ 1.6 \cdot (1-z/h)^{3/4} \cdot z/L + 1.8a_n \right\} / (1+z/L) \quad [6.5i]$$

$$\sigma_w = 1.3u_* \left\{ (1-z/h)^{3/4} \cdot z/L + a_n \right\} / (1+z/L) \quad [6.5j]$$

Per quanto riguarda le funzioni f_y e f_z Irwin (1983) ha proposto le relazioni seguenti:

$$f_y = \left[1 + 0.9(t/1000)^{1/2} \right]^{-1} \quad [6.6a]$$

$$f_z = \begin{cases} \left[1 + 0.9(t/500)^{1/2} \right]^{-1} & L < 0 \\ \left[1 + 0.945(t/100)^{1/2} \right]^{-1} & L < 0 \end{cases} \quad [6.6b]$$

Le relazioni precedenti rappresentano l'azione della sola turbolenza su un singolo *puff*, ipotizzando che la condizione del *PBL* resti inalterata dal momento dell'emissione fino al tempo considerato e che la turbolenza del *PBL* sia l'unico fenomeno che influisce sulla dispersione del *puff*. Così in genere non è.

In effetti la deviazione standard orizzontale e verticale sono influenzate anche dalla *buoyancy* che il *puff* acquista al momento della sua emissione. Tale influenza può essere quantificata come:

$$\sigma_{yb} = \sigma_{zb} = \Delta H / 3.5 \quad [6.7]$$

dove ΔH è l'innalzamento (*plume rise*) che il *puff* ha subito fino al tempo t per la *buoyancy* acquisita alla sua emissione. Va poi ricordato che già all'emissione il *puff* può essere caratterizzato da una dimensione non nulla (e quindi da deviazioni standard iniziali σ_{y0} e σ_{z0} dipendenti dalla sorgente reale che si sta considerando).

Va poi considerato un altro problema pratico. Nel suo cammino nello spazio, realizzato spesso in tempi piuttosto lunghi se il dominio di calcolo è molto esteso, il generico *puff* è passato attraverso differenti situazioni micrometeorologiche molto differenti e ciascuna ha lasciato la propria *impronta* nelle deviazioni standard che non possono essere derivate solo dal tempo di volo del *puff*. Si immagini di conoscere per esempio il valore σ_y al tempo t e si conoscano le condizioni micrometeorologiche che si riscontrano a t nel punto occupato dal baricentro del *puff*. Definiamo *tempo virtuale* ξ quel tempo che giustificerebbe la deviazione standard riscontrata per il *puff* se le situazioni micrometeorologiche locali fossero state incontrate dal *puff* fin dalla sua emissione. In pratica, per calcolare ξ è sufficiente invertire le relazioni (6.4), cosa che dovrà essere fatta impiegando di regola una procedura iterativa. Questa procedura vale anche se invece di σ_y si fosse considerato σ_z .

Una volta noto il tempo virtuale, il valore di σ_y e σ_z , al tempo $t+\Delta t$ (alla fine del time step, quindi) sarà pari a:

$$\sigma_y^2(t + \Delta t) = \sigma_{yb}^2(\xi) + \sigma_{yb}^2 + \sigma_{y0}^2 \quad [6.8a]$$

$$\sigma_z^2(t + \Delta t) = \sigma_{zb}^2(\xi) + \sigma_{zb}^2 + \sigma_{z0}^2 \quad [6.8b]$$

6.5 PUFF SPLITTING E MERGING

Col passare del tempo e quindi con l'aumentare dell'età, la dispersione orizzontale e verticale del *puff* continua a crescere inevitabilmente. Il risultato finale di tutto ciò è che i *puff* sono inevitabilmente destinati ad assumere dimensioni enormi. Pur essendo intrinseco nella formulazione del modello, tale comportamento non è fisicamente accettabile. In effetti questa crescita indefinita non è compatibile con un campo di vento e di turbolenza molto disomogenei come spesso è il caso quando si considera la dispersione su territori di vaste proporzioni e con orografia significativa. In questi casi, un *puff* di grandi dimensioni verrebbe trasportato in base ai valori di vento caratteristici del proprio centroide, ignorando completamente le variazioni che invece si incontrano all'interno del *puff* stesso. Quando i campi meteorologici non sono omogenei, l'accuratezza del calcolo può essere mantenuta solo suddividendo il *puff* (*splitting*) in *puff* di dimensione inferiore che possano essere sensibili esplicitamente alle variazioni della meteorologia.

Molti sono stati i metodi proposti per lo *splitting* dei *puff* (Thykier-Nielsen e al., 1999; Scire a al., 2000); qui di seguito viene presentato una semplificazione del metodo proposto da Sykes e al. (1998). Si consideri per esempio la direzione x e sia σ_x la dispersione del *puff* in tale direzione. Se σ_x eccede un valore prefissato Λ (arbitrario, ma che spesso viene posto pari alla dimensione caratteristica della griglia orizzontale di calcolo) il *puff* verrà sostituito da due nuovi *puff* aventi le caratteristiche seguenti:

- detta x_0 la posizione del *puff* originale, x_1 e x_2 la posizione dei due nuovi *puff* sarà data dalla relazione:

$$x_{1,2} = x_0 \pm r\sigma_x \quad [6.9a]$$

dove r è un parametro che governa lo piazzamento del centroide dei *puff* figli rispetto al centroide del *puff* padre. Sykes e al. (1998) hanno mostrato numericamente che un valore opportuno per r che riduce gli errori di calcolo è 0.75.

- i *puff* figli dovranno *conservare* anche i momenti del *puff* padre. In questa presentazione semplificata relativa a *puff* di tipo gaussiano, si avrà che la dispersione secondo x dei *puff* figli sarà pari a:

$$\sigma_{x_{1,2}}^2 = \sigma_x^2(1 - r^2) \quad [6.9b]$$

- la massa di inquinanti contenuta dai due *puff* figli sarà pari alla metà della massa del *puff* padre.

Dato che nella maggior parte dei modelli *puff* si usano parametrizzazione per i parametri di dispersione secondo cui la dispersione secondo x risulta pari a quella secondo y , risulta inevitabile che quando un *puff* supera la dimensione critica relativamente a x , lo stesso accada anche per la dimensione y . In questo caso, operativamente prima verrà realizzato lo *splitting* rispetto a x e successivamente un analogo *splitting* rispetto ad y impiegando ancora una volta le relazioni (6.9) sostituendo a x la coordinata y . Ovviamente alla fine il *puff* padre avrà generato quattro *puff* figli, ciascuno contenente un quarto della massa iniziale. Si può notare che i *puff* figli presentano un certo grado di sovrapposizione gli uni con gli altri, garantendo così un buon grado di continuità nel calcolo della concentrazione, pur consentendo una maggiore sensibilità agli *shear* presenti nel dominio di calcolo.

Ovviamente sarà possibile e consigliabile definire una dimensione limite anche per la coordinata z ed anche in questo caso si potrà realizzare lo *splitting* (verticale questa volta) usando le relazioni (6.9) con z al posto di x .

Durante uno *splitting* verticale può accadere che il centroide di uno dei due *puff* figli si vada a collocare al di sotto del suolo. In questo caso questo si opererà una riflessione della coordinata verticale del centroide in modo che si ricollochì al di sopra del suolo. In modo simile si può trattare il caso in cui il centroide di uno dei due *puff* figli, durante una situazione convettiva, si vada a porre sopra la sommità del *PBL*. Anche in questo si opererà una riflessione della coordinata verticale riposizionando il centroide al di sotto della sommità del *PBL*.

Una situazione del tutto complementare si ha quando, per esempio in situazioni caratterizzate da venti deboli, esiste una notevole quantità di *puff* vicini con un buon grado di sovrapposizione reciproco. In questo caso questa situazione non genera perplessità di tipo fisico (la situazione risulta modellizzata correttamente), ma sicuramente richiede un incremento dei tempi di calcolo

non giustificato. In tal caso è possibile operare una *fusione (merging) di puff vicini in un unico puff che li rappresenti collettivamente sia dal punto di vista della massa trasportata che dal punto di vista della conservazione dei momenti (in particolare della varianza). Sempre facendo riferimento a Sykes e al. (1998), si opera come segue:*

- si stabilisca una distanza D di riferimento,
- se la distanza tra i centroidi di due *puff* vicini è inferiore a D allora si opera il *merging* che darà luogo ad un unico *puff*,
- la massa Q del nuovo *puff* risulterà pari alla massa di inquinante trasportata dai due *puff* originali (Q_1 e Q_2),
- la coordinata x_* del centroide del nuovo *puff* si otterrà sulla base della coordinata x_1 e x_2 dei due *puff* originali nel modo seguente:

$$Qx_* = Q_1x_1 + Q_2x_2 \quad [6.10a]$$

Analoghe relazioni consentiranno di ottenere le altre due coordinate del nuovo centroide.

- si consideri, per semplicità la coordinata x . Se si indica con σ_{x1} e σ_{x2} le dispersioni rispetto ad x dei due *puff*, la dispersione σ_x del nuovo *puff* si otterrà dalla relazione

$$Q\sigma_x^2 = Q_1(\sigma_{x1}^2 + (x_1 - x_*)^2) + Q_2(\sigma_{x2}^2 + (x_2 - x_*)^2)$$

Analoghe relazioni varranno per le altre due coordinate.

6.6 IL PLUME RISE

Col termine *plume rise* anche in questo caso si indica l'innalzamento del baricentro di un generico *puff* dovuto alla quantità di moto ed al galleggiamento acquisito all'emissione. Come nel caso di un pennacchio continuo, anche nel caso di un *puff* è definibile un *buoyancy flux* F_0 definito alla (10.31b) ed un *momentum flux* M_0 dato dalla (4.31a). Di fatto, la teoria del *plume rise* presentata al Cap.4 resta completamente valida anche in questo caso, tuttavia, per comodità pratica, viene qui riproposta in forma estremamente concisa.

Nelle situazioni convettive o adiabatiche, indicando con x la distanza percorsa dal centroide del *puff* e non la coordinata, l'innalzamento del baricentro del *puff* può essere descritto dalla relazione seguente:

$$z_n = \left[3F_m x / (\beta_j u_s)^2 + 3F x^2 / (2\beta^2 u_s^3) \right]^{1/3} \quad [6.11a]$$

In questa relazione u_s è la velocità del vento alla quota di emissione, β vale circa 0.6 e β_j (*jet entrainment coefficient*) risulta dato da:

$$\beta_j = 1/3 + u_s/w \quad [6.11b]$$

in cui w è la velocità di uscita del fumo dalla sorgente.

La distanza a cui si ha il termine dell'innalzamento del baricentro del puff è pari a:

$$x_f = \begin{cases} 3.5x^* & F > 0 \\ 4D(w + 3u_s)^2 / (u_s w) & F = 0 \end{cases} \quad [6.11c]$$

in cui con D si è indicato il diametro della ciminiera da cui viene emesso il puff e

$$x^* = \begin{cases} 14F^{5/8} & F \leq 55 \\ 34F^{2/5} & F > 55 \end{cases} \quad [6.11d]$$

Nelle condizioni stabili, la quota di livellamento del baricentro del puff è data dalla relazione seguente:

$$z_{sf} = [3F_m / (\beta_j^2 u_s S^{1/2}) + 6F / (\beta_2^2 u_s S)]^{1/3} \quad [6.12a]$$

in cui β_2 vale 0.36 ed il parametro di stabilità S è dato da:

$$S = \frac{g}{T_a} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad [6.12b]$$

Con T_a si è indicata la temperatura dell'aria. Le relazioni (6.12) consentono di determinare solo la quota di livellamento del *puff*. Prima di raggiungere tale quota deve essere applicata la (6.11a).

Anche per il *puff* emesso, la sua emissione in un'aria ambiente caratterizzata da vento teso può dar luogo allo *stack-tip downwash*. In questo caso è opportuno adottare la tecnica di ridefinire l'altezza di emissione sostituendo a quella fisica h_s , una efficace h_s' definita come:

$$h_s' = \begin{cases} h_s + 2D(w/u_s - 1.5) & w/u_s < 1.5 \\ h_s & w/u_s \leq 1.5 \end{cases} \quad [6.13]$$

Anche nel caso di un *puff* è possibile parlare di penetrazione parziale o totale dell'*entrainment*. I dettagli da utilizzare e in un modello *puff* possono essere trovati in Scire e al. (2000).

E' immediato constatare che queste relazioni semplificano eccessivamente la realtà fisica, dato che ipotizzano un'atmosfera completamente omogenea, cosa ben lontana dalla realtà.

Per essere più rispettosi della fisica, pur penalizzandosi nei tempi di calcolo, è opportuno utilizzare delle relazioni fisiche più rigorose che consentano di tener conto delle inevitabili disomogeneità del *PBL*. Una possibilità concreta è costituita dalle relazioni differenziali che descrivono l'innalzamento di un *plume bent-over*, cioè:

$$\frac{dF}{dt} = -\frac{N^2}{2.25} M \quad [6.14a]$$

$$\frac{dM}{dt} = F \quad [6.14b]$$

$$\frac{dz'}{dt} = w_p \quad [6.14c]$$

con

$$M = wU\beta^2 z'^2 \quad [6.14d]$$

z' è la quota del centroide rispetto al punto di emissione e w_p è la velocità ascensionale del *puff*.

Tali equazioni possono essere integrate numericamente o analiticamente ad ogni *time-step*.

Se si considera come esempio una situazione convettiva, N sarà nullo e quindi $F=costante=F_0$ (cioè il valore all'emissione). Se ad un istante t_1 la particella possiede un *momentum flux* pari a M_1 , al tempo $t_2=t_1+\Delta t$ la quota della particella si otterrà integrando la (6.14b) nell'ipotesi in cui la velocità del vento non varia entro il *time-step*, ottenendo:

$$z'(t_2) = \left[z'(t_1)^3 + \frac{3}{U\beta^2} \left(M_1(t_2 - t_1) + \frac{F_0}{2}(t_2 - t_1)^2 \right) \right]^{1/3} \quad [6.14e]$$

E' possibile ottenere una soluzione analitica anche nel caso in cui ci si trovi in situazioni stabili, anche se l'espressione formale della quota relativa raggiunta dal centroide risulta più complessa (dedurla comunque è un ottimo esercizio che consigliamo).

Il metodo numerico individuato richiede una regola di arresto che indichi quando un *puff* ha perso la capacità ascensionale. Nel caso stabile col progredire del tempo il buoyancy flux si riduce progressivamente fino ad annullarsi e questa è la regola d'arresto naturale. Meno semplice è il caso convettivo. In questo caso l'ascesa del *puff* si arresta quando il tasso di dissipazione di energia turbolenta proprio del *puff* è pari a:

$$\varepsilon_p = 1.5 w_p^3 / z' \quad [6.14f]$$

eguaglia il tasso di dissipazione di energia turbolenta ε dell'atmosfera che può essere approssimato come:

$$\varepsilon = 0.6 w_*^3 / z_i \quad [6.14g]$$

6.7 LA CONCENTRAZIONE AL SUOLO

Se si considera la griglia di calcolo che costituisce il confine inferiore del dominio di calcolo, il risultato più importante atteso dal modello di dispersione è la stima della concentrazione media di inquinante in ogni nodo di griglia causata dalla presenza di tutti i *puff* emessi dalle varie sorgenti attive e presenti entro il dominio.

A questo proposito si consideri un generico *puff* k presente entro il dominio. A causa della distribuzione gaussiana rispetto agli assi coordinati solidali col baricentro del *puff* e con l'asse x diretto nel verso del vento medio locale, il contributo di concentrazione istantanea derivante dalla sua presenza in un generico nodo di griglia posto al suolo ($z = 0$) è descritta dalla relazione seguente:

$$C_k(x, y, t) = \frac{Q_k(t)}{2\pi\sigma_y^2} \cdot g_y \cdot \exp\left[-\frac{r_k^2}{2\sigma_y^2}\right] \quad [6.15a]$$

dove:

$$g_z = \frac{2}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{(H_e + 2nh)^2}{2\sigma_z^2}\right] \quad [6.15b]$$

In queste equazioni:

- $Q(t)$ è la quantità di inquinante complessivamente contenuta nel *puff* eventualmente non coincidente con la quantità posseduta all'emissione a causa dei processi di impoverimento (deposizione secca ed umida ed eventualmente reazioni chimiche),
- r è la distanza (in orizzontale) tra il nodo di griglia considerato ed il baricentro del *puff*,
- h è l'estensione verticale del *PBL* (l'altezza di rimescolamento, quindi),
- H_e è la quota del baricentro del *puff* che, in generale evolverà nel tempo a causa della buoyancy acquisita dal *puff* all'emissione, come già descritto.

Va rilevato che la sommatoria presente nella funzione g_z , che rappresenta la dispersione in senso verticale, è il risultato delle riflessioni multiple del *puff* col suolo e con la sommità del *PBL*. Nelle situazioni convettive, quando $\sigma_z > 1.6 h$, g_z si riduce a:

$$g_z = 1/h \quad [6.15c]$$

Questa relazione è valida quando il suolo è pressoché piano. In presenza di orografia più o meno marcata, questa relazione deve essere sostituita con relazioni decisamente più complesse che qui non considereremo. Per ulteriori dettagli sull'argomento ci si riferisca a Scire e al. (2000).

In generale, il *puff* k non sarà l'unico presente nel dominio di calcolo e quindi nel nodo di griglia che si sta considerando tutti gli altri *puff* presenti contribuiranno alla concentrazione totale con un proprio contributo proporzionale:

- alla distanza orizzontale tra il loro baricentro ed il nodo di griglia,
- all'altezza del proprio baricentro,
- al valore delle proprie deviazioni standard ed
- alla quantità di inquinante contenuto.

In pratica varrà la sovrapposizione degli effetti, per cui all'istante t la *concentrazione istantanea* totale di inquinante ad un generico nodo di griglia sarà pari a:

$$C_{tot}(x, y, t) = \sum_k C_k(x, y, t) \quad [6.16]$$

Va rilevato però che la relazione precedente descrive solo la fotografia della concentrazione nei vari nodi di griglia all'istante t . Viceversa, ciò che può essere effettivamente misurato è il valor medio della concentrazione rilevata in ciascun nodo di griglia in un intervallo temporale T , tipicamente un'ora. Per poter simulare ciò sarebbe necessario integrare nel tempo la visione istantanea che si è venuta delineando entro il *time-step*. Scire e al. (2000) ha proposto un metodo di notevole complessità formale per ottenere un valore sufficientemente realistico della concentrazione media al recettore considerato. Più semplicemente si può procedere nel modo seguente:

- si considerino M istanti t_k equispaziati contenuti in T tali che t_0 sia l'inizio del periodo temporale considerato e t_M la fine di tale periodo,
- si determinino con le relazioni precedenti i valori istantanei di concentrazione $C(x,y,t_k)$ ai vari istanti t_k per ogni nodo di griglia,
- la concentrazione media al nodo di griglia sarà pari al valor medio delle concentrazioni istantanee $C(x,y,t_k)$.

Ciò che si è ottenuto è il campo medio di concentrazione. Un modello *puff* di questo tipo, basato sulla teoria classica derivante dalla soluzione *puff* dell'equazione del trasporto e della dispersione degli inquinanti in aria non è in grado in modo *naturale* di dar conto della distribuzione statistica della concentrazione che si viene a creare in un dato punto del dominio di calcolo, il cui valor medio è calcolabile nel modo indicato. Se per le applicazioni normale ciò non risulta penalizzante, così non è quando si è interessati a conoscere anche alcuni momenti della distribuzione della concentrazione come nel caso dello studio degli odori o quando si stanno analizzando rilasci di sostanze pericolose. In questo caso la conoscenza del valor medio e, per esempio, della varianza della concentrazione, consentirebbe anche di conoscere il livello di concentrazione corrispondente per esempio al 98° o 99° percentile una volta definita una distribuzione di probabilità (la più naturale in questo caso è la distribuzione lognormale).

6.8 MODELLI PUFF DI NUOVA GENERAZIONE

Sykes e al. (1998) hanno realizzato un modello *puff* di nuova concezione e di più complessa struttura (SCIPUFF) che rivoluziona notevolmente la famiglia dei modelli *puff*. Per prima cosa, SCIPUFF impiega come forma del campo della concentrazione una distribuzione gaussiana generalizzata della forma:

$$c(x, y, z) = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} (Det(\tau))^{1/2}} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \sum_{i,j} [\tau_{i,j}^{-1} \cdot (x_i - \bar{x}_i) \cdot (x_j - \bar{x}_j)]\right] \quad [6.17]$$

dove on τ è stato indicato il tensore dei momenti statistici della distribuzione, i cui elementi diagonali rappresentano le varianze nei tre assi coordinati e quindi la dispersione in queste direzioni, mentre gli elementi fuori dalla diagonale danno conto delle possibili deformazioni del *puff* derivanti dallo *shear* e da altre non omogeneità atmosferiche. Per l'uso operativo della (6.17) è necessario specificare i vari momenti statistici implicati che devono soddisfare alle relazioni seguenti in cui si fa uso dell'operatore media spaziale indicato col simbolo $\langle \cdot \rangle$:

- Momento di ordine zero:

$$Q = \langle c \rangle \quad [6.18a]$$

- Momenti del primo ordine:

$$Q\bar{x}_i = \langle cx_i \rangle \quad [6.18b]$$

- Momenti del secondo ordine

$$Q\tau_{ij} = \langle c(x_i - \bar{x}_i)(x_j - \bar{x}_j) \rangle \quad [6.18c]$$

In pratica a questo modello è necessaria la conoscenza di 10 numeri che rappresentano la massa del *puff*, le 3 coordinate che ne definiscono il centroide e le 6 componenti del tensore simmetrico τ . Sykes e al. (1998) hanno sviluppato un complesso edificio teorico basato su una chiusura del secondo ordine in grado di ottenere tali grandezze e la loro evoluzione nel tempo a partire dalla conoscenza delle normali variabili meteorologiche e micrometeorologiche. Data la loro complessità, si rimanda per i dettagli alla bibliografia citata. In pratica, tutto ciò porta a dire che la teoria cui si è accennato consente a questo modello di fornire simulazioni corrette della dispersione degli inquinanti anche in situazioni in cui siano presenti notevoli disomogeneità nei campi meteorologici.

Comunque, la caratteristica e l'importanza principale di SCIPUFF consiste nel fatto che tale modello presenta anche un aspetto *probabilistico*, rappresentato dalla capacità di ricostruire in ogni punto del dominio di calcolo la varianza della concentrazione. Per fare ciò, Sykes e al. (1998) hanno sviluppato un modello che si basa sull'equazione euleriana che descrive l'evoluzione spazio temporale della varianza della concentrazione. Non è possibile descrivere nel dettaglio in questa sede la complessa teoria coinvolta e la metodologia che sovrintende alla sovrapposizione del contributo alla varianza della concentrazione dovuta ai vari *puff* presenti, metodologia notevolmente complessa vista la non linearità del fenomeno che preclude l'impiego dalla sovrapposizione degli effetti.

Una volta noti i primi due momenti della distribuzione della concentrazione (la media e la varianza) risulta possibile fornire una descrizione, anche se approssimata, della distribuzione della concentrazione nello spazio e nel tempo. In effetti, detta μ_c il valor medio della concentrazione ad un istante t e in un punto del *PBL* e con σ_c la relativa deviazione standard, se si ipotizza che tale distribuzione possa essere adeguatamente descritta da una distribuzione gaussiana troncata, essa sarà quantificata dalla relazione seguente:

$$p_G(c) = \gamma \cdot \delta(c) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_G} \cdot \exp\left(-\frac{(c - \mu_G)^2}{2\sigma_G^2}\right) \quad [6.19a]$$

dove con $\delta(c)$ si è indicata la funzione Delta di Dirac, con γ è il coefficiente di intermittenza dato da:

$$\gamma = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\mu_G}{\sqrt{2}\sigma_G}\right) \right] \quad [6.19b]$$

e dove le due variabili μ_G e σ_G sono legate ai due momenti μ_c e σ_c dalle relazioni:

$$\mu_c = \frac{\sigma_G}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\mu_G^2}{2\sigma_G^2}\right)\right] + \frac{\mu_G}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\mu_G}{\sqrt{2}\sigma_G}\right) \right] \quad [6.19c]$$

$$\sigma_c^2 = -\mu_c^2 + \sigma_g^2 \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\mu_G}{\sqrt{2}\sigma_g}\right) \right] + \mu_G \mu_c \quad [6.19d]$$

6. 9 OSSERVAZIONI CONCLUSIVE

Negli anni anche ai modelli *puff* è capitato ciò che si è visto per i modelli *plume*, cioè si è cercato di inserire nella sua struttura elementare una serie di meccanismi semiempirici che li rendessero capaci di trattare anche situazioni particolarmente complesse. In questa sede non si vuole entrare in questi dettagli, per essi si faccia riferimento a Scire e al. (2000). Vale solo la pena elencare i principali meccanismi semiempirici considerati nelle principali implementazioni (in particolare nel modello U.S. EPA CALPUFF):

- è stato introdotto un modello semiempirico per tener conto delle perturbazioni indotte alla dispersione dei puff da parte degli edifici adiacente alla sorgente di emissione. Di fatto ciò che si è fatto è adattare i meccanismi visti al Cap.4 a proposito dei modelli stazionari alla filosofia propria di un modello puff;
- si è introdotto un meccanismo per tener conto della presenza di orografia. Mentre il campo di vento tiene conto autonomamente delle distorsioni indotte al flusso medio delle masse d'aria e quindi si incarica di trasportare in maniera corretta il baricentro del puff, questi meccanismo si dedicano principalmente alla descrizione delle perturbazioni indotte sui parametri di dispersione di puff;
- sono stati introdotti meccanismi per simulare sorgenti non lineari, in particolare areali e lineari. Il concetto base è quello di simulare tali sorgenti con l'emissione di più puff in una porzione di spazio congruente con la forma della sorgente, tuttavia si è poi giunti ad individuare modelli semiempirici per rendere meno pesanti i tempi di calcolo del modello e quindi ridurre il numero di puff generati

Sono stati poi introdotti meccanismi di impoverimento del *puff* per tener conto della deposizione secca ed umida e di essi si parlerà al Capitolo 15. A tutt'oggi non si è operato molto sull'introduzione di reazioni chimiche, limitandosi a trattarne un numero estremamente limitato. Di fatto, mentre i modelli *puff* mostrano la loro notevole potenza nella simulazione a mesoscala della dispersione di inquinanti inerti o particolati, essi non possono competere con i modelli euleriana quando il problema è la simulazione di inquinanti chimicamente reattivi.

Non sono molti i modelli disponibili all'uso. Sicuramente i più noti ed impiegati sono il modello US-EPA CALPUFF (Scire e al., 2000) ed il modello RIMPUFF (Thykier-Nielsen e al., 1999), entrambi basati sulla teoria classica *puff*. Mentre il secondo è decisamente *spartano* nella sua concezione e realizzazione, il primo col passare degli anni si è arricchito di un numero enorme di opzioni che, se da un lato ne fanno uno strumento estremamente versatile, dall'altro ne complicano non poco l'uso e fanno seriamente riflettere sull'opportunità di appesantire un modello concettualmente semplice con una *plethora* di semiempirismi appannaggio naturale di modelli di maggiore complessità.

Accanto a questi due modelli, ma su un piano completamente diverso, si colloca il modello SCIPUFF (Sykes e al., 1998). Tale modello non solo si basa su un modello fisico di *puff* non tradizionale e molto sofisticato ma dichiaratamente si dedica alla ricostruzione di tutte quelle informazioni necessarie per definire la statistica della concentrazione della concentrazione nello spazio e nel tempo. Questa caratteristica, all'apparenza molto *esotica*, ne fa uno strumento indispensabile per poter gestire situazioni incidentali caratterizzate da rilasci di sostanze pericolose e lo studio sistematico della propagazione degli odori.

7. MODELLO LAGRANGIANO A PARTICELLE

Da quanto anticipato al Cap.3, l'approccio lagrangiano alla dispersione degli inquinanti in aria appare molto complesso e ben poco applicabile in pratica. Parrebbe, infatti, più un affascinante costruito teorico che un reale impianto modellistico in grado di produrre modelli veramente utilizzabili. In questo Capitolo si dimostra invece quanto questa impressione sia lontana dalla realtà. Si scoprirà, forse con una certa sorpresa, che in realtà, adottando questo angolo visuale, è possibile costruire modelli operativi fortemente rappresentativi della complessa realtà della dispersione degli inquinanti nel *PBL*, soprattutto nelle situazioni convettive.

7.1 ASPETTI PRELIMINARI

Se si considera un inquinante non reattivo, in assenza di sorgenti ad un istante t ed in un punto P di coordinate (x,y,z) la concentrazione istantanea $c(x,y,z;t)$ è descritta, con buona approssimazione, dall'equazione di conservazione seguente

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = \sum_{j=1}^3 \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[K_j \frac{\partial c}{\partial x_j} \right] \right\} \quad [7.1a]$$

in cui le componenti u_j della velocità dell'aria sono anch'esse dei valori istantanei. La (7.1a) formalmente può anche essere scritta introducendo il concetto di derivata sostanziale e la sua espressione alternativa è la seguente (Wilson e Sawford, 1996)

$$\frac{dc}{dt} = \sum_{j=1}^3 \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[K_j \frac{\partial c}{\partial x_j} \right] \right\} \quad [7.1b]$$

che descrive l'evoluzione nel tempo della concentrazione di una particella di aria (cioè di un volume ridottissimo ma non infinitesimo di aria) che si muove nel *PBL* con una velocità avente componenti $\{u_j, j = 1,2,3\}$. Da questa descrizione emerge che, in assenza di processi di rimozione (sia di tipo chimico, che di tipo fisico) ed in assenza di sorgenti, la particella considerata varia la propria concentrazione solo a causa della diffusione molecolare. Dato che, in un fluido ad elevato numero di Reynolds come il *PBL*, la diffusione molecolare risulta del tutto trascurabile, la (7.1b) si riduce a

$$\frac{dc}{dt} = 0 \quad [7.1c]$$

Il risultato sconcertante ottenuto è che una particella di aria conserva nel tempo la massa di inquinante originaria e quindi la propria concentrazione, quando sono assenti le sorgenti ed i processi di rimozione e quando la diffusione molecolare può essere trascurata. Ma se la particella non cambia la propria concentrazione nel tempo, come si può spiegare l'evidenza euleriana secondo cui in un punto $P(x,y,z)$ dello spazio la concentrazione di un inquinante varia nel tempo? La spiegazione è semplice. Si immagini di suddividere tutto lo spazio in particelle contenenti l'inquinante cui si è interessati. Ogni singola particella rispetta veramente la legge di conservazione (7.1c), tuttavia è pur vero che *ogni singola particella è in movimento continuo e*

irregolare nello spazio. Se un osservatore euleriano *fotografasse* la situazione istantanea a differenti istanti t_i , rileverebbe l'esistenza di un campo di concentrazione c variabile da punto a punto e da istante ad istante. Se però lo stesso osservatore potesse seguire nella loro evoluzione spazio-temporale tutte le particelle in cui è stato suddiviso il *PBL*, si accorgerebbe che le varie particelle (ciascuna distinguibile dall'altra) si distribuiscono e si addensano nello spazio in maniera variabile da istante ad istante. Per stabilire la concentrazione $c(x,y,z)$, l'osservatore deve individuare attorno al punto P un volume. Se in tale volume V , piccolo a piacere, si trovano al tempo t , N particelle ognuna di volume δV_i caratterizzate da una concentrazione c_i , la concentrazione media che tale osservatore riscontrerebbe in questo volume risulta pari a:

$$c(x, y, z; t) = \frac{1}{V} \cdot \sum_{i=1}^N \delta V_i c_i \quad [7.2]$$

In questo Capitolo si sviluppa un modello in grado di descrivere la dispersione degli inquinanti nel *PBL* seguendo l'evoluzione spazio-temporale delle singole particelle di fluido. Dal punto di vista concettuale, quindi, un tale modello si limita a determinare la traiettoria delle singole particelle che vengono emesse dalle sorgenti di inquinamento e vagano per il *PBL*.

Si consideri ora una generica particella che all'istante t_0 (istante iniziale) si trovi in un punto (x_0, y_0, z_0) . La sua traiettoria ad un tempo $t > t_0$ sarà data dalle *equazioni del moto* seguenti:

$$\begin{aligned} x_p &= x[x_0(t_0), y_0(t_0), z_0(t_0); t] \\ y_p &= y[x_0(t_0), y_0(t_0), z_0(t_0); t] \\ z_p &= z[x_0(t_0), y_0(t_0), z_0(t_0); t] \end{aligned} \quad [7.3a]$$

Dato che la particella si muove, la sua *velocità istantanea* sarà perciò pari a:

$$\begin{aligned} u_p &= \frac{dx_p}{dt} = u_p[x(t), y(t), z(t); t] \\ v_p &= \frac{dy_p}{dt} = v_p[x(t), y(t), z(t); t] \\ w_p &= \frac{dz_p}{dt} = w_p[x(t), y(t), z(t); t] \end{aligned} \quad [7.3b]$$

La particella fa parte di un fluido turbolento (l'aria del *PBL*) e quindi anche il *suo moto sarà turbolento* e, pertanto, può essere visto come la sovrapposizione di due tipi di moto profondamente diversi:

- un moto di puro trasporto operato dal fluido in cui è immersa la particella. In pratica la particella viene trascinata dal moto medio dell'aria, caratterizzato dalla velocità media del vento di componenti $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$.
- un moto puramente turbolento causato dalla turbolenza del fluido in cui è immersa la particella. A questa sollecitazione esterna, che varia lungo la traiettoria, la particella reagisce inducendo variazioni alla propria velocità dipendenti sia dalla *sollecitazione* che

incontra in un dato punto della traiettoria ad un istante t che dalla *storia subita* della particella. Si indichino con u_p', v_p', w_p' queste componenti turbolente della velocità della particella. Nel seguito, per sottolineare la natura *aleatoria*, le indicheremo col termine componenti stocastiche della velocità della particella.

Per questo, una generica particella emessa al tempo t_0 nella posizione (x_0, y_0, z_0) , al tempo t avrà una velocità pari a:

$$\begin{aligned} u_p(t) &= \bar{u}(t) + u_p'(t) \\ v_p(t) &= \bar{v}(t) + v_p'(t) \\ w_p(t) &= \bar{w}(t) + w_p'(t) \end{aligned} \quad [7.4a]$$

quindi il suo movimento sarà in parte deterministico (il trasporto dovuto ai moti medi del *PBL* e rappresentato da $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$) ed in parte stocastico (rappresentato da u_p', v_p', w_p' e dovuto all'azione della turbolenza del *PBL* sul moto della particella).

Lo *spostamento* della particella lungo la *traiettoria* tra l'istante t e l'istante $t+dt$ sarà, dunque, pari a:

$$\begin{aligned} dx_p &= \bar{u}(t) \cdot dt + u_p'(t) \cdot dt \\ dy_p &= \bar{v}(t) \cdot dt + v_p'(t) \cdot dt \\ dz_p &= \bar{w}(t) \cdot dt + w_p'(t) \cdot dt \end{aligned} \quad [7.4b]$$

secondo cui *la traiettoria di una particella è in parte determinabile deterministicamente (secondo le leggi della cinematica) ed in parte è di natura puramente stocastica*.

Come descrivere la natura stocastica del movimento della particella? Nei prossimi paragrafi si studierà proprio ciò e, per semplificare la trattazione, *inizialmente si limita l'attenzione alla sola fluttuazione verticale w_p' della velocità della particella*.

7.2 LA TEORIA DI UN PROCESSO STOCASTICO MARKOVIANO MONODIMENSIONALE

Per cercare di dominare la complessa realtà fin qui delineata, concentriamoci per il momento su una *situazione relativamente semplice* costituita da una particella che si trova in un fluido ipotetico in cui la *turbolenza agisce solamente lungo la verticale*. In questo caso la *particella oscillerà stocasticamente* lungo la verticale con velocità (stocastica) w . Lo studio che condurremo ai punti successivi si avvarrà della bellissima (e chiarissima!) esposizione fatta da Gillespie (1992).

7.2.1 Il processo markoviano

Se si considera un *sistema fisico* caratterizzato da una variabile che evolve nel tempo, la *funzione* che specifica il valore di tale variabile (cioè la sua *realizzazione*) ad ogni istante di interesse prende il nome di processo. Nel caso che stiamo considerando:

- il sistema fisico è la particella considerata, posta entro questo fluido ideale,
- la variabile caratteristica è la velocità verticale w ,
- il processo è la funzione matematica (per il momento ignota) Σ , che ad ogni istante $t > t_0$ ci fornisce il valore w , cioè:

$$w = \Sigma(t) \quad [7.5]$$

Un processo si dice stocastico, se le sue realizzazioni non sono prevedibili con certezza; più precisamente, un processo si dice stocastico se la conoscenza dei suoi valori fino al tempo t (incluso) ci consente di predire solo in termini probabilistici il corrispondente valore a $t+dt$. Quanto conosciamo sulla natura imprevedibile della velocità verticale della particella ci porta a formulare l'ipotesi che essa sia effettivamente un processo stocastico.

Dalla definizione data di processo stocastico, può nascere la legittima domanda: quanto il passato di un processo stocastico può influenzarne il futuro? Ovviamente non esiste una risposta generale e convincente al quesito, anche se, nell'ottica della ricerca della massima semplicità, si può sicuramente cercare di individuare il processo stocastico più semplice in assoluto, cioè quel processo il cui futuro è determinato solo dal presente ed è indipendente dal passato. Un processo di questo tipo è un processo senza memoria e prende il nome di processo Markoviano, dal nome del matematico russo Markov cui si deve lo studio sistematico e rigoroso di tale tipo di processo stocastico. Il processo Σ che stiamo considerando (cioè la velocità verticale della particella) è Markoviano? Per rispondere a questa domanda, è opportuno considerare due istanti successivi t_1 e $t_2 = t_1 + \Delta t$. La Micrometeorologia ci assicura che l'accelerazione di una particella in un fluido turbolento al tempo t_2 risulta correlata con l'accelerazione a t_1 solo se l'intervallo Δt tra i due istanti temporali è inferiore al tempo di scala caratteristico di Kolmogorov t_μ definito come (Monin e Yaglom, 1971b):

$$t_\mu = (v/\varepsilon)^{1/2} \quad [7.6]$$

in cui v è la viscosità cinematica dell'aria e ε è il tasso di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta. Nel PBL t_μ è dell'ordine di $10^{-1} \div 10^{-2}$ s. Se consideriamo intervalli temporali Δt maggiori di t_μ , le accelerazioni a t_1 e t_2 non sono tra loro correlate e ciò è sufficiente per garantirci che il processo Σ può essere considerato a tutti gli effetti un processo Markoviano. Per questo, quando si applicherà la teoria che andiamo sviluppando, sarà necessario considerare scale temporali superiori a t_μ .

Ogni processo stocastico produce valori stocastici (realizzazioni di un processo stocastico) e quindi ad esso è associabile una funzione di densità di probabilità (pdf). Nel caso specifico, al processo Σ è associata una pdf $P_\Sigma(w)$, tale che $P_\Sigma(w) \cdot dw$ è la probabilità che il processo Σ produca un valore di velocità verticale della particella compreso nell'intervallo w e $w+dw$. La pdf avrà le consuete proprietà:

- $P_\Sigma(w)$ definisce completamente il processo stocastico Σ ,
- vale la condizione di normalizzazione:

$$\int_{-\infty}^{\infty} P_\Sigma(w) \cdot dw = 1 \quad [7.7a]$$

- la probabilità che il processo Σ produca un valore entro un intervallo $[a, b]$ è pari a:

$$\text{Prob}\{w \in [a, b]\} = \int_a^b P_{\Sigma}(w) \cdot dw \quad [7.7b]$$

- il valore medio dei valori prodotti dal processo Σ è pari a:

$$\langle w \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} P_{\Sigma}(w) \cdot w \cdot dw \quad [7.7c]$$

- il momento di ordine n-esimo è definito dalla relazione seguente:

$$\langle w^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} w^n \cdot P_{\Sigma}(w) \cdot dw \quad [7.7d]$$

Nel caso in cui $n = 2$, otteniamo facilmente la definizione di varianza:

$$\sigma_w^2 = \langle (w - \langle w \rangle)^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} (w - \langle w \rangle)^2 \cdot P_{\Sigma}(w) \cdot dw \quad [7.7e]$$

e di deviazione standard:

$$\sigma_w = [\sigma_w^2]^{1/2} = \sqrt{\langle w^2 \rangle - (\langle w \rangle)^2} \quad [7.7f]$$

7.2.2 L'equazione di Langevin

Consideriamo con più attenzione il processo stocastico Σ . Al tempo iniziale t_0 , il valore assunto sarà $w_0 = \Sigma(t_0)$ e sia noto il valore $w = \Sigma(t)$ assunto al tempo t . Quale sarà il valore che il processo produrrà al tempo $t+dt$ (in cui, come si è visto, $dt > t_{\mu}$)? *Formalmente* si può dire che:

$$w_{t+dt} = \Sigma(t + dt) = w_t + \xi = \Sigma(t) + d\Sigma(dt; w, t) \quad [7.8]$$

in cui $d\Sigma$ è un ulteriore processo che gestisce la *transizione* tra lo stato del sistema all'istante t e lo stato al tempo $t+dt$; tale processo prende il nome di propagatore del processo markoviano Σ . Essendo la differenza di due variabili stocastiche, sarà esso pure un *processo stocastico* che dipenderà sia dall'intervallo di tempo dt che dal valore assunto del processo al tempo t . Il propagatore $d\Sigma$ è quindi un processo stocastico che al tempo t produce il valore ξ (che è quindi una variabile stocastica). Se, a questo punto, si applicano pazientemente le consuete nozioni di Statistica (Gillespie, 1992), si giunge alla fondamentale relazione seguente:

$$dw = A(w, t) \cdot dt + \sqrt{D(w, t)} \cdot dW \quad [7.9]$$

in cui dW è la realizzazione di un *processo stocastico* (cioè un Valore) a media nulla, con distribuzione gaussiana e varianza pari a dt , detto *processo incrementale di Wiener*. Questa è la celebre equazione di Langevin che è il *vero modello* per il sistema monodimensionale che si sta

trattando e ci dice che la variazione stocastica dw della velocità verticale turbolenta della particella in realtà è la *somma di due contributi distinti* :

- un contributo deterministico proporzionale ad $A(w,t)$, detto termine di drift,
- un contributo stocastico proporzionale a $D(w,t)$, detto termine di diffusione.

Quello che ci resta da fare è individuare una *forma funzionale* per $A(w,t)$ e $B(w,t)$, ma questo problema lo tratteremo più avanti.,

Per chiarire meglio quanto fin qui mostrato, si consideri una particella in moto in un piano bidimensionale (x,z) entro un fluido turbolento. Consideriamo, per il momento, solo il suo movimento verticale (lungo l'asse z , quindi) ed immaginiamo che la deviazione standard della componente relativa della velocità dell'aria in cui è immersa sia pari a $\sigma_w^2 = 0.9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Dato che è immersa in un fluido turbolento, anche la particella in esame mostrerà un movimento lungo l'asse di tipo turbolento ed immaginiamo, inoltre, che la velocità w lungo l'asse z sia, con buona approssimazione, la realizzazione di un processo stocastico di tipo Markoviano. Da quanto si è visto, se consideriamo istanti temporali equidistanti spazati da un intervallo temporale dt superiore al tempo caratteristico di Kolmogorov, l'equazione che descrive la *variazione* di w da un istante all'altro è l'equazione di Langevin. L'obiettivo della prima parte di questo esercizio è la visualizzazione dell'andamento nel tempo di w . Per fare questo, è necessario definire:

- una velocità iniziale w_0 per la velocità verticale della particella,
- un valore di A e D ,
- la durata della simulazione.

Immaginiamo, per esempio, che la velocità verticale iniziale w_0 sia pari a $0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, che il coefficiente di *drift* dipenda solo da w e sia pari a $A(w,t) = 0.03 w$, che il coefficiente di diffusione D non dipenda dall'istante temporale considerato ma sia legato a σ_w dalla relazione $D(w) = 2\cdot\sigma_w^2/30$ e che la simulazione inizi al tempo $t = 0$ e termini a $t = 1000 \text{ s}$ e due istanti successivi siano separati da un intervallo temporale dt pari a 1 s . L'andamento nel tempo della velocità ad un generico istante temporale k sarà quindi dato dalla relazione ricorsiva seguente:

$$w_k = w_{k-1} + A \cdot dt + \sqrt{D \cdot dt} \cdot \eta \quad [7.10a]$$

cioè

$$w_k = w_{k-1} - 0.03w_{k-1}dt + \sqrt{(2 \cdot 0.9 / 30) \cdot dt} \cdot \eta \quad [7.10b]$$

In queste equazioni con η si è indicata *una realizzazione di una distribuzione normale con media nulla e varianza unitaria*, cioè un *numero casuale* estratto da tale distribuzione normale. I risultati che si ottengono per questo esercizio sono quelli riportati in *Fig.7.1*. Come si può notare, l'andamento della velocità è estremamente irregolare, come tipico di una particella che si muove in un fluido turbolento.

Si immagini che a $t = 0$ tale particella si trovi nel punto $(0,0)$ dello spazio bidimensionale (x,y) . Si immagini inoltre che il movimento della particella lungo l'asse orizzontale x sia puramente traslazionale con velocità costante $U = 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, mentre lungo l'asse verticale z presenti il movimento stocastico descritto prima. La traiettoria della particella ad un generico istante $t+dt$ sarà data dalle relazioni seguenti:

$$\begin{aligned} x(t + dt) &= x(t) + U \cdot dt \\ z(t + dt) &= z(t) + w(t) \cdot dt \end{aligned}$$

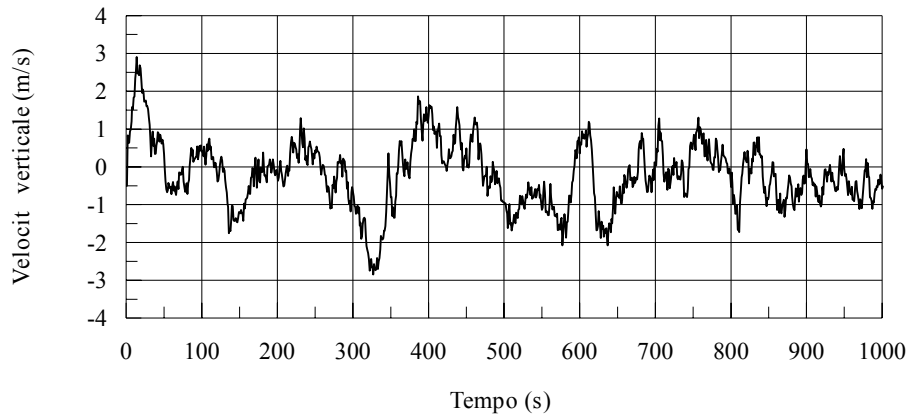


Fig.7.1: andamento nel tempo della velocità verticale della particella in un fluido turbolento.

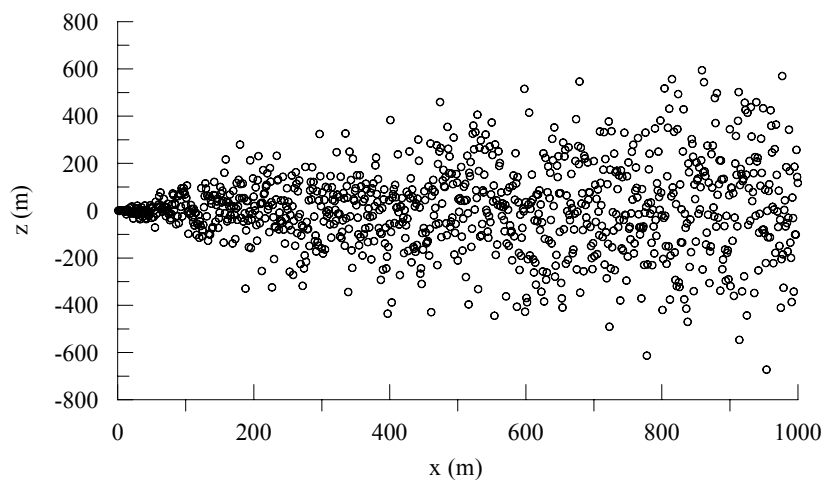


Fig. 7.2: distribuzione di particelle nello spazio bidimensionale (x,y) .

E' semplice quindi individuare la traiettoria della particella nello spazio (x,y) durante i 1000 secondi di simulazione. E' prevedibile che la traiettoria della particella sia molto irregolare e assomigli al *cammino di un ubriaco* (*drunkard's walk*). Tuttavia è molto più interessante complicare ulteriormente l'esempio ed immaginare che *ad ogni istante* a partire da $t = 0$ venga rilasciata nel medesimo punto $(0,0)$ dello spazio *una nuova particella*. Vogliamo vedere dopo 1000 secondi quale sia la distribuzione spaziale delle particelle via via emesse dal punto $(0,0)$. Il risultato è riportato in Fig.7.2. E' il primo risultato molto rilevante che siamo riusciti ad ottenere. In effetti, le 1000 particelle rilasciate tutte nello stesso punto e con le medesime condizioni iniziali (la velocità iniziale è sempre nulla) grazie alla natura stocastica della loro velocità verticale si vanno a distribuire nello spazio bidimensionale (x,y) in modo da formare il tipico *pennacchio* tanto evidente nella realtà. Ovviamente, con le informazioni che per il momento abbiamo, non siamo in grado di mettere in relazione la *forma* del pennacchio con i coefficienti di *drift* e di diffusione A e D presenti nell'equazione di Langevin; per questo dovremo attendere i paragrafi seguenti.

7.2.3 L'Equazione di Fokker-Planck

Fin qui abbiamo descritto un processo stocastico markoviano in un modo estremamente diretto e l'equazione di Langevin ne è il risultato principale. Nell'esempio considerato, il processo

stocastico era una particella in moto casuale (turbolento) in uno spazio monodimensionale e di tale processo fisico l'aspetto considerato era la velocità w di tale particella. La descrizione che deriva dall'equazione di Langevin è una *descrizione individuale*, cioè una descrizione che si riferisce ad una *ben precisa particella marcata*, che possiamo seguire nella sua evoluzione nel tempo. Questa è quindi una descrizione lagrangiana che si prende carico della particella e la segue, *senza invocare esplicitamente funzioni di densità di probabilità*.

Un modo *parallelo* che può essere seguito per descrivere questo processo è quello di impiegare direttamente il concetto di probabilità. Se consideriamo il solito processo stocastico Σ il cui valore (*stato*) al tempo t è $w = \Sigma(t)$ ed il cui stato a t_0 è pari a $w_0 = \Sigma(t_0)$ (*stato iniziale*), la probabilità che agli istanti t_1, t_2, \dots, t_N ($t_0 < t_1 < t_2 < \dots < t_N$) il processo assuma i valori $w_1 \div w_1 + dw_1, w_2 \div w_2 + dw_2, \dots, w_N \div w_N + dw_N$ risulta formalmente pari a:

$$P[w_N, t_N; w_{N-1}, t_{N-1}; \dots; w_1, t_1 | w_0, t_0] \cdot dw_1 \cdot dw_2 \dots dw_N \quad [7.11]$$

La funzione $P[\dots]$ è la *funzione di densità di probabilità congiunta*, (o *condizionata*), cioè una *sorta di traiettoria scritta in termini di probabilità*. Essa afferma infatti che il processo considerato al tempo t_0 ha assunto il valore w_0 e fornisce la probabilità che tale processo assuma agli istanti successivi t_i ben precisi valori w_i a meno di una incertezza dw_i . Possiamo leggere la relazione (7.11) in due maniere abbastanza differenti. Se consideriamo una particella marcata che a t_0 possiede lo stato w_0 , la (7.11) ci fornisce la probabilità che questa particella raggiunga agli istanti successivi i valori $w_i \div w_i + dw_i$. E' possibile anche una chiave di lettura differente, infatti la (7.11) può essere vista *anche* come la probabilità che ha una generica e qualsiasi particella (che a t_0 si trova nello stato w_0) di raggiungere agli istanti t_i i valori w_i ; cioè si può riferire a qualsiasi particella o meglio a **tutte** quelle particelle caratterizzate dallo stato iniziale indicato, che possono essere a priori infinite. Come si può notare, si vede immediatamente *come si stia abbandonando una descrizione decisamente individuale a favore di una descrizione decisamente collettiva*.

Seguendo questo percorso filosofico, inevitabilmente si tende verso una visione del fenomeno concettualmente ben diversa da quella presentata dall'equazione di Langevin. Non sono più *interessato* al comportamento di *una ben precisa particella* marcata, ma ad *uno stato ben preciso* in un tempo ben preciso e mi domando quale potrebbe essere la probabilità che tale stato venga raggiunto da una qualsiasi particella a partire da una condizione iniziale. *Dato che l'interesse è rivolto ad un ben preciso punto dello spazio delle fasi (cioè ad un ben preciso valore della velocità verticale della particella), questa visione è di fatto una visione tipicamente euleriana*. Con queste premesse che focalizzano l'attenzione direttamente sulle funzioni di densità di probabilità del processo stocastico Σ , ci si può porre la domanda se sia possibile una descrizione di Σ alternativa all'equazione di Langevin. La risposta è affermativa ed è riassunta nell'equazione seguente in cui compare come variabile proprio la funzione di densità di probabilità $P(w, t)$

$$\frac{\partial}{\partial t} P(w, t) = - \frac{\partial}{\partial w} [A(w, t) \cdot P(w, t)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial w^2} [D(w, t) \cdot P(w, t)] \quad [7.12]$$

che prende il nome di *equazione di Fokker-Planck*. L'equazione di Fokker-Planck è la *controparte euleriana dell'equazione di Langevin*. Anch'essa descrive l'evoluzione del processo stocastico Markoviano, ma mentre la descrizione lagrangiana (equazione di Langevin) ci presenta una *descrizione individualistica* (l'evoluzione, cioè, di una ben precisa particella marcata), l'equazione di Fokker-Planck si dedica ad una *descrizione collettiva* dell'intera popolazione di particelle. Il legame fra le due equazioni è estremamente forte visto che le

funzioni $A(w,t)$ e $D(w,t)$ presenti nelle (7.12) sono proprio il coefficiente di *drift* ed il coefficiente di diffusione che compaiono anche nell'equazione di Langevin. Le due equazioni sono effettivamente alternative, ma come vedremo, solo dall'impiego combinato di entrambe è possibile ottenere modelli lagrangiani a particelle effettivamente utilizzabili.

7.3 MODELLO MONODIMENSIONALE DEL MOTO DI UNA PARTICELLA.

Studiamo ora con maggior rigore il movimento di una *particella* di inquinante, anche se per semplicità limitiamoci per il momento a considerarne il *solo movimento verticale* senza dire nulla del suo movimento orizzontale. Realisticamente, il movimento verticale di una generica particella sarà estremamente irregolare a causa della turbolenza che caratterizza il *PBL* e la sua velocità verticale w , per intervalli temporali dt superiori a t_μ potrà essere vista come la realizzazione di un processo stocastico Markoviano descritto dall'equazione di Langevin, come già detto. Quindi, dal punto di vista della velocità, la particella durante la sua vita percorrerà una *traiettoria* più o meno irregolare nello *spazio monodimensionale delle velocità w* . Come conseguenza di ciò, la velocità della particella genererà uno *spostamento* della stessa e quindi la particella percorrerà una vera e propria *traiettoria nello spazio monodimensionale della coordinata verticale z* . Normalmente si riassume tutto ciò dicendo che la *particella* nel tempo percorre una *traiettoria nello spazio bidimensionale delle fasi (z,w)* . Se l'equazione di Langevin è lo strumento ideale per descrivere la velocità verticale w , lo spostamento z della particella, e quindi la sua *traiettoria*, è efficacemente descritta dalla normale cinematica. In sintesi, il movimento di una generica particella sullo spazio delle fasi è descritto dal *sistema differenziale stocastico* seguente:

$$dw = a_w(z, w, t)dt + b_w(z, w, t) \cdot dW(t) \quad [7.13 \text{ a}]$$

$$dz = wdt \quad [7.13 \text{ b}]$$

Nella prima equazione, che descrive il *movimento secondo w* , si distinguono immediatamente il *coefficiente di drift* $a_w(z, w, t)$, il *coefficiente di diffusione* $b_w(z, w, t)$ e la realizzazione di un processo incrementale di Wiener $dW(t)$, cioè di realizzazioni non correlate nel tempo con distribuzione a media nulla e varianza dt . La seconda equazione, dedicata alla descrizione dello spostamento fisico della particella nello spazio reale, è la normale legge dello spostamento della cinematica che è stocastica solo perché dW ha natura stocastica.

Come visto, il sistema (7.13) non è l'unico modo con cui descrivere il moto della particella, infatti a questa descrizione lagrangiana si affianca anche una descrizione euleriana in cui viene impiegata la controparte euleriana dell'equazione di Langevin, cioè l'equazione di Fokker-Planck, dove compare la *pdf* $P(z, w, t)$ il cui ovvio significato è la probabilità che al tempo t esista una particella nella posizione $z \div z + dz$ con velocità verticale $w \div w + dw$. Dato che stiamo *considerando uno spazio delle fasi bidimensionali*, l'equazione di Fokker-Planck sarà simile ma non uguale a quanto visto in precedenza. In definitiva, la sua forma corretta è la seguente:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} P(z, w, t) + \frac{\partial}{\partial z} [w \cdot P(z, w, t)] = \\ - \frac{\partial}{\partial w} [a_w \cdot P(z, w, t)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial w^2} [b_w^2 \cdot P(z, w, t)] \end{aligned} \quad [7.14]$$

Il problema che dobbiamo affrontare ora è il seguente:

- il modello ideale con cui descrivere il moto della particella è sicuramente il sistema (7.13) in cui però sono presenti i coefficienti a_w e b_w del tutto incogniti;
- tali coefficienti sono presenti anche nell'equazione di Fokker-Planck (7.14), controparte euleriana dell'equazione di Langevin;
- nell'equazione (7.14) è presente inoltre la *pdf* $P(z,w,t)$ che, per quel che ne sappiamo, rappresenta le proprietà statistiche del movimento delle particelle di un inquinante, impossibili da determinare.

Ciò che nella realtà siamo in grado di misurare o stimare sono solo *le proprietà statistiche del fluido turbolento* in cui si muovono le particelle di inquinante e a cui è dedicata l'intera Micrometeorologia riassunta nel Cap.2. Sarebbe auspicabile *gettare un ponte* tra le proprietà statistiche del fluido e quelle delle particelle e ciò consentirebbe forse di uscire da questa situazione di blocco logico. Questo *ponte* è stato realizzato da Thomson (1987) che formulò il celebre *well mixed criterion* da cui sono nati tutti gli sviluppi teorici ed applicativi successivi. Partiamo, nella discussione, domandandoci per prima cosa quale sia il significato di *concentrazione sullo spazio delle fasi* (z,w) di un generico inquinante. Tale concentrazione può essere definita in maniera rigorosa come:

$$C(z, w, t) = P(z, w, t) / P_a(z, w, t) \quad [7.15]$$

dove con $P_a(z,w,t)$ si è indicata la *pdf* associata al fatto che un *elemento di fluido* possiede al tempo t una posizione z ed una velocità verticale w , proprietà statistica che è realistico poter conoscere o stimare dalla Micrometeorologia, mentre con $P(z,w,t)$ si è indicato al solito la *pdf* di una generica particella in quel punto dello spazio delle fasi. Il *criterio* postulato da Thomson, che di fatto rappresenta in un certo senso un *criterio di chiusura*, è semplice ed intuitivo. Infatti, tra le tante situazioni possibili possiamo considerare anche quella in cui le particelle di inquinante siano *ben rimescolate* col fluido. Ciò comporta inevitabilmente che:

$$C(z, w, t) = \text{costante} \quad [7.16]$$

questo ad un certo generico istante t^* . Perché mai questa situazione dovrebbe mutare nel tempo in assenza di sorgenti perturbatrici? Un mutamento di concentrazione sarebbe irrealistico e quindi la (7.16) dovrà essere valida anche per ogni $t > t^*$. Se ciò è vero in generale, tra $P(z,w,t)$ e $P_a(z,w,t)$ dovrà valere la relazione seguente:

$$P(z, w, t) = \text{costante} \cdot P_a(z, w, t) \quad [7.17]$$

Questa relazione è di fondamentale importanza dato che costituisce il *ponte cercato* (e sperato) tra la *pdf* del fluido (misurabile) e quella delle particelle di inquinante (non misurabile). Se si utilizza la (7.17) nell'equazione di Fokker-Planck (7.14), si ottiene

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} P_a(z, w, t) + \frac{\partial}{\partial z} [w \cdot P_a(z, w, t)] = \\ - \frac{\partial}{\partial w} [a_w \cdot P_a(z, w, t)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial w^2} [b_w^2 \cdot P_a(z, w, t)] \end{aligned} \quad [7.18]$$

E' immediato verificare che la (7.14) e la (7.18) sono uguali salvo che P_a sostituisce P e questa non è una variazione puramente cosmetica! Infatti, stabilita l'equivalenza fra le due equazioni, da questo momento $P_a(z,w,t)$ non è più un'incognita del problema, dato che in qualche modo

siamo in grado di misurarla o stimarla (in pratica tutta la Micrometeorologia è finalizzata proprio a questo). Le uniche incognite presenti nella (7.18) sono i coefficienti a_w e b_w , le stesse presenti nel sistema (7.13). Queste sono le armi di cui disponiamo! L'intenzione è ora quella di:

- usare il sistema (7.13) per descrivere la dispersione delle particelle nello spazio;
- usare l'equazione di Fokker-Planck (7.18) come *equazione di servizio* in modo tale che essa, con altre considerazioni, ci consenta di determinare i coefficienti incogniti a_w e b_w .

7.3.1 Determinazione del coefficiente di diffusione

Dalla Seconda Ipotesi di Kolmogorov (si veda il Cap.2), nell'*inertial subrange* la statistica di un fluido è indipendente dalla propria viscosità dinamica ν ed è funzione *solo* del tasso di dissipazione di energia cinetica turbolenta ε . Monin e Yaglom (1971b) hanno mostrato che *la funzione di struttura lagrangiana della velocità di una particella* ammette una Relazione di Similarità. Si ricordi che questa funzione di struttura è data da:

$$D(dt) = \overline{[w(t+dt) - w(t)]^2} = dt w^2 \quad [7.19a]$$

Se utilizza l'equazione di Langevin (7.13) nella relazione precedente e si operano opportune semplificazioni (Gardiner, 1983), si ottiene:

$$D(dt) = b_w^2 dt \quad [7.19b]$$

Come mostrato da Monin e Yaglom (1971b), per $D(dt)$ vale la Relazione di Similarità:

$$D(dt) = C_0 \varepsilon \cdot dt \quad [7.20a]$$

che eguagliata alla (7.19b) porta alla determinazione della seguente relazione che permette finalmente la stima del *coefficiente di diffusione* b_w :

$$b_w = \sqrt{C_0 \cdot \varepsilon} \quad [7.20b]$$

In questa relazione compare C_0 è una Costante Universale normalmente il cui valore risulta pari a 2. L'importante risultato ottenuto sta nel fatto che nelle (7.13) l'unica incognita rimasta è a_w .

7.3.2 Determinazione del coefficiente di drift

La determinazione del coefficiente di *drift* a_w è decisamente più laboriosa e richiede l'impegno dell'equazione di Fokker-Planck (7.18) che, a sua volta, necessita della conoscenza delle proprietà statistiche del fluido in cui si vengono a trovare le particelle, condensate nella *pdf* $P_a(z, w, t)$. A priori, questa conoscenza è possibile: per esempio un modello numerico di *PBL* con adeguata chiusura o alcune delle Relazione di Similarità possono essere sufficienti allo scopo. In pratica, però, possiamo limitarci a considerare solo due casi tipici che, di fatto, esauriscono le diverse possibilità che si riscontrano nella realtà del *PBL*:

- una turbolenza caratterizzata da una statistica ben rappresentata da una *pdf gaussiana*, tipica di tutte le *situazioni stabili, adiabatiche e poco convettive*;

- una turbolenza non gaussiana, tipica di tutte le *situazioni fortemente convettive*.

Dato nella realtà che la transizione da situazioni fortemente convettive e situazioni debolmente convettive ed adiabatiche è quasi sempre graduale e continua, è importante che il coefficiente a_w ottenuto in situazioni non gaussiane si riduca *con continuità* al valore di a_w tipico delle situazioni gaussiane.

7.3.2.1 Turbolenza gaussiana

Anche se tale situazione è più teorica che reale, tuttavia rappresenta con notevole realismo molte situazioni reali (stabilità, adiabaticità e bassa convettività). Il punto di partenza della deduzione, quindi, è l'ipotesi secondo cui:

$$P_a(z, w, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_w} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{w}{\sigma_w}\right)^2\right] \quad [7.21]$$

in cui sia w che σ_w possono variare, a priori, con la quota z ed il tempo t . La deduzione di a_w si riduce, quindi, nell'introdurre la (7.21) nell'equazione di Fokker-Planck (7.18), nel ricordare che il termine diffusivo b_w è dato dalla (7.20b) e nel risolvere l'equazione differenziale che ne risulta. In pratica si ha che

$$a_w(z, w, t) = -\left(\frac{C_0 \varepsilon}{2\sigma_w^2}\right) \cdot w + \frac{\Phi}{P_a} \quad [7.22a]$$

dove

$$\frac{\Phi}{P_a} = \frac{1}{2} \frac{\partial \sigma_w^2}{\partial z} + \frac{1}{2\sigma_w^2} \cdot \left(\frac{\partial \sigma_w^2}{\partial t}\right) \cdot w + \frac{1}{2\sigma_w^2} \left(\frac{\partial \sigma_w^2}{\partial z}\right) \cdot w^2 \quad [7.22b]$$

Congruentemente col fatto che la *pdf* P_a è *gaussiana*, per la determinazione del coefficiente a_w è necessaria *solo* la conoscenza della varianza σ_w^2 . Questa soluzione generale, che si dimostra essere unica, può essere ulteriormente *semplificata* per adeguarsi a situazioni realmente riscontrabili nel *PBL*.

Stazionarietà.

Frequentemente nella realtà la variazione nel tempo di σ_w^2 è estremamente lenta e viene quindi naturale *invocare l'ipotesi di stazionarietà*. In questo caso σ_w^2 non dipende da t e quindi la (7.22) si riduce alla forma seguente:

$$a_w(z, w) = -\left(\frac{C_0 \varepsilon}{2\sigma_w^2}\right) w + \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{w}{\sigma_w}\right)^2\right] \cdot \frac{\partial \sigma_w^2}{\partial z} \quad [7.23a]$$

A questa relazione erano giunti, anche se con metodi diversi, Thomson(1987) e Wilson e al.(1983). In pratica si vede come questa situazione corrisponda allo stato di un *PBL* in lenta evoluzione in cui σ_w^2 varia apprezzabilmente con la quota ed in cui la *pdf* di w è *gaussiana*. A rigore, una tale situazione non si riscontra veramente nella realtà, anche se rappresenta con notevole realismo una vasta gamma di situazioni reali. Proprio per questa ragione, la (7.23a) è

una delle relazioni più usate per rappresentare il movimento verticale di una particella nelle situazioni stabili o poco convettive.

Stazionarietà ed omogeneità.

In questo caso σ_w^2 risulta indipendente sia dal tempo t che dalla posizione verticale z e ciò comporta una drastica semplificazione nella (7.23a) che si riduce alla relazione seguente:

$$a_w = -\left(\frac{C_0 \varepsilon}{2\sigma_w^2}\right) \cdot w \quad [7.23b]$$

Questa soluzione può essere applicata in tutte quelle situazioni a lenta evoluzione temporale e con gradienti verticali di σ_w^2 molto modesti. La sua applicabilità pratica nella descrizione del movimento verticale di una particella è molto limitata. Se però ne considerassimo il movimento orizzontale, per esempio trasversale, effettivamente la *pdf* relativa sarebbe molto prossima ad una gaussiana con σ_v^2 lentamente variabile nel tempo e con modesti gradienti rispetto alla variabile y . In questo caso lo spazio delle fasi da considerare sarebbe (y,v) .

7.3.2.2 Turbolenza non gaussiana

L'assunzione di un *PBL* caratterizzato da una turbolenza gaussiana è un'approssimazione non accettabile per le situazioni convettive in cui siano presenti vortici di dimensioni paragonabili all'estensione verticale dell'intero *PBL* che determinano correnti asimmetriche ascendenti (*updraft*) e discendenti (*downdraft*). Di tutto ciò si è trattato al Cap.2 e nel Cap.4 è stata presentata una classe di modelli stazionari per la simulazione della dispersione degli inquinanti in grado di rappresentare con sufficiente realismo queste situazioni. Qui di seguito, ci accingiamo alla determinazione di una metodologia per la stima del coefficiente di *drift* a_w presente sull'equazione di Langevin (7.33a) adeguata a rappresentare la dispersione verticale degli inquinanti in questa situazione.

In Letteratura sono molti i lavori dedicati a questo tema. A tale proposito vale la pena ricordare Baerentsen e Berkowicz(1984), Luhar e al.(1996), Luhar e Bitter(1989), Weil(1990), Weil (1992). In tali riferimenti sono presentati i vari modelli proposti, spesso notevolmente complessi, quasi tutti relativi a situazioni prossime alla stazionarietà.

Hurley e Physick(1993) hanno osservato che, realisticamente, nelle situazioni convettive il *Mixed Layer* occupa una porzione percentualmente molto grande dell'intero *PBL* (in generale la porzione prevalente) e quindi le zone del *PBL* in cui sono riscontrabili apprezzabili gradienti verticali sono limitate al *SL* (spesso molto ridotto) ed all'*Entrainment Layer*. Se si accetta di commettere un errore (piuttosto ridotto) in tali zone, è possibile invocare un'ipotesi semplificativa di omogeneità spaziale che comporta la forma seguente per il coefficiente di drift:

$$a_w = -\frac{C_0 \varepsilon}{2} \cdot \frac{A_1 \cdot N(m_1, \sigma_1) \cdot (w - m_1) / \sigma_1^2 + A_2 \cdot N(m_2, \sigma_2) \cdot (w - m_2) / \sigma_2^2}{A_1 \cdot N(m_1, \sigma_1) + A_2 \cdot N(m_2, \sigma_2)} \quad [7.24a]$$

In questa relazione le funzioni $N(m_i, \sigma_i)$ sono delle gaussiane a media m_i e varianza σ_i^2 ($i = 1$ per gli *updraft* e $i= 2$ per i *downdraft*). I coefficienti A_1 e A_2 sono rispettivamente l'area occupata

dagli updraft e dai downdraft mentre le variabili m_1 e m_2 e σ_1 e σ_2 sono le velocità medie degli *updraft* e *downdraft* e le rispettive deviazioni standard. S è la *Skewness* di w per cui sono disponibili Relazioni di similarità. Premesso ciò, il modello richiede che

$$A_1 = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{S^2 / (8 + S^2)} \right] \quad [7.24b]$$

$$\sigma_1^2 = m_1^2 = \frac{1}{2} \sigma_w^2 (1 - A_1) / A_1 \quad [7.24c]$$

$$m_2 = -m_1 \cdot A_1 / (1 - A_1) \quad [7.24d]$$

$$A_2 = 1 - A_1 \quad [7.24e]$$

Un approccio alternativo, ma molto interessante ed utile nelle applicazioni pratiche, è quello proposto da Franzese e al. (1999) secondo cui:

- di essa si ipotizza di conoscere σ_w, S ed anche la *Kurtosis* $K_z = \overline{w^4} / \sigma_w^4$;
- si ipotizza, come ipotesi di chiusura, che il coefficiente di *drift* sia rappresentabile dalla funzione parabolica seguente:

$$a_w(z, w) = \alpha(z) \cdot w^2 + \beta(z) \cdot w + \gamma(z) \quad [7.25a]$$

Rimandando ai riferimenti originali per i dettagli, il risultato dell'applicazione dell'equazione di Fokker-Planck porta a determinare la forma funzionale delle funzioni $\alpha(z)$, $\beta(z)$ e $\gamma(z)$, date da:

$$\alpha = \left\{ \frac{1}{3} \frac{\partial \overline{w^4}}{\partial z} - \frac{\overline{w^3}}{2\overline{w^2}} \left[\frac{\partial \overline{w^3}}{\partial z} - C_0 \varepsilon \right] - \overline{w^2} \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial z} \right\} / \left(\frac{\overline{w^4}}{\overline{w^2}} - \frac{\overline{w^3}^2}{\overline{w^2}^2} - \overline{w^2}^2 \right)$$

$$\beta = \frac{1}{2\overline{w^2}} \left[\frac{\partial \overline{w^3}}{\partial z} - 2\overline{w^3} \alpha - C_0 \varepsilon \right] \quad [7.25b]$$

$$\gamma = \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial z} - \overline{w^2} \alpha$$

Il pregio di questo modello sta nella sua relativa semplicità formale che non va a scapito del rigore fisico. Inoltre a_w si riduce alla forma prevista per la turbolenza gaussiana quando S tende a zero e K_z a 3 (valore tipico della distribuzione gaussiana). L'unico problema presentato da tale modello è la necessità di conoscere il coefficiente di Kurtosis. Per semplicità si può adottare forma seguente:

$$K_r = \overline{w^4} / \sigma_w^4 = 3.5 \quad [7.25c]$$

Prima di procedere è opportuno applicare quanto fin qui sviluppato per realizzare alcuni esempi pratici tutti realizzati però in un dominio bidimensionale (x, z) .

Si consideri inizialmente una sorgente che emette particelle al suolo nella posizione $(0, 0)$ in una situazione convettiva caratterizzata da:

- una velocità del vento di $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ misura a 10 m dal suolo,
- un profilo verticale della velocità del vento che segue la Relazione di Similarità entro il SL e resta costante entro il ML ,
- una temperatura di 20°C ,
- una *friction velocity* di $0.2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$,
- un flusso turbolento di calore sensibile di 250 Wm^{-2} ,
- una σ_w data dalla relazione di Similarità $\sigma_w = 0.6w_*$,
- un tasso dissipazione di energia cinetica turbolenta ε dato da $\varepsilon = 0.6 w_*^3 / z_i$,
- un'altezza del PBL pari a 1000 m.

La simulazione è stata condotta per un periodo di un'ora (3600 s) ripartito in 3600 sottoperiodi di 1 s ciascuno durante i quali vengono emesse 4 particelle per ogni sottoperiodo, cui viene attribuito un valore casuale iniziale della componente verticale w della velocità della particella. In ogni sottoperiodo ogni particella attiva (quelle di nuova generazione e quelle generate nei sottoperiodi precedenti) viene trasportata lungo l'asse x in funzione della velocità del vento presente alla quota della particella considerata e viene spostata lungo l'asse z in base al valore di velocità verticale w posseduto correntemente dalla generica particella. Ogni particella che raggiunge il suolo o la quota z_i viene riflessa perfettamente. Si è poi applicata una delle definizioni possibili di *concentrazione* (argomento di cui si parlerà successivamente). A tal proposito, se si suddivide l'intero spazio (bidimensionale) in celle regolari di dimensioni $\Delta x \cdot \Delta z$, la concentrazione di particelle in una cella sarà data da:

$$C(x_c, z_c) = n_c / (\Delta x \cdot \Delta z)$$

in cui x_c e z_c è la posizione del baricentro della cella e n_c è il numero di particelle che cadono entro tale cella. Inizialmente si è utilizzato per il coefficiente di *drift* la formulazione tipica di una turbolenza omogenea e gaussiana e la distribuzione spaziale della concentrazione risultante al termine del periodo di simulazione è quella riportata in *Fig. 7.3*.

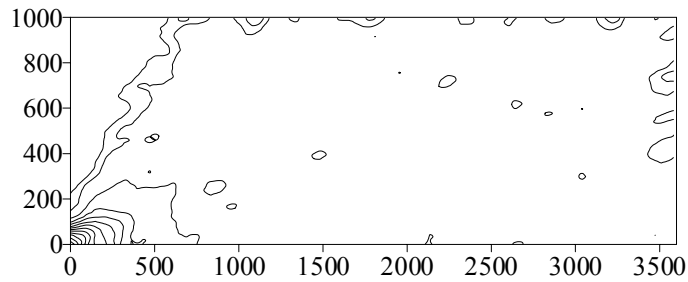


Fig.7.3: simulazione dell'emissione di una sorgente al suolo (modello di turbolenza gaussiana)

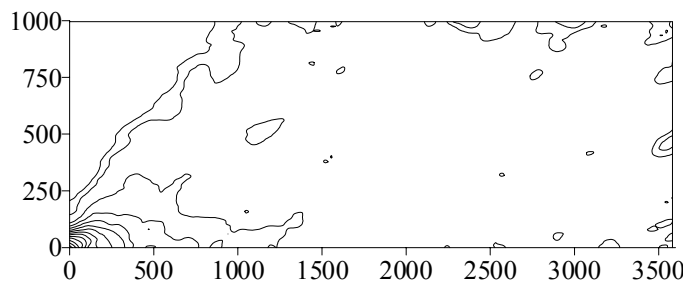


Fig.7.4: simulazione dell'emissione di una sorgente al suolo (modello di turbolenza non gaussiana)

Successivamente si è utilizzata la formulazione relativa ad una turbolenza sempre omogenea ma non gaussiana ed i risultati di concentrazione ottenuti sono quelli riportati in Fig.7.4. Come si può notare, i due modelli non sono equivalenti ed è abbastanza evidente come l'adozione di un modello che considera la turbolenza non omogenea evidenzi una maggiore *convettività* nella distribuzione dell'inquinante.

Sono state poi realizzate altre due simulazioni nelle medesime condizioni micrometeorologiche, ma con una sorgente elevata posta nella posizione $(0., 0.25z_i)$, cioè a 250 m dal suolo. La distribuzione bidimensionale della concentrazione di particelle al termine del periodo di simulazione è quella riportata in Fig.7.5 nel caso si ipotizzi una turbolenza gaussiana e in Fig.7.6 nel caso in cui si ipotizzi una turbolenza non gaussiana. Anche in questo caso si nota come l'adozione del modello non gaussiano comporti nella soluzione una maggior *convettività*.

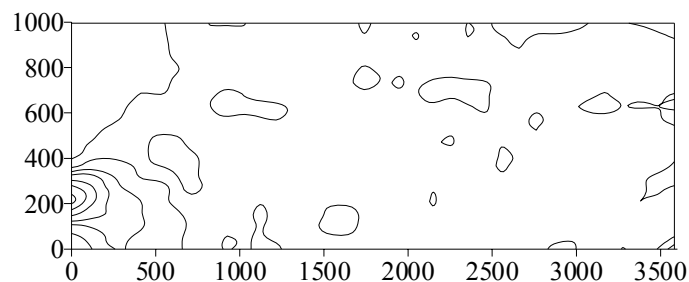


Fig.7.5: simulazione dell'emissione di una sorgente a $0.25z_i$ (modello di turbolenza gaussiana)

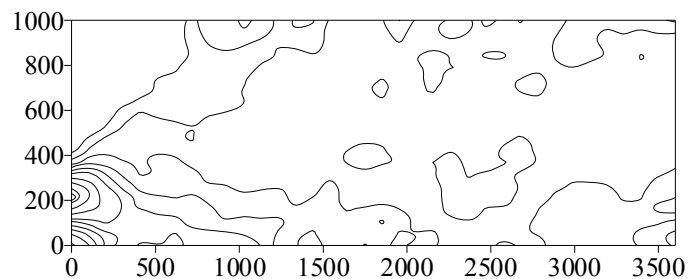


Fig.7.6: simulazione dell'emissione di una sorgente $0.25z_i$ (modello di turbolenza non gaussiana)

7.4 IL MODELLO TRIDIMENSIONALE DEL MOTO DI UNA PARTICELLA.

A questo punto risulta inevitabile affrontare il problema del moto reale di particelle nello spazio, argomento complesso ed ancora attivamente studiato nel mondo della ricerca. Data la notevole complessità dell'argomento, cercheremo di evitare ogni tipo di deduzione analitica, privilegiando esclusivamente gli aspetti applicativi del problema. Per i dettagli teorici, i riferimenti bibliografici principali sono Thomson (1987), Sawford e Guest (1988), Flesch e Wilson (1992), Luhar e Sawford (1995), Rodean (1996), Monti e Lezzi (1996), Rotach e al. (1996) e Sawford (1999).

Sintetizzando, i problemi che debbono essere affrontati in questo caso sono da un lato la formulazione dell'equazione di Langevin e dall'altro la formulazione corretta dell'equazione di Fokker-Plank. Ciò che si nota immediatamente è che:

- si hanno 3 equazioni di *Langevin* per le componenti della velocità della particella e 3

relazioni per lo spostamento della stessa lungo le direzioni coordinate;

- le 3 equazioni che descrivono le componenti della velocità della particella sono tra loro fortemente accoppiate.

Ciò sta a significare che *a priori* non è possibile descrivere il movimento della particella nello spazio *sic et simpliciter* come la sovrapposizione di tre moti monodimensionali, ciascuno relativo ad una singola direzione coordinata.

Dalle equazioni di Langevin e dall'equazione di Fokker-Plank, dall'ipotesi della Relazione di similarità per la funzione di struttura delle diverse componenti della velocità della particella e dall'ipotesi *well-mixed* si deducono i vari coefficienti di *drift* e di diffusione. I risultati che si ottengono sono notevolmente complessi. Non ci addentreremo nei dettagli della teoria. Dato che la maggior parte dei modelli a particelle impiegati nella pratica semplifica drasticamente la complessità del problema, qui di seguito viene presentato quello che viene chiamata l'approssimazione quasi-tridimensionale.

Questa approssimazione prende le mosse dal lavoro di Thomson per il caso di turbolenza gaussiana stazionaria. Le equazioni di Langevin per le tre componenti istantanee del vento sono tra loro accoppiate, tuttavia se si ipotizza che le varianze σ_u^2 , σ_v^2 e σ_w^2 sono poco variabili con la quota e se si trascura il termine contenente la covarianza tra u e w tale accoppiamento si riduce fortemente. Questo fatto viene sfruttato e generalizzato quando è necessario realizzare modelli a particelle tridimensionali di tipo operativo (e non di ricerca) Tra i modelli operativi attualmente disponibili è interessante considerare come esempio significativo il modello LADM (*Lagrangian Atmospheric Dispersion Model*) descritto in Physick e al. (1994). Questo modello, dedicato alla simulazione della dispersione di inquinanti su domini di calcolo di media estensione, ha semplificato drasticamente il modello tridimensionale, considerando, di fatto, il moto di una generica particella come la combinazione di tre moti monodimensionali del tutto indipendenti aventi le caratteristiche seguenti:

- un moto lungo la direzione sottovento x per cui il coefficiente di *drift* è coincidente con quello derivato per un moto monodimensionale in turbolenza gaussiana omogenea, cioè:

$$\alpha_u = -\left(\frac{C_0 \varepsilon}{2\sigma_u^2}\right) \cdot (u - U) \quad [7.26a]$$

- un moto lungo la direzione orizzontale y trasversale alla direzione sottovento, per il quale il coefficiente di *drift* anche in questo caso coincide con quello relativo ad un moto monodimensionale in turbolenza gaussiana omogenea, cioè:

$$\alpha_v = -\left(\frac{C_0 \varepsilon}{2\sigma_u^2}\right) \cdot v \quad [7.26b]$$

- un moto verticale per cui il relativo coefficiente di *drift*, *durante le situazioni convettive* è quello che è stato derivato per una particella che si muove in un fluido caratterizzato da una turbolenza stazionaria e non gaussiana ed in particolare dalla relazione (7.24). Durante le situazioni stabili, invece, il coefficiente di *drift* scelto è quello relativo ad un moto monodimensionale in turbolenza gaussiana, stazionaria e non omogenea dato dalla (7.23a).

7.5 IL GALLEGGIAMENTO DELLE PARTICELLE

Il modello stocastico lagrangiano del movimento di particelle nello spazio reale e nello spazio delle fasi presuppone implicitamente che la densità delle particelle di inquinante sia uguale o poco differente dalla densità del fluido turbolento entro cui tali particelle si muovono. Nel caso reale, tuttavia, è frequente che i fumi inquinanti emessi dalle ciminiere possiedano una temperatura ragguardevolmente più elevata rispetto a quella dell'aria circostante ed una velocità ascensionale spesso di un ordine di grandezza superiore alla velocità media orizzontale del vento. Come si è già visto al Cap.4, questo è il ben noto fenomeno di *Plume Rise* che, per il momento, non è stato trattato dalla teoria lagrangiana presentata. Tra i pochi metodi proposti per inserire il *plume rise* in un contesto di modello lagrangiano a particelle, sembra importante presentarne due profondamente differenti, ma realmente applicati nella pratica modellistica corrente.

7.5.1 Il metodo “macroscopico”

Tale metodo (Hurley e Physick 1993), parte dal presupposto che, essendo una particella una porzione *macroscopica* di aria, ad essa possano essere applicate le equazioni differenziali di *Plume Rise* proposte da Briggs (1975) che normalmente descrivono l'innalzamento dei fumi di un pennacchio. Secondo tale teoria il fumo emesso da una ciminiera viene caratterizzato da:

- un flusso di galleggiamento (*buoyancy flux*) che, all'emissione, è definito come:

$$F_0 = g w_s r_s^2 \left(1 - \frac{T_a}{T_s} \right) \quad [7.27a]$$

dove w_s e T_s sono rispettivamente la velocità ascensionale e la temperatura (K) dei fumi allo sbocco della ciminiera, T_a è la temperatura (K) dell'aria alla stessa quota, r_s è il raggio equivalente (m) interno della ciminiera allo sbocco e g è l'accelerazione di gravità;

- un flusso di quantità di moto (*momentum flux*) che, all'emissione, risulta pari a:

$$M_0 = w_s^2 r_s^2 \frac{T_a}{T_s} \quad [7.27b]$$

mentre, per una porzione di fumo che si è alzata rispetto alla quota di emissione di $z_r = z - z_s$ (z_s è la quota di emissione), può essere espresso dalla relazione :

$$M = w_p \cdot \bar{u} \cdot \beta_R^2 \cdot z_r^2 \quad [7.27c]$$

dove w_p è la velocità ascensionale di questa porzione di fumo a z_r , \bar{u} è la velocità media orizzontale del vento a questa quota e β_R è il parametro di entrainment, pari a 0.6.

Secondo Briggs, all'emissione il fumo già possiede un *valore iniziale di innalzamento*, dato dalla relazione:

$$z_{or} = \frac{r_s}{\beta_R} \cdot \frac{T_a w_s}{T_s \bar{u}} \quad [7.27d]$$

Hurley e Physick hanno fatto l'ipotesi che:

- ogni particella emessa possiede al momento dell'emissione un *buoyancy flux* F_0 , un *momentum flux* M_0 , un innalzamento z_{or} ed una velocità ascensionale w_s ;
- nel suo movimento ascensionale F e M variano nel del tempo e con essi anche la velocità ascensionale w_p (che inizialmente valeva w_s) e la quota raggiunta $z = z_s + z_r$. Le leggi che governano tutto ciò sono (Briggs, 1975):

$$\frac{dF}{dt} = -s \frac{sM}{2.25} \quad [7.28a]$$

$$\frac{dM}{dt} = F \quad [7.28b]$$

$$\frac{dz_r}{dt} = w_p \quad [7.28c]$$

L'integrazione di questo sistema di equazioni differenziali ordinarie, con le condizioni $F=F_0$, $M=M_0$, $w_p=w_s$ a $t = 0$, consente di ottenere la velocità ascensionale w_p posseduta dalla particella ad un generico istante t . Va notato che s è il parametro di stabilità, definito come:

$$s = \begin{cases} 0 & \text{se } \frac{d\theta_a}{dz} \leq 0 \\ \frac{g}{T_a} \cdot \frac{d\theta_a}{dz} \Big|_z & \text{se } \frac{d\theta_a}{dz} > 0 \end{cases} \quad [7.28d]$$

E' interessante notare che finché la particella si trova ad una quota in cui il gradiente di temperatura potenziale dell'aria circostante è negativo o nullo, mantiene inalterato il proprio *buoyancy flux*, come si può notare dalla (7.28a).

- il moto ascensionale della particella si arresta quando risulta verificata una regola di arresto. In particolare, se la particella si trova ad una quota dove il gradiente di temperatura potenziale è negativo o nullo, essa si arresterà quando la dissipazione di energia cinetica propria dei fumi e data da $\varepsilon_f = 1.5w_p^3 / z_r$ risulta minore o uguale alla dissipazione di energia cinetica ε dell'aria circostante. Se quest'ultima è approssimata dalla semplice relazione $\varepsilon = 0.6w_*^3 / z_i$, allora la regola di arresto è che:

$$w_p = 0 \text{ se } w_p \leq 0.74 \left(w_* \frac{z_r}{z_i} \right)^{1/3} \quad [7.29]$$

Se invece la particella sta in atmosfera stabile ($d\theta_a / dz > 0$) la particella arresterà la propria fase ascensionale per galleggiamento quando $F=0$.

Per chiarire meglio l'impiego di queste relazioni, si consideri una particella ad una generica quota z , con *buoyancy flux* F e *momentum flux* M . Si consideri, inoltre, un intervallo di tempo dt e si integri analiticamente o numericamente il sistema (7.28) ottenendo la velocità w_p dovuta al galleggiamento. Nel contempo con uno dei modelli presentati nei punti precedenti si determini la variazione dw della velocità verticale dovuta alla sola turbolenza atmosferica. La effettiva velocità della particella sarà:

$$w(t + dt) = w(t) + dw + w_p \quad [7.30a]$$

e quindi la nuova quota della particella sarà pari a:

$$z(t + dt) = z(t) + w(t + dt) \cdot dt \quad [7.30b]$$

cioè

$$z_r(t + dt) = z(t + dt) - z_s \quad [7.30c]$$

Come si vedrà successivamente, normalmente nelle situazioni convettive si ipotizza che una particella venga riflessa in corrispondenza della sommità del *PBL* che si configura come una barriera rigida riflettente nei confronti del suo moto. Se però la particella non ha esaurito la sua spinta ascensionale, Hurley e Physick ipotizzano che tale barriera non deve aver alcun effetto sul moto ascensionale della particella stessa.

7.5.2 Il metodo “microscopico”

Tale metodo, proposto Van Dop (1992) ed applicato in modelli di utilità pratica da Yamada (2000), considera la situazione che una particella posta ad una certa quota z possieda una temperatura potenziale θ_p mentre l'aria circostante si trovi alla temperatura potenziale θ_a . La particella sarà quindi soggetta ad un galleggiamento definito dalla relazione:

$$B = \frac{g}{T_a} (\theta_p - \theta_a) \quad [7.31]$$

che causerà alla particella una velocità ascensionale w_p , positiva o negativa a seconda del segno di B . Le equazioni differenziali che descrivono tale fenomeno sono:

$$\frac{dw_p}{dt} = -\frac{w_p}{T_w} + B \quad [7.32a]$$

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{B}{T_B} - s \cdot w_p \quad [7.32b]$$

dove s è dato dalla (7.28d) e T_w e T_B sono *tempi caratteristici di rilassamento* dati da:

$$T_w = T_B = A(t^* + t_0) \quad [7.32c]$$

A e t_0 valgono rispettivamente 3/4 e 1 secondo e t è il tempo trascorso dall'emissione della particella. Dal punto di vista operativo si procede nel modo seguente:

- ad un certo istante t si abbia alla quota z , dove la temperatura potenziale è pari a θ_a , una particella con temperatura θ_p ;
- la soluzione dell'equazione di Langevin che descrive il moto verticale della particella nell'atmosfera turbolenta sia pari a w_L , che rappresenta la velocità verticale della particella al netto degli effetti di galleggiamento;
- si integri il sistema (7.32) ottenendo la velocità della particella dovuta al solo galleggiamento;

- al tempo t , la velocità complessiva della particella sarà pari a:

$$w(t) = w_L + w_p \quad [7.33a]$$

e quindi il suo spostamento verticale nell'intervallo temporale successivo sarà:

$$z(t + dt) = z(t) + W(t) \cdot dt \quad [7.33b]$$

Per concludere, come sottolineato da Yamada (2000), questa metodologia potrà essere applicata, sostanzialmente senza variazioni, anche per descrivere particella con una densità ρ_p anche molto superiore a quella dell'aria ρ_a . L'unica cosa da fare sarebbe definire il galleggiamento come:

$$B = \frac{\rho_a - \rho_p}{\rho_a} g \quad [7.33c]$$

In realtà la cosa non così semplice come potrebbe sembrare, dato che la particella durante la sua vita incorporerà una parte dell'aria circostante, diminuendo progressivamente la propria densità ρ_p . Una discussione su tale problematica è riportata in Gopalakrishnan e Sharam (1997).

7.6 LE CONDIZIONI ALLA FRONTIERA DEL DOMINIO DI CALCOLO

Finora si è considerato il movimento delle particelle in uno spazio reale ma illimitato. In una situazione reale, però, si è costretti a considerare la dispersione delle particelle in un dominio di calcolo di dimensioni finite che, per esempio, può essere costituito da un parallelepipedo la cui base inferiore coincide col suolo (considerato per semplicità piatto ed orizzontale) e la cui base superiore è posta ad una quota superiore all'estensione massima del *PBL* (z_i).

Le condizioni al contorno relative alla superficie laterale del dominio di calcolo sono facilmente definibili: *se una particella supera nel suo moto tali frontiere, viene considerata definitivamente persa dal modello.*

Diverso è il caso della condizione al contorno inferiore. Il problema, teoricamente complesso, è stato trattato in Thomson e Montgomery (1994) Wilson e Flesch (1993) e Thomson e al. (1997). I risultati ottenuti, di indubbio interesse teorico, sono ben poco applicabili in pratica. Le possibili procedure applicabili in un modello operativo sono le seguenti:

- riflessione perfetta: se alla fine di uno spostamento nell'intervallo temporale Δt una particella si trova ad avere una velocità verticale w_i che *teoricamente* la porterebbe ad una quota $z_c < z_b$ (z_b è la quota a cui si trova la superficie di base del dominio di calcolo, *quota orografica*), tale particella subirà una riflessione perfetta col suolo, ponendosi alla quota z_r con una velocità verticale w_r , date dalle relazioni:

$$z_r = 2z_b - z_c \quad [7.34a]$$

$$w_r = -w_i \quad [7.34b]$$

Questo meccanismo, estremamente semplice, è però corretto solo se la *pdf* che descrive la turbolenza del fluido è gaussiana, cioè è valida solo in condizioni stabili, adiabatiche e debolmente convettive.

- riflessione con pdf non gaussiana, tipica delle situazioni convettive. La condizione di

riflessione in questo caso dovrebbe *conservare* la distribuzione di velocità delle particelle. Le considerazioni teoriche su cui si base sono piuttosto complesse (Thomson e Montgomery, 1994) e ciò spinge ad individuare metodologie semplificate. Una di esse è quella proposta da Hurley e Physick (1993) secondo cui, nel caso di interazione della particella con la frontiera inferiore del dominio di calcolo, si ha:

$$z_r = 2z_b - z_c \quad [7.35a]$$

$$w_r = -\frac{1-p}{p} w_i \quad [7.35b]$$

dove

$$p = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{S^2 / (8 + S^2)} \right] \quad [7.35c]$$

in cui S è il coefficiente di *Skewness* della componente verticale del vento. L'interazione con la sommità del *PBL* deve essere considerato solo nelle situazioni convettive. In questo caso, secondo Hurley e Physick (1993) si ha che:

$$w_r = -\frac{p}{1-p} w_i \quad [7.36]$$

Queste regole di riflessione sono confortate dai dati sperimentali ottenuti in laboratorio da Willis e Deardorff (1981), come confermato nel lavoro di Nasstrom e Ermak (1988).

Da ultimo, se si è in *condizioni stabili*, non vi è alcuna riflessione superiore e la particella risulta persa una volta che si sia innalzata sopra il top del dominio di calcolo. Come già detto, una particella in fase ascensionale per galleggiamento non viene riflessa dal top del *PBL* neppure nelle situazioni convettive. Sempre nelle *situazioni convettive*, una particella che si muove sopra la sommità del *PBL* una volta superata la sommità del dominio di calcolo deve considerarsi persa a tutti gli effetti.

7.7 IL CALCOLO DELLA CONCENTRAZIONE DI INQUINANTE ED IL PROBLEMA DEL KERNEL

Un modello lagrangiano a particelle, qualunque sia la sua complessità, ad un istante t produce come risultato la distribuzione spaziale delle particelle e non un campo di concentrazione di inquinanti come fanno tutti gli altri tipi di modelli di simulazione della dispersione di inquinanti in aria. Ovviamente questo non è il tipo di *output* che si aspetta da un modello!

Il modo più ovvio per ottenere al tempo t la concentrazione C in un punto $P(x,y,z)$ dello spazio è quello di considerare un parallelepipedo di lati Δx , Δy e Δz centrato su P e di *contare* il numero di particelle che tale parallelepipedo contiene. Se le particelle contenute sono N_p , ognuna rappresentante una massa m_k di inquinante, la concentrazione $C(x,y,z;t)$ sarà pari a:

$$C(x, y, z; t) = \frac{1}{\Delta x \Delta y \Delta z} \cdot \sum_{k=1}^{N_p} m_k \quad [7.37]$$

Non sarà sfuggito che questa definizione presenta un *elevato grado di arbitrarietà*. In primo luogo il campo di concentrazione dipende fortemente dal numero di particelle emesse. Se tale

numero è molto elevato, lo spazio sarà decisamente molto “pieno” di particelle ed il calcolo della concentrazione col metodo di campionamento rappresentato dalla (7.37) fornirà un campo decisamente regolare; al contrario, se il numero di particelle emesse è limitato (situazioni desiderabile dal punto di vista dei tempi di calcolo), il campo che si otterrà lo sarà molto di meno. Ovviamente, a parità di distribuzione di particelle, il campo di concentrazione sarà tanto più regolare quanto maggiore è la dimensione del volume di campionamento. Non esiste una *regola aurea* per risolvere questo problema! Analizzando i lavori pubblicati si può dire che una *situazione di compromesso* può essere quella in cui il numero di particelle emesse in un’ora è dell’ordine delle decine di migliaia ed il volume di campionamento presenta una dimensione orizzontale caratteristica dell’ordine di 50÷100 m ed una verticale dell’ordine di 10 m.

Un modo completamente differente di affrontare il problema è basato sul concetto di *area di influenza di una particella* secondo cui la singola particella più che mimare l’evoluzione nello spazio di una singola molecola, rappresenta un gruppo numeroso di molecole (*cluster* di molecole o *puff*). La posizione della particella rappresenterebbe quindi il *baricentro del puff*, in cui però le differenti molecole tenderebbero col tempo ad allontanarsi le une dalle altre. In questa visione, quindi, ogni particella sarebbe un’*entità astratta* che, oltre a possedere i normali *attributi* di una particella, cioè una posizione, una velocità media, una velocità “turbolenta” ed una massa di inquinante, sarebbe caratterizzata anche da un’età, pari alla differenza tra tempo attuale e tempo di emissione, ed una dimensione, in generale proporzionale all’età. Più precisamente (De Haan, 1999), più che di dimensione della particella si dovrebbe parlare di distribuzione probabilistica della massa di inquinante attribuita alla singola particella attorno al proprio baricentro. Tale funzione di densità di probabilità è nota col nome di “*Kernel della particella*”. De Haan (1999) tratta l’argomento in modo rigoroso e del tutto generale, anche se l’applicabilità pratica di tutto ciò è molto relativa.

Un caso particolare (sicuramente il più usato) è un *Kernel gaussiano*, secondo cui la massa trasportata da una generica particella risulta distribuita secondo una densità di probabilità pari al prodotto di tre funzioni gaussiane (una per ciascuna direzione cardinale) tra loro indipendenti. Pertanto il contributo $C_k(x,y,z;t)$ alla concentrazione totale di inquinante al tempo t , nel punto $P(x,y,z)$ dovuta ad una particella k che rappresenta una massa m_k di inquinante risulta pari a:

$$C_k(x, y, z; t) = \frac{m_k}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \cdot \exp\left[-\frac{(x_k - x)^2}{2\sigma_x^2}\right] \cdot \exp\left[-\frac{(y_k - y)^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot \left\{ \exp\left[-\frac{(z - z_k)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z + z_k)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad [7.38]$$

Questa relazione (Yamada e Bunker, 1988) ipotizza che ci sia una *riflessione al suolo* del *Kernel* verticale. Per prima cosa si nota immediatamente come la (7.38) sia formalmente identica alla formulazione base di un *modello gaussiano puff* già vista in precedenza ed è per questo che un modello lagrangiano a particelle con *Kernel* gaussiano prende il nome di *Particle-Puff model*. La profonda differenza tra la (7.38) e l’analoga formulazione *puff* sta nel fatto che in un modello puramente *puff* le coordinate (x,y,z) del puff sono deterministiche, dovute cioè al solo trasporto del baricentro del puff da parte del campo medio del vento, mentre in un modello *Particle-Puff* tali coordinate sono *parzialmente stocastiche* (dovute alla turbolenza e descritte dalle equazioni di Langevin).

L’applicazione pratica della (7.38) è subordinata alla definizione delle deviazioni standard σ_x , σ_y e σ_z del *Kernel* gaussiano. La scelta più naturale sta nell’adottare le conclusioni della teoria di Taylor della diffusione omogenea (Yamada e Bunker, 1988) secondo cui, se per esempio si

considera la direzione trasversale y , si ha che:

$$\sigma_y^2 = 2\sigma_v^2 \int_0^t \int_0^\xi R(\xi) \cdot d\xi \cdot dt \quad [7.39a]$$

Se si ipotizza che la funzione di autocorrelazione $R(\xi)$ (ξ è il *time lag*) ha la forma esponenziale $R(\xi) = \exp[-\xi/T_{Ly}]$ rispetto al *Tempo Caratteristico Lagrangiano* T_{Ly} , la (7.39a) diventa:

$$\sigma_y^2 = 2\sigma_v^2 T_{Ly} \cdot \left\{ t + T_{Ly} \cdot \exp\left[-\frac{t}{T_{Ly}}\right] - T_{Ly} \right\} \quad [7.39b]$$

approssimabile nel modo seguente:

$$\begin{cases} \sigma_y = \sigma_v \cdot t & t \leq 2T_{Ly} \\ \sigma_y^2 = 2T_{Ly} \sigma_v^2 t & t > 2T_{Ly} \end{cases} \text{ se} \quad [7.39c]$$

La versione operativa delle relazioni precedenti è:

$$\begin{cases} \sigma_y(t + \Delta t) = \sigma_y(t) + \sigma_v \Delta t & t \leq 2T_{Ly} \\ \sigma_y^2(t + \Delta t) = \sigma_y^2(t) + 2T_{Ly} \sigma_v^2 \Delta t & t > 2T_{Ly} \end{cases} \quad [7.39d]$$

Analoghe relazioni valgono per la direzione x e z a patto di utilizzare i valori appropriati di Tempo Lagrangiano di Scala. A proposito del Tempo Lagrangiano di Scala, è opportuno fare alcune considerazioni di utilità pratica:

- esiste un Tempo Lagrangiano di Scala per ogni direzione (*streamline*, trasversale e verticale), e rappresenta in pratica il tempo di *decorrelazione del moto della particella* nella direzione data;
- esiste una relazione tra Tempo Lagrangiano di Scala, varianza della componente del vento relativa alla direzione che si sta considerando e tasso di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta che, per il caso verticale è data dalla relazione seguente

$$T_{Lz} = \frac{2\sigma_w^2}{C_0 \varepsilon} \quad [7.39e]$$

e per le altre direzioni valgono relazioni analoghe in cui compare il valore appropriato della varianza della componente del vento relativa.

Non sarà certo sfuggita una *grave incongruenza fisica* nella formulazione *Particle-Puff* fin qui presentata. In essa le coordinate (x,y,z) della particella subiscono variazioni stocastiche e σ_x , σ_y e σ_z aumentano nel tempo, mostrando un progressivo incremento della turbolenza *interiorizzata* da un *puff*, e ciò fa sì che di fatto questo modello tenga conto *due volte* della turbolenza del *PBL*, cosa ovviamente scorretta (De Haan e Rotach, 1998a; Reynolds, 2000). Perché, viceversa, esso risulti fisicamente corretto è necessario che la turbolenza atmosferica totale *interiorizzata* dalla particella venga *ripartita* tra le variazioni stocastiche del baricentro e l'incremento delle deviazioni standard del *Kernel* gaussiano. Un possibile metodo è quello proposto da De Haan e Rotach (1998b) che si basa sulla constatazione che i vortici di dimensioni paragonabili alla

dimensione della particella contribuiscono solo al suo incremento dimensionale mentre i vortici di dimensione maggiore determinano la variazione stocastica della posizione del baricentro della particella rispetto alla traiettoria deterministica imposta dal campo di vento medio. Soffermiamoci inizialmente sulla prima delle due affermazioni. Considerando come *dimensione caratteristica* della particella nelle tre direzioni cardinali (*streamline*, trasversale e verticale) rispettivamente le tre deviazioni standard σ_x , σ_y e σ_z , vortici con frequenza superiore a:

$$n_x^* = \bar{u}/2\sigma_x \quad n_y^* = \bar{u}/2\sigma_y \quad n_z^* = \bar{u}/2\sigma_z \quad [7.40]$$

contribuendo direttamente all'incremento dimensionale della particella non dovranno contribuire alla variazione nel tempo della velocità (e quindi della posizione) del baricentro della particella. Il meccanismo di generazione delle componenti della velocità della particella, costituito sostanzialmente dalle equazioni di Langevin, tiene conto inevitabilmente dei vortici di ogni dimensione. Una volta generate le nuove componenti della velocità della particella, perché esse non vengano apprezzabilmente *contaminate* dai vortici che già hanno contribuito al suo incremento dimensionale, è necessario operare un *filtraggio numerico* di tali componenti con un filtro *passa-basso* avente una frequenza di taglio prossima a n_x^* per la componente u della velocità, n_y^* per la componente v e n_z^* per la componente w . De Haan e Rotach hanno impiegato a questo proposito un filtro di Kalman, anche se (Reynolds,2000) sono utilizzabili altri tipi di filtri numerici di più semplice applicazione. La discussione fin qui condotta è stata focalizzata interamente su come applicare correttamente il *kernel gaussiano*. Va comunque rilevato, a margine di tutta la discussione, che molto spesso l'azione di filtraggio numerico sulle componenti della velocità della particella viene ignorata, soprattutto in quei modelli che trattano la dispersione di inquinanti a mesoscala.

Comunque fin qui si è definito il contributo di ogni singola particella-puff alla concentrazione in un punto dello spazio ad un istante t e tale contributo è dato dalla relazione (7.38). Pertanto, all'istante t la *concentrazione totale* rilevata in un punto P è data dalla somma dei contributi derivanti da tutte le particelle presenti nel dominio di calcolo, cioè da:

$$C(x, y, z; t) = \sum_{k=1}^N C_k'(x, y, z; t) \quad [7.41]$$

dove N è il numero totale di particelle presenti. Va comunque sottolineato che tale relazione fornisce la *concentrazione istantanea* dell'inquinante in quel punto, quella cioè che si realizza all'istante t . Nella maggior parte dei casi si è interessati, invece, alla determinazione della *concentrazione media di inquinante in un periodo temporale* compreso tra l'istante t_1 e l'istante $t_2 = t_1 + T$. Tale concentrazione media è data da:

$$\bar{C}(x, y, z) = \frac{1}{T} \int_{t_1}^{t_2} C(x, y, z; t) \cdot dt \quad [7.42a]$$

Dato che, come si vedrà immediatamente nel seguito, le equazioni di Langevin che compongono il modello stocastico che descrive il movimento nello spazio della particella deve essere discretizzato per poter essere risolto, l'intervallo temporale $T = t_2 - t_1$ verrà suddiviso in m sottointervalli uguali di ampiezza Δt tali che $t_j = t_{j-1} + \Delta t$ (per $j=0$ $t_0 = t_1$, per $j = m$ $t_m = t_2$) e per ogni istante t_j sarà disponibile la relativa concentrazione istantanea data dalla (7.38). La concentrazione media nel periodo tra t_1 e t_2 sarà quindi approssimata dalla relazione:

$$\bar{C}(x, y, z) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m C(x, y, z; t) \quad [7.42b]$$

7.8 LA DISCRETIZZAZIONE DELLE EQUAZIONI DI LANGEVIN

In base a quanto esposto finora, il movimento nello spazio-tempo di una generica particella è dato dal sistema stocastico seguente:

$$\begin{aligned} du &= \alpha_u dt + \sqrt{C_0 \varepsilon dt} \cdot d\eta_u \\ dv &= \alpha_v dt + \sqrt{C_0 \varepsilon dt} \cdot d\eta_v \\ dw &= \alpha_w dt + \sqrt{C_0 \varepsilon dt} \cdot d\eta_w \end{aligned} \quad [7.43a]$$

$$\begin{aligned} dx &= u \cdot dt \\ dy &= v \cdot dt \\ dz &= w \cdot dt \end{aligned} \quad [7.43b]$$

Se si vuole realizzare un modello operativo, è necessario *discretizzare* queste equazioni. Se si considera un *time-step* finito Δt invece di un incremento temporale infinitesimo dt , con alcune semplificazioni ulteriori la (7.43a) si trasforma nella seguente forma discreta:

$$\begin{aligned} u'(t + \Delta t) &= u'(t) + \alpha_u \Delta t + \sqrt{C_0 \varepsilon \Delta t} \cdot d\eta_u \\ v'(t + \Delta t) &= v'(t) + \alpha_v \Delta t + \sqrt{C_0 \varepsilon \Delta t} \cdot d\eta_v \\ w'(t + \Delta t) &= w'(t) + \alpha_w \Delta t + \sqrt{C_0 \varepsilon \Delta t} \cdot d\eta_w \end{aligned} \quad [7.44a]$$

dove u' , v' , w' sono la variazione delle componenti della velocità del vento della particella rispetto al moto medio dell'aria (\bar{u} , \bar{v} , \bar{w}) e $d\eta_u$, $d\eta_v$, $d\eta_w$ sono le realizzazioni di tre processi stocastici indipendenti di tipo gaussiano a media nulla e varianza unitaria. Pertanto, le (7.43b) si trasformeranno nella loro versione discreta:

$$\begin{aligned} x(t + \Delta t) &= x(t) + (\bar{u}(t) + u'(t)) \cdot \Delta t \\ y(t + \Delta t) &= y(t) + (\bar{v}(t) + v'(t)) \cdot \Delta t \\ z(t + \Delta t) &= z(t) + (\bar{w}(t) + w'(t)) \cdot \Delta t \end{aligned} \quad [7.44b]$$

Come è intuitivo, il valore dell'incremento temporale Δt non potrà essere qualsiasi, ma dovrà essere in qualche modo funzione del livello di turbolenza presente nel punto in cui si trova la particella. Questo argomento finora non è stato ancora trattato col dovuto rigore e per individuare una strategia realistica è conveniente fare alcuni semplici ragionamenti prendendo come equazione di riferimento l'equazione di Langevin relativa alla componente w della particella. Se si considera tale equazione e se si ipotizza che la particella si trova in un *PBL* caratterizzato da una turbolenza gaussiana e omogenea, si ha che:

$$w'(t + \Delta t) = w'(t) - \frac{C_0 \varepsilon}{2\sigma_w^2} w' \Delta t + \sqrt{C_0 \varepsilon \Delta t} \cdot d\eta_w \quad [7.45a]$$

da cui si ottiene la relazione seguente:

$$w'(t + \Delta t) = w'(t) \cdot \left[1 - \frac{C_0 \varepsilon}{2\sigma_w^2} \Delta t \right] + \sqrt{C_0 \varepsilon \Delta t} \cdot d\eta_w \quad [7.45b]$$

Dato che le dimensioni di σ_w sono $m \cdot s^{-1}$, quelle di ε sono $m^2 \cdot s^{-3}$ e C_0 è una costante, è immediato rendersi conto che:

$$T_{Lw} = 2\sigma_w^2 / (C_0 \varepsilon) \quad [7.45c]$$

ha le dimensioni di un tempo. Perciò la (7.45b) può essere riscritta come:

$$w'(t + \Delta t) = w'(t) \cdot \left[1 - \frac{\Delta t}{T_{Lw}} \right] + \sqrt{C_0 \varepsilon \Delta t} \cdot d\eta_w \quad [7.45d]$$

Ricordando che $e^{-x} \approx (1 - x)$ quando $x \ll 1$, nel caso in cui $\Delta t / T_{Lw} \ll 1$, tale relazione diventa:

$$w'(t + \Delta t) = w'(t) \cdot \exp(-\Delta t / T_{Lw}) + \sqrt{C_0 \varepsilon \Delta t} \cdot d\eta_w \quad [7.45e]$$

In realtà, in una turbolenza gaussiana omogenea la funzione di autocorrelazione presenta una forma esponenziale con un tempo caratteristico proprio dato dalla (7.45c), pertanto è facile vedere come l'equazione di Langevin, trascurando termini non rilevanti, alla fine diventi:

$$w'(t + \Delta t) = w'(t) \cdot R_w + [1 - R_w^2]^{1/2} \sigma_w \cdot d\eta_w \quad [7.45f]$$

con:

$$R_w = \exp[-\Delta t / T_{Lw}] \quad [7.45g]$$

Questa forma dell'equazione di Langevin suggerisce un metodo semplice per determinare il *time-step* Δt . Infatti basta definire un valore δ per l'errore accettabile nell'approssimazione dell'equazione ed il *time-step* cercato si otterrà dalla relazione seguente:

$$\exp[-\Delta t / T_{Lw}] - (1 - \Delta t / T_{Lw}) \leq \delta \quad [7.45h]$$

Non sarà sfuggito al lettore che il tempo caratteristico T_{Lw} è generalmente differente dagli analoghi tempi caratteristici T_{Lu} e T_{Lv} per le componenti u e v del moto della particella e quindi che in pratica avremmo tre possibili *time-step*, uno relativo a ciascuna direzione. Dato però che nella generalità dei casi la condizione più restrittiva è quella relativa al movimento verticale, è conveniente utilizzare il Δt che si ottiene dalla (7.45h) come *time-step* generale. Le difficoltà, però, non sono finite! Particelle che si trovano in punti diversi del PBL *sentiranno* una turbolenza differente e, per quanto abbiamo detto, richiederebbero *time-step* differenti. Tutto ciò complica non poco la realizzazione di un modello operativo. Un primo modo per risolvere il problema consiste nello stabilire un *time-step principale* Δt valido per tutte le particelle. Si considera poi una generica particella k che, trovandosi in un ben preciso punto dello spazio, *sente* un tempo caratteristico T_{Lw} . Con tale informazione si calcola un "*time-step locale*" $\Delta t'$. Se $\Delta t' \geq \Delta t$, verrà adottato come *time-step* Δt , in caso contrario si frazionerà il movimento della particella in $n = \Delta t / \Delta t'$ movimenti elementari ciascuno di durata $\Delta t'$. Dato che questa strategia, anche se semplice, aumenta la complessità dei modelli, spesso si preferisce adottare arbitrariamente un *time-step* unico Δt sufficientemente ridotto (valore tipico è 1 secondo).

7.9 IL TERMINE DI SORGENTE

E' singolare che gran parte dell'attenzione posta dai modellisti al modello lagrangiano a particelle sia focalizzata sull'apparato teorico che descrive il movimento delle particelle, mentre

ben poco è stato fatto sulla modalità della loro emissione. Nei punti che seguono si analizzeranno alcuni elementi utili a questo scopo prendendo come riferimento sorgenti di tipo puntuale, areale, volumetrico e lineare.

7.9.1 Sorgenti di tipo puntuale

Una sorgente puntuale è una sorgente che emette particelle da un punto fisso (x_c, y_c, z_c) dello spazio. Ogni particella emessa possiede al tempo di emissione t_0 le stesse coordinate della sorgente. Se la sorgente rappresenta un camino con un raggio r_0 significativo, è opportuno che ogni particella venga emessa da un punto interno al cerchio di raggio r_0 , con centro nella posizione (x_c, y_c) e posto alla quota z_c . Una possibile strategia che si può adottare è la seguente:

- si estraggono due numeri casuali α e β da una distribuzione uniforme. Tali numeri saranno compresi tra 0 e 1.
- le coordinate orizzontali della particella saranno date da:

$$\begin{aligned} x_{op} &= x_c + \alpha r_0 \cdot \cos(2\pi\beta) \\ y_{op} &= y_c + \alpha r_0 \cdot \sin(2\pi\beta) \end{aligned} \quad [7.46a]$$

- la coordinata z_{op} risulta coincidente con z_c

Il valore iniziale u'_0, v'_0, w'_0 della fluttuazione delle componenti della velocità della particella saranno estratte dalla funzione di densità di probabilità delle corrispondenti fluttuazioni della velocità dell'aria riscontrate nel punto di emissione. A volte questa strategia può essere realizzativamente complessa, per cui può risultare più semplice adottare le relazioni seguenti:

$$\begin{aligned} u'_0 &= \sigma_u(x_{op}, y_{op}, z_{op}) \cdot g_u \\ v'_0 &= \sigma_v(x_{op}, y_{op}, z_{op}) \cdot g_v \\ w'_0 &= \sigma_w(x_{op}, y_{op}, z_{op}) \cdot g_w \end{aligned} \quad [7.46b]$$

dove g_u, g_v e g_w sono numeri casuali estratti da una distribuzione gaussiana a media nulla e varianza unitaria.

Se la sorgente puntuale emette la sostanza inquinante con un tasso pari a Q ($\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$), la quantità di inquinante rappresentata da una singola particella risulta pari a:

$$m_k = Q \cdot \Delta t / N \quad [7.46c]$$

dove N è il numero di particelle emesse nel *time-step* Δt .

7.9.2 Sorgenti di tipo area

Una sorgente di tipo area è una porzione di piano, parallelo al suolo e posto ad una quota z_c , che emette inquinante ad un tasso, per unità di area, pari a q ($\text{g}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$). A priori la porzione di piano potrebbe essere di forma qualsiasi, tuttavia per semplificare la trattazione è opportuno considerare un'area rettangolare disposta come mostrato in *Fig. 7.7*.

Per simulare l'emissione da una sorgente area in un contesto di un modello lagrangiano a

particelle si può procedere nel modo seguente. Una volta deciso il numero N di particelle che nell'intervallo temporale Δt vengono emesse complessivamente, a ciascuna di esse viene attribuita una massa data dalla relazione seguente:

$$m_k = (q \cdot L_x \cdot L_y \cdot \Delta t) / N \quad [7.47a]$$

dove L_x e L_y sono i due lati del rettangolo. La posizione delle N particelle dovrà essere *uniformemente distribuita* entro il rettangolo. Non è difficile dimostrare che la posizione di una generica di queste particelle potrà essere data dalle relazioni seguenti:

$$\begin{aligned} x_{op} &= (\eta_0 - x_A) \cos \theta + (\xi_0 - y_A) \sin \theta \\ y_{op} &= (\xi_0 - y_A) \cos \theta - (\eta_0 - x_A) \sin \theta \end{aligned} \quad [7.47b]$$

in cui (x_A, y_A) sono le coordinate dell'angolo *SW* del rettangolo, θ l'angolo di inclinazione rispetto all'asse x dell'area rettangolare e, detti r_α e r_β due numeri casuali estratti da una distribuzione uniforme tra 0 e 1, η_0 e ξ_0 sono dati da:

$$\begin{aligned} \eta_0 &= L_x r_\alpha \\ \xi_0 &= L_y r_\beta \end{aligned} \quad [7.47c]$$

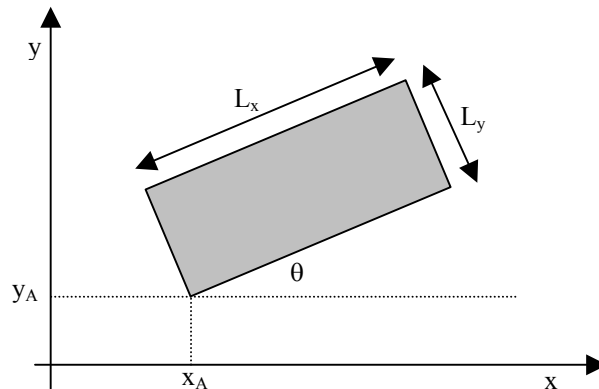


Fig.7.7: geometria di riferimento per una sorgente area.

7.9.3 Sorgente volume

La sorgente volume è una sorgente area con una dimensione verticale L_z . Per questo, le coordinate orizzontali di una generica particella emessa da questo tipo di sorgente si otterranno come si è visto per le sorgenti area, mentre la coordinata verticale può essere ottenuta come:

$$z_{op} = L_z r_\gamma \quad [7.48a]$$

dove, anche in questo caso, r_γ è un numero casuale estratto da una distribuzione uniforme (0,1). Se il tasso specifico di emissione da parte della sorgente è pari a M ($\text{g} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$), la quantità di inquinante attribuita ad una delle N particelle emesse nell'intervallo temporale Δt risulta pari a:

$$m_k = (M \cdot L_x \cdot L_y \cdot L_z \cdot \Delta t) / N \quad [7.48b]$$

7.9.4 Sorgente linea

Una sorgente linea è la schematizzazione di tutte quelle sorgenti area in cui la dimensione trasversale L_y risulta trascurabile rispetto alla dimensione longitudinale L_x . Il traffico autoveicolare lungo una strada è un esempio di una sorgente di questo tipo. Per simulare una sorgente di questo tipo, è opportuno riferirsi a quanto illustrato nella Fig.7.8. L'equazione del segmento che rappresenta la sorgente linea risulta data da:

$$y = y_1 + \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} \cdot (x - x_1) \quad [7.49a]$$

dove (x_1, y_1) e (x_2, y_2) sono le coordinate dei punti estremi del segmento. Per simulare l'emissione di una delle N particelle che si intende emettere, è sufficiente estrarre un numero casuale r_α da una distribuzione uniforme (0,1). Le coordinate di questa particelle saranno date da:

$$\begin{aligned} x_{op} &= x_1 + r_\alpha (x_2 - x_1) \\ y_{op} &= y_1 + \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1} (x_{op} - x_1) \end{aligned} \quad [7.49b]$$

E' immediato verificare che, se l è il tasso di emissione lineare di inquinante ($\text{g}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$), l'inquinante attribuito ad ciascuna delle N particelle emesse nell'intervallo temporale Δt risulta:

$$m_k = \left\{ l \cdot \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_2 - y_1)^2} \cdot \Delta t \right\} / N \quad [7.49c]$$

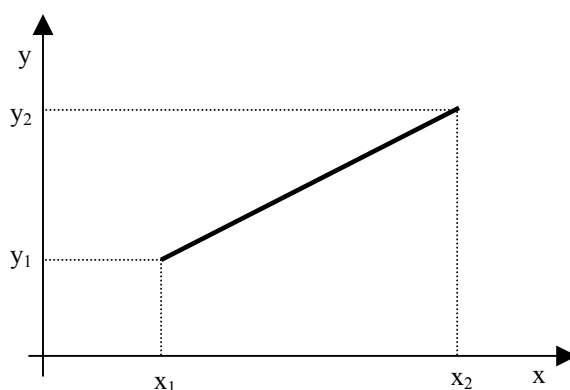


Fig.7.8: geometria per una sorgente linea.

7.10 REALISTICITÀ DI UN MODELLO A PARTICELLE

E' estremamente difficile dare un giudizio definitivo e particolareggiato del realismo di simulazione di un modello per la costante penuria di dati sperimentali adatti allo scopo e tutto ciò è vero anche per un modello lagrangiano a particelle. Tuttavia è interessante sottolineare che questo tipo di modello è stato studiato con interesse e passione proprio *dopo* aver riscontrato negli altri tipi di modelli gravi problemi rappresentativi, soprattutto durante le situazioni convettive.

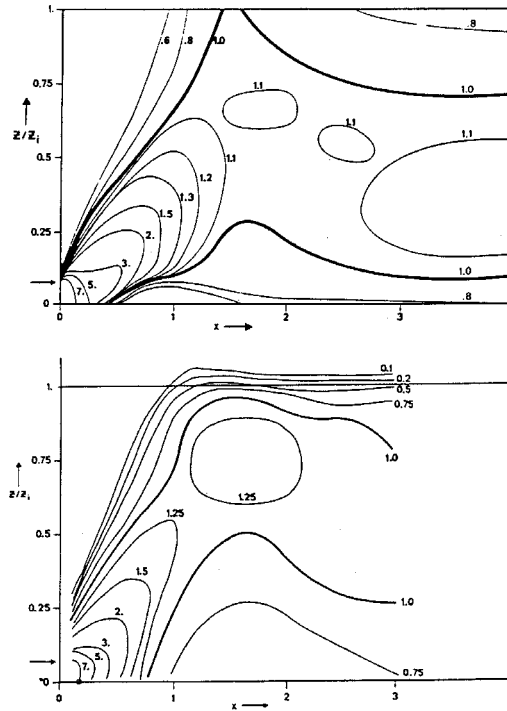


Fig.7.9: confronto tra i dati sperimentali di Willis e Deardorff e le simulazioni realizzate da De Baas e al, (1986) con un modello a particelle (quota di emissione = 0.07 z_i)

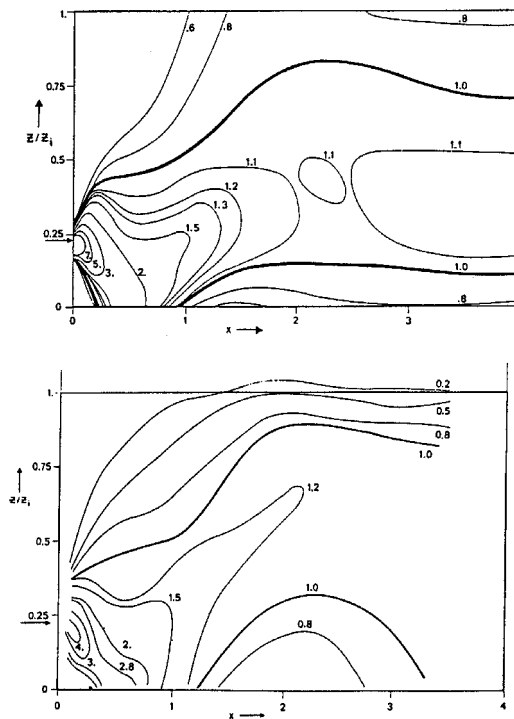


Fig.7.10: come Fig.7.9 (quota di emissione = 0.25 z_i)

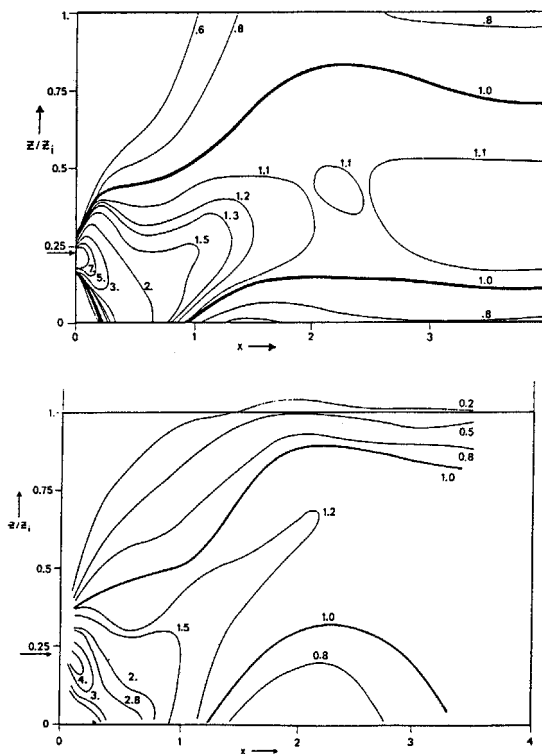


Fig.7.11: come Fig.7.10 (quota di emissione = 0.5 z_i)

In effetti, se si legge con attenzione l'enorme quantità di lavori pubblicati sui modelli a particelle si nota lo sforzo e la continua attenzione prestata dai vari autori nel confrontare i risultati prodotti dai propri modelli con i pochi e sparsi dati sperimentali. Sarebbe un'impresa titanica riassumere tutto questo. Ci si limita solo a fare le seguenti affermazioni, confortate da una montagna di lavori presentati in tutto il mondo:

1. il modello a particelle, più di ogni altro, si *appoggia* direttamente ed esplicitamente sulla micrometeorologia del *PBL* ed ha il pregio di evidenziare senza equivoci e senza alibi la stretta connessione tra micrometeorologia e dispersione degli inquinanti. Ovviamente più è rigorosa la descrizione della turbolenza del *PBL*, maggiore sarà la capacità del modello di rappresentare correttamente la distribuzione spazio-temporale dell'inquinante in aria.
2. la capacità di un modello lagrangiano a particelle di rappresentare correttamente la realtà aumenta con l'aumentare della capacità elaborativa dei mezzi di calcolo che consentono di generare un maggior numero di particelle e di utilizzare "time-step" sempre più ridotti.
3. poco lavoro è stato finora fatto per incorporare le reazioni chimiche in un contesto lagrangiano a particelle, anche se i risultati ottenuti (per esempio Chock e Winkler, 1994, Stein e al., 2000) sono molto incoraggianti. Probabilmente il vero limite sta nelle notevoli risorse di calcolo richieste da un modello di questo tipo.

Per concludere, qui di seguito si riporta nelle *Figg.7.9 ÷ 7.11* il confronto fatto da De Baas e al. (1986) tra le simulazioni realizzate dal loro modello a particelle ed i celebri risultati ottenuti in laboratorio da Willis e Deardorff (1974, 1976, 1978, 1981). Ciò che differenzia le tre figure è la quota di emissione dell'inquinante. Mentre nella prima la sorgente emette nel *SL*, nelle altre due la sorgente emette direttamente entro il *ML*. Ogni figura è in realtà composta da due figure

distinte. La parte superiore presenta i risultati ottenuti sperimentalmente da Willis e Deardorff mentre la parte inferiore le simulazioni ottenute da De Baas. Le situazioni considerate erano altamente convettive e le curve di isoconcentrazione mostrate si riferiscono alla concentrazione integrata trasversale. Se si considera che il modello utilizzato era estremamente semplice e ben lontano dalle raffinatezze attuali, si può asserire senza ombra di dubbio che tutti i tratti essenziali della dispersione in situazioni altamente convettive sono stati *catturati* dal modello.

7.11 ARCHITETTURA TIPICA DI UN MODELLO A PARTICELLE.

Una volta presentati gli elementi essenziali della Teoria di un Modello Lagrangiano a particelle, è ora indispensabile analizzare con un certo dettaglio come tale teoria possa essere tradotta in un algoritmo di calcolo che costituisca l'architettura logica di un reale modello (cioè un programma su un computer) in grado di simulare la dispersione di inquinanti nell'atmosfera. Per prima cosa va sottolineato che l'*entità logica principale* su cui si fonda un tale modello è la particella. Da un punto di vista logico, la particella è un'entità astratta e dinamica, caratterizzata dai principali attributi seguenti:

- una massa di inquinante: la particella *non possiede* una massa propria, ma *rappresenta* una quantità determinata d'inquinante emessa da una sorgente presente nel dominio di calcolo. La parentela tra sorgente e particella si realizza solo all'istante dell'emissione, in cui la sorgente crea una nuova particella e le *affida* una porzione di inquinante, dopo di che la particella che è libera di muoversi entro l'atmosfera.
- una posizione: la particella è un'entità astratta caratterizzata da una posizione (x_p, y_p, z_p) nello spazio, variabile da istante a istante. L'essenza del modello lagrangiano a particelle sta proprio nell'analisi della traiettoria delle varie particelle emesse, cioè della variazione della posizione spaziale di ciascuna particella col trascorrere del tempo.
- una velocità relativa al moto medio: ad un istante t le componenti della velocità di una particelle sono date da:

$$u_p = \bar{u} + u'_p \quad v_p = \bar{v} + v'_p \quad w_p = \bar{w} + w'_p \quad [7.50]$$

dove $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ sono le componenti del campo di vento in (x_p, y_p, z_p) al tempo t e u'_p, v'_p, w'_p sono le *velocità turbolente* della particella, date dall'equazione di Langevin. Solo queste ultime sono un attributo della particella stessa. Vanno subito fatte alcune precisazioni relativamente ai differenti sistemi di riferimento. Sia il vento medio che le componenti turbolente della velocità della particella sono riferite ad un sistema di riferimento solidale con la particella, in cui x (cui fanno riferimento le componenti \bar{u} e u'_p) è lungo la direzione media del vento locale. Un tale sistema di riferimento cambia ad ogni istante e ciò richiede di doversi riferire comunque ad un sistema di riferimento fisso, normalmente orientato secondo le consuetudini meteorologiche. Se nel punto in cui si trova la particella, il vento medio è \bar{V}_x (in direzione E-W), \bar{V}_y (in direzione N-S) e \bar{V}_z è nulla, dette u'_p, v'_p, w'_p le componenti della velocità turbolenta della particella nel sistema di riferimento mobile, la velocità complessiva della particella nel sistema di riferimento fisso sarà pari a:

$$\begin{aligned} V_x &= \bar{V}_x + u'_p \cos \alpha - v'_p \sin \alpha \\ V_y &= \bar{V}_y + u'_p \sin \alpha + v'_p \cos \alpha \\ V_z &= w_p \end{aligned} \quad [7.51]$$

dove $\alpha = \tan^{-1}(V_y / \bar{V}_x)$.

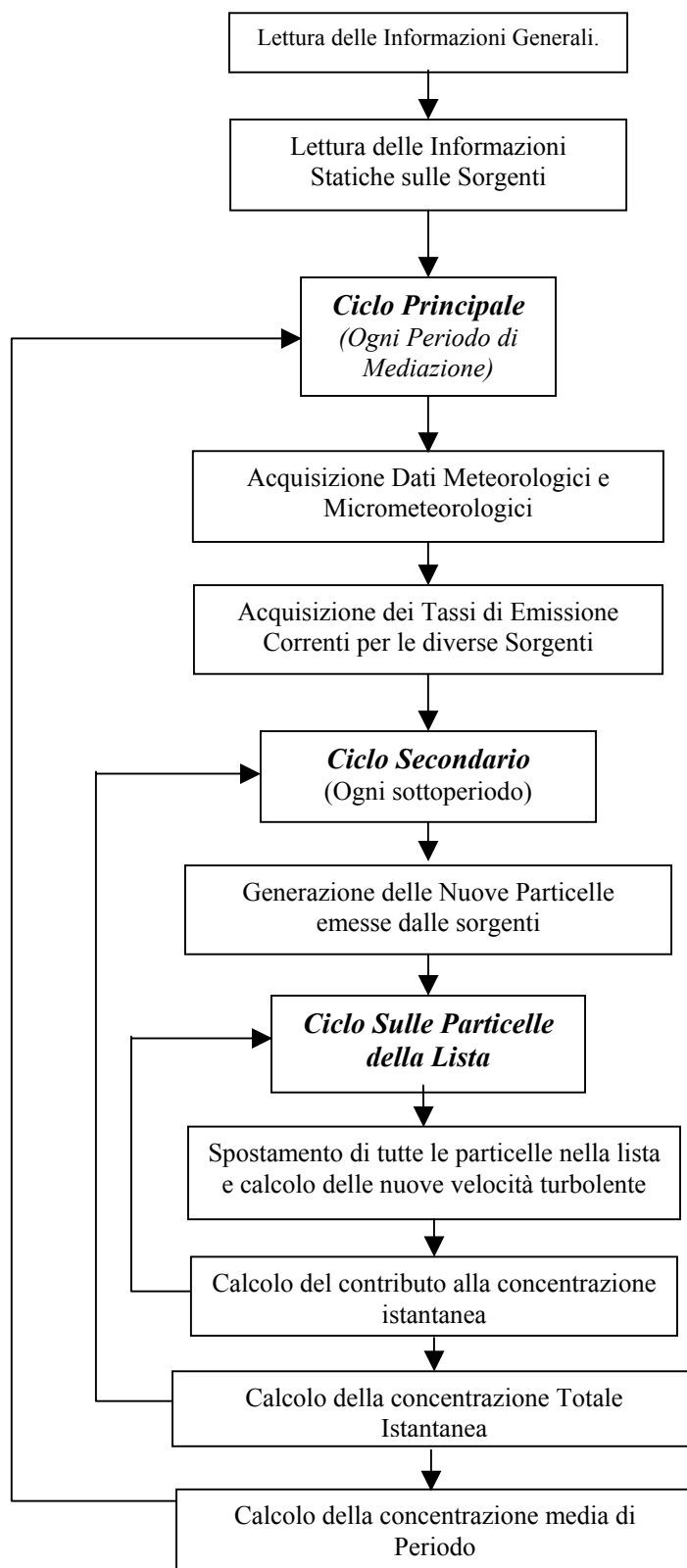


Fig.7.12: Architettura generale di un modello lagrangiano a paerticelle.

Nel caso in cui la particella rappresenta l'emissione di un inquinante dotato di *galleggiamento*, si vanno ad aggiungere *due nuovi attributi* alla lista di quelli già elencati in precedenza:

- il flusso di galleggiamento (*buoyancy flux*)
- il flusso di quantità di moto (*momentum flux*)

Se poi, come spesso accade, si attribuisce un *kernel* gaussiano alla particella, inevitabilmente si vengono ad aggiungere all'elenco altri tre attributi di particella:

- la deviazione standard nell'orizzontale (σ_h) che controlla l'ingombro orizzontale del *kernel* (si ricordi che normalmente si considera un'isotropia orizzontale),
- la deviazione standard in verticale (σ_z) che ne controlla la dimensione verticale,
- l'età della particella, cioè il tempo trascorso dalla sua emissione.

L'architettura generale di ogni modello lagrangiano a particelle è sostanzialmente quella proposta in Fig. 7.12. Inizialmente il modello acquisisce le informazioni generali per il proprio funzionamento, cioè:

- le *caratteristiche de dominio di calcolo*. Se, si immagina di considerare un territorio privo di orografia significativa, il dominio di calcolo sarà costituito da un parallelepipedo di cui si forniscono le coordinate dell'angolo SW, la sua estensione massima in direzione x (direzione Est), la sua estensione massima in direzione y (direzione Nord), la sua estensione verticale convenientemente superiore alla massima estensione verticale prevista per il *PBL*.
- le *caratteristiche della griglia di calcolo*. Ciò si riduce nel definire il numero di nodi n_x, n_y, n_z nelle tre direzioni. Il reticolo di calcolo sarà quindi costituito da $n_x \cdot n_y \cdot n_z$ nodi, separati da $\Delta x = L_x / (n_x - 1)$, $\Delta y = L_y / (n_y - 1)$, $\Delta z = L_z / (n_z - 1)$ rispettivamente nelle tre direzioni x, y, z (con L_x, L_y e L_z si è indicata l'estensione del dominio secondo x, y, z rispettivamente).
- il *tempo di mediazione*, inteso come il tempo tra due disponibilità consecutive di informazioni meteorologiche e micrometeorologiche. Spesso il tempo di mediazione rappresenta anche il tempo che intercorre tra differenti stime della dispersione spaziale della concentrazione dell'inquinante.
- il *numero di sottointervalli* temporali impiegati per integrare le tre equazioni di Langevin. Per esempio se il tempo di mediazione è pari a 3600s e si richiedono 360 sottointervalli, il valore di Δt impiegato nella versione discreta dell'equazione di Langevin è pari a 10s. Ciò significa che le varie particelle si muoveranno 360 volte prima che i differenti campi meteorologici e micrometeorologici mutino.

Successivamente il modello deve acquisire le caratteristiche statiche delle sorgenti emittenti (quelle caratteristiche che non mutano nel tempo):

- il *tipo di emissione* (sorgente puntuale, area, lineare, volumetrica),
- la *posizione geografica* ed altre caratteristiche di emissione (se necessario),
- la *quota di emissione*,
- le *modalità di emissione* dell'inquinante, come per esempio la velocità di emissione dei fumi e la loro temperatura.

A questo punto il modello inizia un ciclo principale che scandisce il tempo da un dato istante iniziale t_0 ad un istante finale t_N . Durante ogni ciclo, che simula ciò che avviene in un intervallo di tempo pari al tempo di mediazione, si ha che:

1. il modello acquisisce dall'esterno i campi meteorologici e micrometeorologici correnti;
2. il modello acquisisce il valore corrente del tasso di emissione di tutte le sorgenti presenti nel dominio di calcolo;
3. vengono generate nuove particelle che simulano l'emissione di inquinante da parte delle differenti sorgenti attive entro il dominio di calcolo. Una volta generate, tutte queste nuove particelle vanno ad aggiungersi alla lista di particelle emesse in precedenza nel dominio;
4. vengono mosse tutte le particelle presenti nella lista, vengono calcolate le nuove componenti della velocità turbolenta delle particelle, si verifica se alcune particelle escono dai confini laterali del dominio di calcolo (in tal caso vengono rimosse dalla lista delle particelle attive e si considerano a tutti gli effetti "morte");
5. viene calcolata la concentrazione di inquinante rappresentativa del periodo di mediazione.

Se si analizza con attenzione lo schema a blocchi di *Fig.7.12* si nota come le ultime tre azioni sopra indicate siano in realtà "frazionate" in un numero di sottointervalli fornito, come detto, al modello nella fase iniziale di acquisizione delle informazioni generali o stabilito dal modello stesso, come già detto in precedenza, in base al valore corrente dei tempi lagrangiani caratteristici. Questo frazionamento è controllato da un apposito ciclo secondario che scandisce la nascita delle nuove particelle, lo spostamento delle particelle attive, il calcolo delle nuove velocità turbolente di particella, l'eliminazione delle particelle fuoriuscite dal dominio di calcolo e la determinazione graduale della concentrazione media di inquinante.

Per concludere va sottolineato che, per come è stato descritto, il modello non è in grado di trattare fenomeni di rimozione quali la deposizione secca e umida. Di come sia possibile trattare tali fenomeni in un contesto di modello lagrangiano a particelle si parlerà nel seguito.

8. DEPOSIZIONE SECCA ED UMIDA E PROCESSI DI TRASFORMAZIONE CHIMICA

8.1 I PROCESSI DI DEPOSIZIONE

Gli inquinanti emessi nel *PBL* dalle sorgenti di vario tipo distribuite sul territorio non solo si disperdono nell'aria, ma l'abbandonano *depositandosi* al suolo. La deposizione degli inquinanti al suolo è in pratica uno dei più importanti meccanismi di *autodepurazione* di cui dispone il *PBL*. Non si deve pensare, però, che gli inquinanti presenti in aria *letteralmente* si depositino al suolo. Se questo è effettivamente vero per il particolato, così non è per gli inquinanti gassosi. Se il processo di deposizione ha luogo in assenza di precipitazioni, l'inquinante, venendo a contatto con gli elementi presenti al suolo (suolo nudo, vegetazione, specchi d'acqua, ecc.), innesca una complessa serie di fenomeni di tipo chimico, chimico-fisico e biochimico che, da un lato, impoveriscono l'aria e dall'altro alterano la vegetazione, la composizione dei suoli e delle acque superficiali. In pratica il fenomeno di deposizione produce un *flusso verticale negativo* (verso il basso) di inquinante in corrispondenza dell'interfaccia aria-suolo con un conseguente *impoverimento* di inquinante in aria ed un alterazione del suolo e di ciò che gli sta sopra. Quando sono presenti le precipitazioni tutto si fa più complesso. L'inquinante viene catturato dalle acque meteoriche, con esse può reagire chimicamente e da esse viene convogliato al suolo interagendo con tutto ciò che si viene a trovare sopra la superficie terrestre.

In assenza di precipitazioni, il processo di impoverimento dell'atmosfera viene chiamato *deposizione secca*. Anche se in termini assoluti il flusso di inquinante al suolo derivante da questo processo è relativamente limitato, la sua costante presenza ne fa un elemento estremamente efficace per l'autodepurazione dell'atmosfera, anche se ciò ha come contropartita un conseguente inquinamento del suolo, del sottosuolo e delle acque superficiali e sotterranee. La presenza delle precipitazioni meteoriche esalta i processi di deposizione (il flusso di inquinante è di circa due ordini di grandezza superiore) ed è la causa principale delle piogge acide. L'importanza di questo tipo di deposizione, che indichiamo con il termine di *deposizione umida*, è tanto maggiore quanto più frequenti sono le precipitazioni. Non è possibile in questa sede studiare tutti i meccanismi che concorrono alla deposizione secca ed umida: ci limiteremo solo ad una discussione, la più dettagliata possibile, della loro introduzione operativa nei vari modelli di dispersione degli inquinanti in aria.

8.1.1 La deposizione secca.

Col termine deposizione secca si indicano *collettivamente* tutti quei processi di varia natura (micrometeorologica, chimica, biochimica, biologica, ecc.) che, senza coinvolgere l'acqua presente in atmosfera, determinano un flusso non nullo e negativo (verso il basso) di inquinante all'interfaccia aria-suolo. La deposizione secca fa sì che l'aria si impoverisca di inquinante e quindi costituisce uno dei processi di autodeposizione dell'atmosfera, forse uno dei più importanti visto che risulta sempre attivo nel tempo.

Il processo di deposizione secca è molto complesso e coinvolge sia molti inquinanti gassosi che il particolato di varia granulometria e densità, anche se i processi elementari che coinvolgono le due classi di inquinanti possono essere molto diversi. Questa è la ragione per cui nel seguito si tratteranno separatamente queste due classi di inquinanti. In generale, i fattori che governano

L'ammontare di deposizione secca sono:

- il livello di turbolenza posseduto dallo strato di *PBL* più vicino alla superficie terrestre. Tanto più elevato è il livello di turbolenza del *SL*, tanto maggiore è la quantità di inquinante che viene trasportato verso l'interfaccia aria-suolo, aumentando quindi la probabilità di un suo trasferimento al suolo.
- le proprietà chimico-fisiche dell'inquinante, come la solubilità o la reattività chimica degli inquinanti gassosi o la densità, dimensione o forma per il particolato solido.
- la natura della superficie. Superfici non reattive possono ostacolare l'assorbimento e l'adsorbimento di certi gas, mentre superfici particolarmente lisce possono causare il rimbalzo delle particelle solide. Le superfici naturali con copertura vegetale, altamente variabili e difficili da descrivere teoricamente, generalmente sono favorevoli alla deposizione secca.

Da un punto di vista generale, il processo di deposizione secca si compone di *tre stadi differenti*:

- il primo stadio consiste nel trasporto di inquinante entro il *SL* (stadio aerodinamico) a causa della turbolenza atmosferica. Questo stadio è del tutto indipendente dalla natura fisico-chimica dell'inquinante interessato dal processo e dipende solo dal livello di turbolenza presente.
- il secondo stadio (stadio superficiale) consiste nella diffusione dell'inquinante entro il sottile strato d'aria dell'ordine di circa 1 mm che sovrasta l'interfaccia aria-suolo, cui normalmente viene dato il nome di *quasi-laminar sublayer*. In questo strato non è importante il livello di turbolenza del *PBL* ma piuttosto, per i gas, la diffusione molecolare e per il particolato i movimenti di tipo Browniano.
- il terzo stadio consiste nel trasferimento al suolo dell'inquinante (stadio di trasferimento superficiale). Ciò che accade in questo stadio dipende in maniera preponderante dal tipo di inquinante che si considera e dal tipo di suolo (e soprattutto del tipo di copertura vegetale) con cui l'inquinante si trova ad interagire. Va rilevato che questo stadio del processo di trasferimento influenza solo gli inquinanti gassosi.

8.1.1.1 La velocità di deposizione secca per un gas

Si consideri un generico inquinante gassoso ed si indichi con C_3 la sua concentrazione ad una generica quota z_R entro il *SL*, con C_2 la sua concentrazione all'interfaccia tra il *SL* e il *quasi laminar sublayer*, con C_1 la concentrazione alla base di tale strato e con $C_0=0$ la concentrazione di tale inquinante alla superficie. Per studiare quantitativamente il processo di deposizione secca è opportuno impiegare un'analogia elettrica (*Fig. 8.1*) secondo cui:

- il flusso di deposizione dell'inquinante viene equiparato ad una corrente elettrica,
- le varie concentrazioni vengono equiparate a livelli di tensione,
- il processo di deposizione secca viene rappresentato da *tre resistenze in serie*, la prima r_a che rappresenta in forma aggregata la dipendenza tra flusso di inquinante e la sua concentrazione dovuta alla turbolenza atmosferica, la seconda r_b che rappresenta l'azione esercitata dal *quasi-laminar sublayer* e la terza r_s che rappresenta il risultato dell'interazione

tra inquinante e superficie.

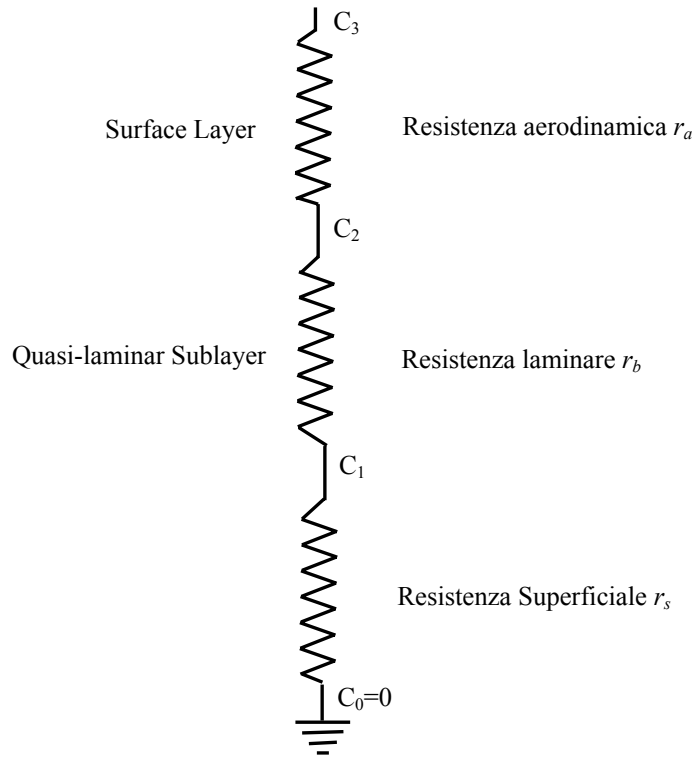


Fig. 8.1: analogia elettrica per la deposizione secca di un gas.

L'ipotesi principale sottostante all'analogia elettrica è che il processo di deposizione secca sia considerato stazionario. In questo caso, detto F_d il flusso di inquinante, per l'analogia elettrica si ha che:

$$|F_d| = \frac{C_3 C_2}{r_a} = \frac{C_2 - C_1}{r_b} = \frac{C_1 - C_0}{r_s} = \frac{C_1}{r_s} \quad [8.1]$$

da cui si ottiene:

$$C_3 = -(r_a + r_b + r_s) \cdot F_d \quad [8.2a]$$

dove il segno negativo sta ad indicare che il flusso è rivolto verso il basso. Se si pone

$$v_d = (r_a + r_b + r_s)^{-1} \quad [10.2b]$$

la (8.2a) si può riscrivere come:

$$F_d = -v_d C_3 \quad [8.2c]$$

Dato che le resistenze hanno la dimensione dell'inverso di una velocità, il parametro v_d avrà le dimensioni di una velocità e per questo prende il nome di velocità di deposizione secca. Pertanto la relazione (8.2c) mette in relazione, in termini generali ed aggregati, il flusso di deposizione di un determinato gas con la sua concentrazione entro il *SL* (dove effettivamente è ragionevole misurarla). La possibilità pratica di stimare il flusso di deposizione secca dipende

quindi solo dalla capacità di ottenere una stima realistica per v_d , cosa di cui ci occuperemo nel seguito del Capitolo.

Enorme è stato lo sforzo sperimentale per determinare il valore di v_d per i principali inquinanti ed in McMahon e Denison (1979) ed in Sehmel (1980) è stata presentata una sintesi dei risultati ottenuti. Il risultato è sconcertante! Se, per esempio si considera la SO_2 , Sehmel (1980) ha mostrato come le velocità v_d misurate sperimentalmente coprono 3 decenni (Fig.8.2).

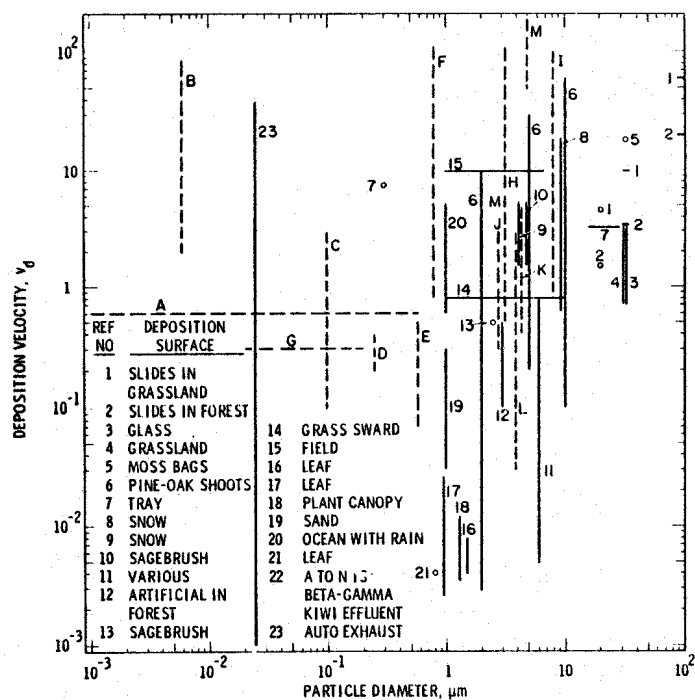


Fig.8.2: alcuni valori di velocità di deposizione per SO_2 (Sehmel, 1980)

Va poi detto che la deposizione è prevalentemente influenzata da fattori biologici e chimici. Se un gas relativamente inerte come CO presenta una v_d molto piccola ($\sim 10^{-3}$ - 10^{-4} cm/s), gas biologicamente o chimicamente più attivi presentano v_d di $0.3 \div 3$ cm·s⁻¹.

Ciò che allo stato attuale delle conoscenze risulta ormai evidente è che se si vuole determinare con un sufficiente grado di realismo la velocità di deposizione v_d è necessario ricondursi alla (8.2b) ed essere in grado di determinare ciascuno dei termini presenti in queste relazioni.

8.1.1.2 La velocità di deposizione secca per il particolato

Per le particelle solide, ciò che influenza in misura maggiore la deposizione secca è la dimensione e la densità. In effetti, la turbolenza agisce sulle particelle solide esattamente come sui gas, tuttavia tutto ciò viene esaltata dall'azione gravitazionale che su di esse viene esercitata. Inoltre nel *quasi-linear sublayer*, la diffusione delle particelle è determinata prioritariamente dai moti Browniani. Prima di entrare un po' di più nei dettagli, è opportuno fare alcune considerazioni derivanti dall'analisi dei dati sperimentali disponibili.

Nelle Figg. 8.3 e 8.4 sono presentati i valori sperimentali ottenuti per la velocità di deposizione di particelle solide in funzione della loro dimensione geometrica caratteristica (indicata col termine di *diametro*, e di cui si parlerà in seguito). In tali figure sono indicati anche, per

raffronto, i valori che assume all'equilibrio la velocità di caduta di una particella in un gas come l'aria in assenza di ogni tipo di deposizione e per il solo effetto della gravità. Tale velocità è indicata col termine di *velocità di sedimentazione* v_s e di essa tratteremo nel seguito.

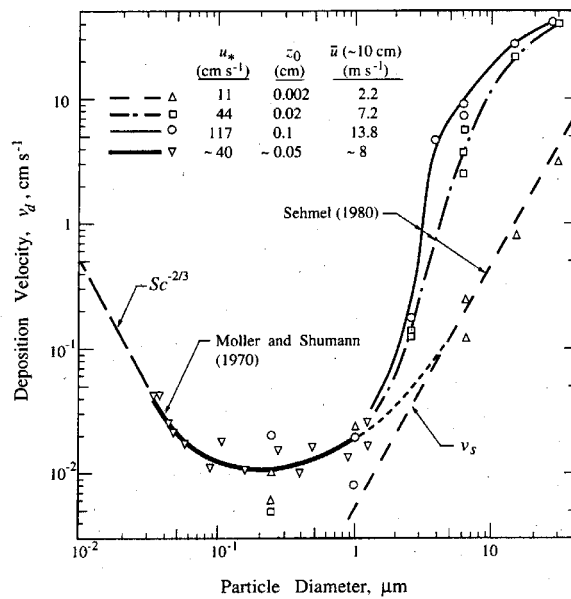


Fig.8.3: velocità di deposizione e di sedimentazione per il particolato (da Sehmel, 1980)

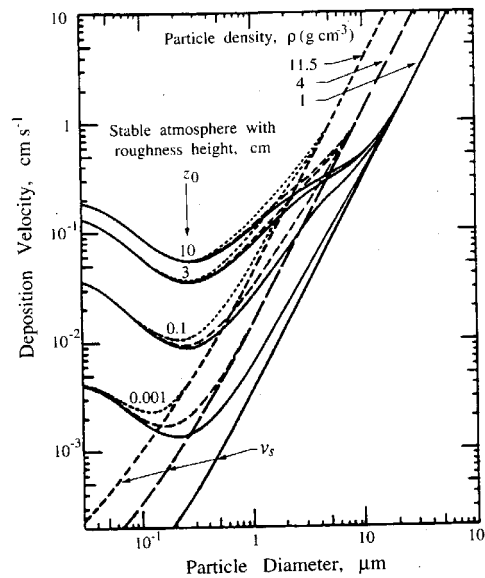


Fig.8.4: velocità di deposizione del particolato a differenti densità in funzione della granulometria ($u_* = 0.1 \text{ m s}^{-1}$)

I dati presentati nelle due figure indicano un caratteristico minimo per le velocità di deposizione in corrispondenza di una dimensione delle particelle (granulometria) tra 0.1 e 1.0 μm . La ragione di questo comportamento sta nel fatto che le particelle di piccola dimensione si comportano in modo molto simile ai gas e vengono trasportati entro il *quasi-laminar sublayer* in modo estremamente efficiente a causa della diffusione Browniana, che decresce la propria efficacia con l'aumentare della dimensione della particella fino a cessare di fatto per particelle di diametro attorno a 0.05 μm .

Al contrario, particelle di diametro superiore a 2 μm sono principalmente influenzate direttamente o indirettamente dalla gravità, soprattutto quelle con diametro superiore a 20 μm il cui comportamento è prevalentemente dominato dalla velocità di sedimentazione che cresce col quadrato del diametro della particella. Le particelle con diametro compreso tra 0.05 e 2 μm non vengono interessate molto dal processo di deposizione secca e costituiscono la maggior parte dell'aerosol che si accumula in atmosfera. La loro vita media può essere di alcuni giorni prima di essere rimosse dai processi di deposizione umida o dalla nebbia. Da ultimo va rilevato che dai risultati sperimentali disponibili risulta assente per le particelle lo stadio di deposizione secca legato all'interazione diretta con la superficie terrestre.

Anche nel caso delle particelle solide la deposizione secca può essere descritta adottando una *similitudine elettrica* molto simile a quella adottata per gli inquinanti gassosi, in cui, però,

- si ipotizza che le particelle, una volta raggiunto il suolo, restino permanentemente in contatto con la superficie; ciò comporta, di fatto, che $r_s = 0$ e $C_l = C_0 = 0$.
- le particelle presentano una propria velocità di sedimentazione gravitazionale v_s che agisce in parallelo a r_a (resistenza aerodinamica entro il *SL*) ed a r_b (resistenza incontrata dalla deposizione secca entro il *quasi-laminar sublayer*).

Si ha quindi che (Seinfeld e Pandis, 1998, Slinn e Slinn 1980; Pleim e al. 1984):

$$-F_d = \frac{C_3 - C_2}{r_a} + v_s C_3 = \frac{C_2}{r_b} + v_s C_2 \quad [8.3a]$$

Questa relazione può essere riscritta come:

$$F_d = -v_d C_3 \quad [8.3b]$$

dove

$$v_d = (r_a + r_b + r_a r_b v_s)^{-1} + v_s \quad [8.3c]$$

8.1.1.3 La velocità di sedimentazione gravitazionale delle particelle

Come si è visto, la velocità di sedimentazione gravitazionale è un parametro di primaria importanza nella descrizione quantitativa della deposizione secca delle particelle solide, soprattutto di quelle a granulometria maggiore. Per la sua determinazione si parte dall'equazione che esprime il bilancio delle forze verticali che agiscono su di una particella in caduta entro un fluido in quiete:

$$m_p \frac{dv_z}{dt} = m_p g + F_{drag} \quad [8.4]$$

In questa relazione m_p è la massa delle particelle e F_{drag} è la forza viscosa esercitata dal fluido sulla superficie esterna della particella. Come mostrato in Seinfeld e Pandis (1998), si ha che:

$$F_{drag} = \frac{3\pi\mu D_p}{C_c} v_z \quad [8.5a]$$

dove μ è la viscosità del fluido, D_p è il diametro della particella (che in questo semplice modello è supposta sferica) e C_c è un fattore noto come *slip correction factor* dovuto allo scorrimento del fluido sulla superficie esterna della particella e dato dalla relazione seguente:

$$C_c = 1 + \frac{2\lambda}{D_p} \cdot \left(1.257 + 0.4 \cdot \exp\left(-\frac{1.1D_p}{2\lambda}\right) \right) \quad [8.5b]$$

In questa relazione λ è il libero cammino medio delle molecole di fluido (nel nostro caso l'aria) dato dalla relazione:

$$\lambda = \frac{2\mu}{p \cdot [8M_B / (\pi RT)]^{1/2}} \quad [8.5c]$$

dove p è la pressione del fluido, M_B è il suo peso molecolare (28.97 g·moli⁻¹). Nel caso dell'aria alla temperatura di 288 K ed alla pressione di 1013 mb, λ risulta pari a $6.51 \cdot 10^{-8}$ m. La relazione (8.4) può essere riscritta nel modo seguente:

$$\tau \frac{dv_z}{dt} = \tau g - v_z \quad [8.6a]$$

dove con τ si è indicato il *relaxation time* della particella pari a :

$$\tau = (m_p C_c) / (3\pi\mu D_p) \quad [8.6b]$$

A titolo esemplificativo, per una particella di diametro 0.05 μm , $\tau = 4 \cdot 10^{-8}$ s, mentre per una particella di diametro 10 μm , τ raggiunge il valore di $3.14 \cdot 10^{-4}$. Integrando la (8.6a) con la condizione che $v_z(0) = 0$, si ottiene:

$$v_z(t) = \tau g \cdot (1 - \exp(-t/\tau)) \quad [8.7]$$

Per $t \gg \tau$ (condizione raggiunta molto rapidamente, visti i piccoli valori assunti da τ), v_z assume il *valore asintotico* v_s , noto come *velocità di sedimentazione* e pari a:

$$v_s = D_p^2 \rho_p g C_c / (18\mu) \quad [8.8]$$

dove ρ è la densità della particella. Questa è la ben nota legge di Stokes ed è valida per particelle di granulometria inferiore a 50 μm . Per granulometria superiori, la (8.8) sovrastima il valore effettivo di v_s : in tal caso è bisogna rifarsi a quanto riportato in Seinfeld e Pandis (1998).

8.1.1.4 Modello per il calcolo della velocità di deposizione secca

La velocità di deposizione è stata espressa, una volta adottata l'analogia elettrica, dalla relazione (8.2a) per i gas e (8.3c) per il particolato. Pertanto la sua determinazione quantitativa passa inevitabilmente attraverso la parametrizzazione di tutte le resistenze presenti nelle relazioni indicate.

8.1.1.4.1 Resistenza aerodinamica

La resistenza aerodinamica rappresenta il contributo alla deposizione secca dovuto all'azione della turbolenza del SL. Seguendo Balocchi e al. (1987) e Voldner e al. (1986), la resistenza aerodinamica r_a può essere determinata impiegando le normali relazioni della Teoria della similarità di Monin-Obukhov. A tal proposito, se si ipotizza che il flusso di deposizione secca nel SL possa essere ritenuto proporzionale al gradiente di concentrazione, si ha che:

$$F = |F_d| = K \frac{\partial C}{\partial z} \quad [8.9a]$$

Se si adottano le ipotesi seguenti:

- il coefficiente di diffusività K è dato dalla relazione di similarità seguente:

$$K = K_T = ku_* z / \Phi_h(z/L) \quad [8.9b]$$

- alla quota z (che si trova alla sommità del SL) la concentrazione di inquinante è C_3 ;
- l'estremo inferiore del SL (e quindi l'estremo superiore del *quasi-laminar sublayer*) si colloca alla quota z_{0h} (parametro di rugosità per la temperatura)

si ha che

$$F = (C_3 - C_2) \cdot \int_{z_{0h}}^z \left[\frac{\Phi_h(z/L)}{ku_* z} \right] \cdot dz \quad [8.9c]$$

cioè

$$r_a = \frac{1}{ku_*} \cdot \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0h}} \right) - \Psi_n(z/L) \right] \quad [8.10]$$

dove Ψ_h è la funzione di similarità per il profilo verticale della temperatura. Si nota immediatamente che r_a dipende esclusivamente dal livello di turbolenza meccanica e convettiva caratteristica della situazione che si sta considerando ed è quindi indipendente dal tipo di inquinante analizzato, sia esso un gas o particolato solido.

8.1.1.4.2 Resistenza nel quasi-laminar sublayer

Il modello di deposizione secca adottato postula l'esistenza, in prossimità della superficie, di un *quasi-laminar sublayer* entro cui la resistenza al trasferimento r_b dipende, per gli inquinanti gassosi, dalle proprietà molecolari dell'inquinante. Come evidenziato in Seinfeld e Pandis (1998), questo strato, di dimensioni verticali estremamente ridotte (dell'ordine di 1 mm), presenta un elevato grado di intermittenza, soprattutto quando al suolo è presente della vegetazione, tuttavia questa circostanza viene ignorata nella parametrizzazione che presentiamo per limitarne il grado di complessità.

Nel caso di inquinanti gassosi, il flusso di deposizione secca risulta direttamente proporzionale:

- alla differenza di concentrazione $C_2 - C_1$ tra la sommità e la base dello strato d'aria;
- alla turbolenza meccanica presente nello strato e rappresentata da u_* .

Pertanto si ha:

$$F = |F_d| = B \cdot u_* (C_2 - C_1) \quad [8.11a]$$

in cui B è un coefficiente di proporzionalità dipendente dalla diffusività molecolare dell'inquinante gassoso. Per esplicitare tale dipendenza, è conveniente impiegare il numero (dimensionale) di Schmidt definito come:

$$S_c = \nu/D \quad [8.11b]$$

dove ν è la viscosità cinematica dell'aria e D è la diffusività molecolare dal gas considerato. In *Tab.8.1* è riportato il rapporto tra D e l'analogo coefficiente per il vapor d'acqua (riportato in *Tab.8.2*).

Specie	D/D_a	H_a^*	f_0^p
Sofur dioxide	1.89	$1 \cdot 10^5$	0
Ozone	1.63	$1 \cdot 10^{-2}$	1
Nitrogen dioxide	1.60	$1 \cdot 10^{-2}$	0.1
Nitric oxide	1.29	$2 \cdot 10^{-3}$	0
Nitric acid	1.87	$1 \cdot 10^{14}$	0
Hydrogen peroxide	1.37	$1 \cdot 10^5$	1
Acetaldehyde	1.56	15	0
Propionaldehyde	1.80	15	0
Formaldehyde	1.29	$6 \cdot 10^3$	0
Methyl hydroperoxide	1.60	220	0.3
Formic acid	1.60	$4 \cdot 10^6$	0
Acetic acid	1.83	$4 \cdot 10^6$	0
Ammonia	0.97	$2 \cdot 10^4$	0
Petroxyacetyl nitrate	2.59	3.6	0.1
Nitrous acid	1.62	$1 \cdot 10^5$	0.1
Pernitric acid	2.09	$2 \cdot 10^4$	0
Hydrochloric acid	1.42	$2.05 \cdot 10^6$	0

Tab.8.1: proprietà rilevanti dei gas per I calcoli di deposizione secca.

Temperatura (°C)	D (m^2s^{-1})
0	$2.26 \cdot 10^{-5}$
10	$2.41 \cdot 10^{-5}$
20	$2.57 \cdot 10^{-5}$
30	$2.73 \cdot 10^{-5}$

Tab.8.2: diffusività molecolare del vapor d'acqua.

Da Wesely (1989) si ha che:

$$B = 1/(5S_c^{2/3}) \quad [8.11c]$$

Da quanto detto risulta quindi che per gli inquinanti gassosi la resistenza r_b alla deposizione secca entro il *quasi-laminar sublayer* è pari a :

$$r_b = 5S_c^{2/3} / u_* \quad [8.12]$$

Se si considera invece il particolato solido, il flusso di deposizione secca entro il *quasi-laminar sublayer* sarà causato dai moti Browniani. Detta D_B la diffusività Browniana delle particelle in aria, il numero di Schmidt per il particolato è pari a:

$$S_c = \nu/D_B \quad [8.13a]$$

deve D_B può essere calcolato con la relazione seguente:

$$D_B = 8.09 \cdot 10^{-10} [T_a \cdot C_c / D_p] \quad [8.13b]$$

dove T è la temperatura dell'aria. Oltre ai moti Browniani, la deposizione secca di particolato dipende anche da cause di tipo inerziale ed in particolare dalla probabilità d'impatto delle particelle al suolo. Tutto ciò può essere descritto utilizzando il numero di Stokes definito come:

$$S_t = \frac{v_S}{g} \frac{u_*^2}{\nu} \quad [8.13c]$$

Sulla base di tutto ciò, la resistenza r_d per il particolato è data dalla relazione seguente:

$$r_d = \frac{1}{\left(Sc^{-2/3} + 10^{-3/St} \right) u_*} \quad [8.13a]$$

A differenza degli inquinanti gassosi, le particelle solide, una volta penetrato il *quasi-laminar sublayer*, non interagiscono direttamente con la vegetazione e col suolo in generale e si ipotizza che lì restino indefinitamente.

Il modello presentato per il particolato solido non tiene conto di molti altri meccanismi che concorrono alla deposizione secca. In Prodi e Tampieri (1982) è riportata un'esauriente rassegna sull'argomento. In particolare, tra i vari meccanismo vale la pena citare la *termoforesi* (repulsione delle particelle da parte di corpi caldi) e la *elettroforesi* (attrazione delle particelle per effetti elettrici).

8.1.1.1.3 Resistenza superficiale

La superficie esercita un'influenza determinante sulla velocità di deposizione complessiva. Se per il particolato solido questa influenza è indiretta con la perturbazione nella dimensione dello strato quasi-laminare, per gli inquinanti gassosi tale influenza è diretta e costituita da un insieme numeroso e complesso di meccanismi, molto difficili da modellizzare. In pratica, tutta questa complicazione viene mascherata dalla resistenza superficiale r_s che, almeno in teoria, dovrebbe descrivere tutto ciò. Come è ovvio, la parametrizzazione di r_s rappresenta un'impresa difficile e per certi versi incerta.

Trascurando le superfici marine e di grandi specchi d'acqua, seguendo Baldocchi e al. (1987), Jacobson (2000) e Wesely (1989) è possibile impiegare per parametrizzare r_s il modello *Big-Leaf* costituito, in termini di schematizzazione elettrica, da tre resistenze in parallelo che rappresentano altrettanti percorsi alternativi di deposizione secca:

- la resistenza r_f che rappresenta l'interazione diretta dell'inquinante gassoso con la vegetazione;

- la resistenza r_{cut} che descrive l'interazione dell'inquinante gassoso con il tessuto cunicolare della vegetazione;
- la resistenza r_g che rappresenta l'interazione diretta dell'inquinante gassoso con il suolo.

Pertanto, la resistenza superficiale complessiva r_s risulta pari a:

$$r_s = \left[1/r_f + 1/r_{cut} + 1/r_g \right]^{-1} \quad [8.15a]$$

La resistenza r_f è determinata dal meccanismo di respirazione attivato dalle foglie nella vegetazione. Come ci si può aspettare, tale meccanismo non è semplice da descrivere e può essere approssimato dalla relazione seguente:

$$r_f = r_{min} \left\{ 1 + \left[\frac{200}{R_g + 0.1} \right]^2 + \frac{400}{T_s(40 - T_s)} \right\} \frac{D}{D_q} + \left\{ 3.3 \cdot 10^{-4} H_q^* + 100 f_0^q \right\}^{-1} \quad [8.15b]$$

Tipo di Suolo	r_{min}	r_{cut}	R_1	R_2	R_3	R_4	R_5
area urbana	∞	∞	∞	∞	400	300	100
area agricola	60	2000	2000	1000	150	150	200
pascolo	120	2000	2000	1000	350	200	100
foresta decidua	70	2000	2000	1000	500	200	2000
foresta di conifere	130	2000	2000	1000	500	200	2000
laghi e mari	∞	∞	∞	∞	0	2000	0
aree desertiche	∞	∞	∞	∞	1000	400	0

Tab.8.3: valori per alcuni dei parametri presenti nelle relazioni semiempiriche della resistenza superficiale.

In questa relazione sono presenti molte variabili che richiedono una spiegazione. Con R_g e T_s sono state indicate rispettivamente la radiazione solare globale ($W \cdot m^{-2}$) e la temperatura dell'aria ($^{\circ}C$) all'interfaccia aria-suolo. r_{min} è la resistenza dovuta alla *respirazione* dei pori delle foglie. Ovviamente, tale resistenza dipenderà dal tipo di vegetazione presente, dal suo stress idrico, dalla stagione e dalla quantità di foglie presenti. In Jacobson (2000) e Seinfeld e Pandis (1998) sono forniti valori per le situazioni più consuete, mentre nella Tab.8.3 sono presentati alcuni valori tipici estivi.

Il rapporto D/D_q rappresenta il rapporto tra la diffusività molecolare del vapor d'acqua (D) e quella del gas considerato. Valori caratteristici per i principali gas sono riportati in Tab.8.2. H_q^* è la costante efficace di Henry e f_0^q è il fattore di reattività normalizzato per il gas in esame. In Tab.8.2 sono riportati i valori assunti da tali grandezze per i principali

Anche la resistenza cuticolare r_{cut} non è semplice da parametrizzare. Rimandando ancora una volta a Jacobson (2000) per i dettagli, una sua espressione semplificata ottenuta per condizioni climatiche secche è la seguente:

$$r_{cut} = r_{cut0} \cdot \left\{ 10^{-5} H_q^* + f_0^q \right\}^{-1} \quad [8.15c]$$

dove r_{cut0} varia col tipo di suolo e con le condizioni meteorologiche. Alcuni tipici valori estivi sono riportati in Tab.10.1. Per quanto riguarda invece r_g , una possibile relazione è la seguente:

$$r_g = \left\{ \left[\frac{10^{-5} H_q^*}{R_1} + \frac{f_0}{R_2} \right]^{-1} + \left[R_5 + \frac{10^{-5} H_q^*}{R_3} + \frac{f_0}{R_4} \right]^{-1} \right\}^{-1} \quad [8.15d]$$

Anche R_1, R_2, R_3, R_4, R_5 dipendono dalla superficie e dalle condizioni meteorologiche; per ulteriori dettagli si rimanda a Jacobson(2000) e Seinfeld e Pandis (1998), mentre in *Tab.8.3* sono riportati alcuni valori caratteristici estivi.

8.1.1.5 Introduzione della deposizione secca nei modelli stazionari

Nonostante la notevole complessità del fenomeno di deposizione secca, alla luce di quanto fin qui mostrato, si può dire che:

- l'intero processo di deposizione può essere descritto globalmente dalla relazione (8.5) cioè da una proporzionalità diretta tra la concentrazione nel *SL* ed il flusso di deposizione al suolo;
- il coefficiente di proporzionalità v_d (*velocità di deposizione secca*) può essere ragionevolmente stimato, tenendo conto della natura dell'inquinante, del tipo di superficie e del livello di turbolenza del *PBL*.

Data la notevolissima importanza che riveste la deposizione secca, è indispensabile individuare un modo per inserirla nei modelli di dispersione degli inquinanti in aria in modo da poter tenere conto correttamente dell'impovertimento dei pennacchi di inquinante e della conseguente deposizione al suolo. In questo paragrafo e nei successivi affronteremo questo argomento. Per quanto riguarda in particolare i modelli di tipo stazionario, prevalentemente di tipo gaussiano, sono stati predisposti molti meccanismi che sono ragionevolmente in grado di tener conto della deposizione secca. In particolare si tratteranno i modelli seguenti:

- modello "*source depletion*": questo modello, che è il più antico, simula l'effetto di impoverimento del plume ipotizzando che il termine di sorgente diminuisca con la distanza sottovento. Come si può notare, questo modello non è molto rispettoso della fisica del fenomeno, tuttavia i suoi risultati spesso risultano ragionevolmente realistici.
- modello "*surface depletion*": in esso la deposizione secca è simulata da un'infinità di sorgenti negative poste alla superficie che impoveriscono progressivamente la porzione di plume che si trova a contatto col suolo. E' un modello fisicamente molto interessante ma decisamente troppo pesante computazionalmente per essere introdotto in un modello stazionario.
- modello "*partial reflection*": in questo caso la deposizione viene simulata introducendo un coefficiente di riflessione del pennacchio col suolo inferiore all'umidità. Non è molto diverso concettualmente dal modello *surface depletion*, ma è decisamente più semplice e più facilmente inseribile nell'edificio logico di un modello stazionario.

Oltre a questi modelli, è stato messo a punto da Rao (1981) un modello chiamato *K-Theory* che è stato inserito in alcuni modelli stazionari della U.S. Environmental Agency. E' forse il più realistico dal punto di vista fisico, tuttavia la sua complessità formale non consentono di presentarlo in questa sede.

8.1.1.5.1 Modello "source depletion"

Questo è sicuramente il metodo più antico impiegato per determinare la concentrazione ed il flusso di deposizione di un inquinante (gassoso o solido) dotato di una velocità di deposizione v_d e di una velocità di sedimentazione v_s (nulla per i gas). E' stato originariamente proposto da Chamberlain (1953) e da Vander Hoven (1968) e successivamente ha avuto una infinità di piccole e grandi variazioni che lo hanno portato alla forma attuale. L'ipotesi di base è che la perdita di inquinante (deposizione) del pennacchio sia simulabile introducendo nella formulazione gaussiana un termine di sorgente (*emission rate*) $Q(x)$ non costante, ma variabile con la distanza sottovento x . Pertanto, se si considera una ciminiera posta nell'origine di un sistema di assi con l'asse x orientato lungo il vento medio \bar{u} e con l'altezza efficace H , la concentrazione in un punto $P(x,y,z)$ posto sottovento ($x > 0$) la ciminiera è data da:

$$C(x, y, z) = \frac{Q(x)}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \cdot \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot f_z(x, z) \quad [8.16a]$$

dove $f_z(x,z)$ è il termine di dispersione verticale che può assumere forme più o meno complesse (come visto al Cap.4), ma, che se si tiene conto della sola riflessione al suolo, si riduce alla semplice forma seguente:

$$f_z(x, z) = \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad [8.16b]$$

Con l'aumentare di x , il termine $Q(x)$ diminuirà costantemente, simulando il progressivo e continuo impoverimento del pennacchio.

Per la sua determinazione quantitativa, è opportuno descrivere analiticamente il fatto che la diminuzione di $Q(x)$ con la distanza sottovento (cioè la velocità di impoverimento del *plume*) deve essere pari alla deposizione totale di inquinante che ha avuto luogo sopravvento ad una distanza x generica considerata. Tenendo conto della definizione di velocità di deposizione, ciò si può esprimere nel modo seguente:

$$\frac{dQ(x)}{dx} = - \int_{-\infty}^{+\infty} F_d \cdot dy = - \int_{-\infty}^{+\infty} v_d \cdot \left\{ \frac{Q(x)}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \cdot \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot f_z(x, z) \right\} dy \quad [8.17a]$$

cioè:

$$\frac{dQ(x)}{dx} = - \frac{v_d \cdot Q(x)}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \cdot f_z \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot dy \quad [8.17b]$$

Ricordando che:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(e^{-ax^2}) dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \quad [8.17c]$$

si ottiene la relazione finale per la velocità di impoverimento del *plume*:

$$\frac{dQ(x)}{dx} = - \frac{v_d \cdot Q(x)}{\sqrt{2\pi}\sigma_z u} \cdot f_z(x, z) \quad [8.17d]$$

Per ottenere $Q(x)$ è necessario integrare l'equazione differenziale precedente, ottenendo:

$$\int_0^x \frac{dQ(x)}{dx} = -\frac{v_d}{\sqrt{2\pi} \cdot u} \int_0^x \frac{f_z(x, z)}{\sigma_z} dx \quad [8.18a]$$

Dato che a $x = 0$, l'*emission rate* è pari al valore Q_0 della ciminiera reale, la relazione precedente diventa:

$$\ln\left(\frac{Q(x)}{Q_0}\right) = -\frac{v_d}{\sqrt{2\pi} \cdot u} \int_0^x \frac{f_z(x, z)}{\sigma_z} dx \quad [8.18b]$$

cioè

$$Q(x) = Q_0 \cdot \exp\left\{-\frac{v_d}{\sqrt{2\pi} \cdot u} \int_0^x \frac{f_z(x, z)}{\sigma_z} \cdot dx\right\} \quad [8.18c]$$

Come si può notare, la funzione $Q(x)$ dipende da un integrale di non facile calcolo sia per la dipendenza di σ_z da x , sia per la complessità che, in generale, può avere la funzione $f_z(x, z)$. In generale, una volta scelta una forma funzionale opportuna per $\sigma_z(x)$ e per il termine di dispersione verticale $f_z(x, z)$, l'integrale:

$$G(x) = \int_0^x \frac{f_z(x, z)}{\sigma_z} dx \quad [8.19]$$

potrà solo essere calcolato numericamente. In definitiva $Q(x)$ sarà espresso dalla relazione generale seguente:

$$Q(x) = Q_0 \cdot \exp\left\{-\frac{v_d \cdot G(x)}{\sqrt{2\pi} \cdot u}\right\} \quad [8.20]$$

A questo punto è semplice esprimere la concentrazione ed il flusso di deposizione in un punto $P(x, y, z)$ sottovento la ciminiera:

$$C(x, y, z) = \frac{Q_0}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \cdot \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot f_z(x, z) \cdot \exp\left\{-\frac{v_d \cdot G(x)}{\sqrt{2\pi} \cdot u}\right\} \quad [8.21a]$$

$$F_d(x, y, z) = -v_d \cdot C(x, y, z) \quad [8.21b]$$

Non sarà sfuggito che la discussione condotta fin qui non tiene conto direttamente della presenza di una eventuale velocità di sedimentazione e quindi le (8.21) si riferiscono esclusivamente ad inquinanti gassosi.

Quando, però, si deve studiare la deposizione di particelle con una velocità di sedimentazione v_s (in pratica particelle della stessa granulometria), è opportuno adottare il modello "*tilted plume*" proposto da Csanady (1958) secondo cui il pennacchio di particolato fine presenta, a causa dell'azione della forza di gravità, un progressivo abbassamento del proprio asse lungo la direzione sottovento. Per tener conto in modo semplice di ciò, è sufficiente che l'altezza efficace del pennacchio H' alla generica distanza sottovento x sia data dalla relazione seguente:

$$H'(x) = H - v_s x/\bar{u} \quad [8.22]$$

dove H è l'altezza efficace del pennacchio tipica di un gas emesso alle medesime condizioni. In pratica, un $H'(x)$ variabile con la distanza sottovento avrà un'influenza (più o meno grande a seconda della granulometria e della densità del particolato) nel termine di dispersione verticale $f_z(x,z)$ e quindi anche nella funzione $G(x)$ che, a maggior ragione, dovrà ancora una volta essere determinata con metodi di integrazione numerica.

Va notato, che per il modello "*source depletion*" (ed anche per tutti quelli che presenteremo nel seguito) vale il principio della sovrapposizione degli effetti. Ciò è particolarmente utile per descrivere il comportamento delle emissioni di particolato a granulometria non uniforme: in tal caso il modello verrà applicato separatamente ad ogni frazione granulometrica e poi verranno sovrapposti gli effetti così valutati.

Nonostante la sua popolarità ed il largo uso fattone, il modello "*source depletion*" non risulta completamente convincente, essendo basato su ipotesi fisiche non totalmente realistiche. In effetti, ipotizzando un termine di sorgente variabile con la distanza sottovento significa ipotizzare un impoverimento del pennacchio in senso verticale, quando invece fisicamente l'impoverimento ha luogo dall'interazione del plume con il suolo. Questa ipotesi di rimescolamento istantaneo non è totalmente realistica, soprattutto nelle condizioni stabili, e comporta generalmente una sovrastima delle concentrazioni e delle deposizioni vicino alla sorgente. Più precisamente (Prahm e Berkowicz, 1978), se si definisce un *tempo caratteristico di deposizione* T_d pari a:

$$T_d = H/v_d \quad [8.22a]$$

ed un *tempo caratteristico per la diffusione dell'inquinante* T_k , dato da:

$$T_k = H^2/K_z \quad [8.22b]$$

(K_z è il coefficiente di diffusività turbolenta verticale), il modello "*source depletion*" è applicabile quando:

$$T_d/T_k = K_z/(v_d H) > 1 \quad [8.22c]$$

8.1.1.5.2 Modello "*surface depletion*"

In questo modello (Horst, 1977) l'effetto della deposizione secca per un pennacchio gaussiano è ottenuto con una sequenza infinita di sorgenti virtuali negative poste a livello del suolo, che disperdono *negativamente* verso l'alto, sempre in maniera gaussiana, con il risultato di ridurre la concentrazione del plume reale. Come si può notare, questo modello effettivamente supera le limitazioni del modello *source depletion*, simulando direttamente il reale impoverimento del plume al livello del suolo. Senza entrare nei dettagli si può mostrare che:

$$C(x, y, z) = Q_0 \cdot D(x, y, z, H) + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^x \{v_d \cdot C(\xi, \eta, z_d) \cdot D(x - \xi, y - \eta, z, 0)\} \cdot d\xi \cdot d\eta \quad [8.23a]$$

dove

$$D(x, y, z, H) = \frac{1}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \cdot \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad [8.23 b]$$

tiene conto solo della riflessione del pennacchio col suolo. Nella (8.23a) è presente una quota di riferimento z_d , posta dall'autore arbitrariamente a 1 metro dal suolo. Il flusso di deposizione lo si ottiene facilmente come:

$$F_d(x, y, z) = -v_d \cdot C(x, y, z) \quad [8.23c]$$

Il modello può essere poi esteso alla descrizione della deposizione di particolato con velocità di sedimentazione v_s , usando il modello “*tilted plume*” negli stessi termini in cui è stato introdotto nel modello “*source depletion*”. Nonostante la correttezza formale, questo modello ha avuto ben poca fortuna visto che l'integrale doppio presente nella (8.23a) richiede un'integrazione numerica che comporta tempi di calcolo decisamente eccessivi.

8.1.1.5.3 Modello “*partial reflection*”

Questo modello, proposto da Overcamp (1976), simula il processo di deposizione degli inquinanti emessi da una ciminiera *riducendo il tasso di emissione della sorgente immagine*. Per un modello gaussiano nella sua forma più semplice, la concentrazione in un punto sottovento è il risultato della sovrapposizione del contributo derivante dalla sorgente reale e da quello dovuto alla sorgente immagine (di altezza negativa). Quando si considera un punto al suolo ($z = 0$), i due contributi sono uguali (riflessione totale) e non c'è flusso verticale di inquinante al suolo (siamo quindi in assenza di riflessione). E' quindi naturale che una riflessione parziale darà luogo ad un flusso di inquinante al suolo e quindi ad una deposizione.

Se si trascura qualsiasi tipo di interazione del pennacchio con la sommità del *PBL*, tutto ciò si esprimerà nel modo seguente:

$$C(x, y, z) = \frac{Q_0}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \cdot \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \alpha(x) \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad [8.24a]$$

in cui $\alpha(x)$ è il coefficiente di riflessione, variabile con la distanza sottovento. Il flusso di deposizione sarà poi pari, come sempre, a:

$$F_d(x, y, z) = -v_d C(x, y, z) \quad [8.24b]$$

Se poi l'inquinante che stiamo considerando è particolato caratterizzato da una velocità di sedimentazione v_s , adottando ancora una volta il modello “*tilted plume*”, la (8.24 a) diventa:

$$C(x, y, z) = \frac{Q_0}{2\pi\sigma_y\sigma_z\bar{u}} \cdot \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H')^2}{2\sigma_z^2}\right] + \alpha(x)\exp\left[-\frac{(z+H')^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad [8.24c]$$

dove:

$$H' = H - v_s \frac{x}{\bar{u}} \quad [8.24d]$$

L'elemento chiave sta tutto nell'individuare un'espressione opportuna del coefficiente di riflessione $\alpha(x)$ che mantenga la conservazione della massa. Consideriamo inizialmente il caso più generale in cui l'inquinante sia materiale particolato fine con una velocità di deposizione v_d ed una velocità di sedimentazione v_s . Per un punto sottovento P di coordinate (x, y, z) , il coefficiente $\alpha(x)$ risulta pari a (Overcamp, 1976):

$$\alpha(x) = 1 - \left[\frac{2 \cdot v_d}{v_s + v_d + (\bar{u}H - v_s x_G) / \sigma_z(x_G) \cdot (d\sigma_z/dx)_{x_G}} \right] \quad [8.25a]$$

dove x_G (distanza sottovento a cui si calcola σ_z e la sua derivata) è definito implicitamente da:

$$z + H - \frac{v_s x}{\bar{u}} = \left(H - \frac{v_s \cdot x_G}{\bar{u}} \right) \frac{\sigma_z(x)}{\sigma_z(x_G)} \quad [8.25b]$$

E' facile verificare che se $z = 0$, $x_G = x$.

Questo metodo è stato utilizzato molto frequentemente anche per la sua semplicità. La necessità di dover risolvere l'equazione (8.25b) non è un ostacolo particolare vista la disponibilità di algoritmi capaci di risolvere questo semplice problema numerico. La principale controindicazione del metodo *partial reflection* è di natura fisica, infatti l'impovertimento del *plume* deriva esclusivamente dalla sorgente immagine, mentre in realtà dipende anche dal gradiente di concentrazione della sorgente reale in prossimità della superficie. Questo modello prevede valori di concentrazione inferiori a quanto previsto dal modello *source depletion* nelle condizioni stabili e, a brevi distanze, risulta del tutto equivalente alle previsioni del modello *surface depletion*.

Nel caso in cui l'inquinante sia gassoso e quindi con v_s nulla, la (8.25a) si ridurrà alla forma seguente:

$$\alpha(x) = 1 - \left[\frac{2v_d}{v_d + \bar{u}H / \sigma_z(x_G) \cdot (d\sigma_z/dz)_{x_G}} \right] \quad [8.26a]$$

dove la distanza x_G sarà la soluzione dell'equazione implicita:

$$1 + \frac{z}{H} = \frac{\sigma_z(x)}{\sigma_z(x_G)} \quad [8.26b]$$

8.1.1.6 Introduzione della deposizione secca nei modelli puff

Sono stati proposti metodi anche molto complessi per tener conto del processo di deposizione secca nei modelli gaussiani di tipo *puff*, tuttavia il metodo più semplice e più usato è il seguente (Scire e al., 1989).

Si consideri un generico *puff* il cui baricentro si trovi nella posizione \underline{s} al tempo t e che possieda al suo interno un carico inquinante pari a $Q(t)$. La deposizione secca che ha luogo nell'intervallo di tempo Δt impoverisce globalmente il *puff*, così che al tempo $t + \Delta t$ il suo carico inquinante risulta dato dalla relazione seguente:

$$Q(t + \Delta t) = Q(t) \cdot \exp \left\{ -v_d \frac{\Delta t}{\Delta s} \int_s^{s+\Delta s} g(s') \cdot ds' \right\} \quad [8.27a]$$

in cui Δs è lo spostamento subito dal baricentro del *puff* nell'intervallo di tempo Δt e $g(s)$ è il termine verticale della formulazione gaussiana *puff* dato in generale dalla relazione seguente:

$$g(s) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(H_e + 2nz_i)^2}{\sigma_z^2(s)} \right\} \quad [8.27b]$$

in cui H_e è l'altezza effettiva del baricentro del *puff*. Come sicuramente si sarà notato, la metodologia presentata altro non è che una forma di "source depletion".

Un altro metodo utilizzato (Petersen e Laudas, 1986) è il metodo "K-theory" che, nel caso di un *puff*, è dato dalla relazione seguente:

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_r^2 \sigma_z} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{r}{\sigma_r} \right)^2 \right] \cdot \exp \left[\frac{-v_s t (z - H)}{\sigma_z^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{v_s t}{\sigma_z} \right)^2 \right] \cdot \left\{ \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z - H}{\sigma_z} \right)^2 \right] + \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z + H}{\sigma_z} \right)^2 \right] - \frac{(2\pi)^{1/2} V_1 \cdot 2t}{\sigma_z} \cdot \exp \left[\frac{V_1 \cdot 2t (z + H)}{\sigma_z^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{2t V_1}{\sigma_z} \right)^2 \right] \cdot \operatorname{erfc} \left[\frac{z + H}{\sqrt{2}\sigma_z} + \frac{2V_1 t}{\sqrt{2}\sigma_z} \right] \right\} \quad [8.28]$$

in cui:

- H è l'altezza efficace del baricentro del *puff*;
- $V_1 = v_d - 1/2v_s$;
- σ_r è la dispersione orizzontale del *puff* a $r = \sqrt{(x - ut)^2 + y^2}$.

8.1.1.7 Introduzione della deposizione secca sui modelli euleriani

Come si è visto non è facile definire una struttura tipica di un modello euleriano. Se però limitiamo la nostra attenzione ai soli modelli con chiusura di tipo K , il modo più consueto di introdurre la deposizione secca è quello di cambiare nel modo seguente la consueta condizione di flusso nullo alla frontiera inferiore del dominio di calcolo:

$$\left[K_z \frac{\partial c}{\partial z} + v_s c \right]_{z=0} = [v_d c]_{z=0} \quad [8.29]$$

Questa condizione esprime il fatto che:

- esiste un flusso verticale di inquinante non nullo al suolo e tale flusso dipende dalla deposizione secca e dalla sedimentazione delle particelle,
- questo flusso risulta direttamente proporzionale alla concentrazione di inquinante al suolo.

8.1.1.8 Introduzione della deposizione secca nei modelli lagrangiani a particelle

In un contesto di modello lagrangiano a particelle la deposizione secca è vista sotto due aspetti differenti e additivi.

In primo luogo il modello deve tener conto della sedimentazione gravitazionale delle particelle solide a differenti granulometrie. Ovviamente, se l'inquinante è gassoso l'effetto della sedimentazione gravitazionale non esiste. La sedimentazione gravitazionale di un particella pesante è vista da un modello a particella da due punti di vista diversi:

- per prima cosa, alla particella è applicata non solo la velocità verticale prevista dall'equazione di Langevin, ma anche *un'altra componente verticale di velocità* totalmente *dovuta alla gravitazione*. Il modo più semplice per implementare questo meccanismo è quello di determinare lo spostamento verticale dz della particella durante l'intervallo temporale dt con la relazione seguente:

$$dz = (w + v_s) \cdot dt \quad [8.30]$$

dove w è la componente verticale della particella prevista dall'equazione di Langevin e v_s è la velocità di sedimentazione relativa.

- il fatto che la particella possieda un movimento discensionale dovuto alla gravità determina *un'alterazione del tempo di decorrelazione lagrangiano* T_{Lz} . Ciò è dovuto al fatto che la particella, avendo una velocità verticale propria (la velocità di sedimentazione), non rimane in una particolare *eddy turbolento*, ma *salta fuori* in continuazione dall'influenza dei vari *eddy* che incontra lungo il proprio cammino. Questo fenomeno è tanto più rilevante quanto maggiore è la densità e la dimensione della particella. Una trattazione esauriente di questo fenomeno è data da Swford e Guest (1991) e da Wilson (2000), anche se le complicazioni formali presentate dagli autori non sono facilmente introducibili in un modello lagrangiano a particelle di tipo operativo. Se si semplifica drasticamente la teoria, si può arrivare ad individuare una relazione tra il tempo di decorrelazione lagrangiano T_{pz} di una particella pesante dotata di velocità di sedimentazione v_s ed il tempo di decorrelazione T_{Lz} determinato dalla pura turbolenza. Seguendo Hashem e Parker (1991) la relazione cercata è la seguente:

$$T_{pz} = T_{Lz} \cdot \frac{\sigma_w}{dp(\sigma_w + v_s)} \quad [8.31]$$

dove dp è una costante che si è visto scostarsi poco da 1.

Al di là del processo di sedimentazione, inesistente per gli inquinanti gassosi e modellizzabile come si è visto per il particolato, resta da trattare la deposizione secca vera e propria, cioè la *scomparsa* di inquinante da un plume o, che è lo stesso, il flusso verticale al suolo di inquinante. In un contesto di modello lagrangiano a particelle il problema può essere visto nel modo seguente. Se una particella in un intervallo dt raggiunge il suolo, in assenza di deposizione secca dovrebbe essere riflessa dal suolo stesso con le procedure indicate al Cap.7. L'introduzione della deposizione secca altera questo meccanismo di riflessione. E' possibile infatti (Wilson e al., 1989) definire una *probabilità di riflessione* R per una particella tale che:

$$\frac{1-R}{1+R} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{v_d}{\sigma_w} \quad [8.32a]$$

da cui è immediato ottenere che:

$$R = \frac{\sigma_w - \sqrt{\pi/2} v_d}{\sigma_w + \sqrt{\pi/2} v_d} \quad [8.32b]$$

Per implementare praticamente un tale meccanismo in un modello lagrangiano a particelle si opera nel modo seguente:

- in corrispondenza dell'arrivo al suolo di una particella, si estrae da una distribuzione uniforme un numero casuale ε , compreso ovviamente tra 0 e 1;
- se $\varepsilon \leq R$ la particella viene riflessa dal suolo; se $\varepsilon > R$ la particella viene assorbita dal suolo e viene considerata depositata.

Quanto detto fin qui è valido per un modello a particelle privo di *kernel*. Ovviamente queste strategie non sono facilmente implementabili quando le particelle sono dotate di *kernel*. In questo caso, è opportuno adottare la strategia seguente:

- se l'inquinante rappresentato dalla *particella-puff* è particolato solido, è indispensabile tener conto della velocità di sedimentazione nella determinazione della sua traiettoria, utilizzando esattamente la strategia adottata per una particella priva di *kernel*;
- qualunque sia la natura dell'inquinante, si può simulare la deposizione secca della *particella-puff* caratterizzata da una velocità di deposizione v_d con un metodo di tipo *source depletion*. In pratica, una particella *contenente* una quantità Q_K di inquinante, al tempo t_K perderà nell'intervallo di tempo Δt la seguente massa:

$$\Delta m = \frac{Q_x \Delta t}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \cdot \exp\left[-\frac{z_k^2}{2\sigma_z^2}\right] \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ v_d \cdot \exp\left[-\frac{(x_k - x)^2}{2\sigma_x^2}\right] \cdot \exp\left[-\frac{(y_k - y)^2}{2\sigma_y^2}\right] \right\} \cdot dx dy \quad [8.33]$$

dove σ_x , σ_y , σ_z sono le deviazioni standard del *kernel gaussiano* all'istante t_k .

8.1.2 Deposizione umida

Col termine *deposizione umida* si indicano collettivamente tutti quei processi di impoverimento di un *plume* emesso da una sorgente ed, in generale, dell'aria del *PBL* dovuti all'interazione dell'acqua in fase liquida o solida presenti entro il *PBL* con gli inquinanti stessi. Tra questi processi di impoverimento riveste un ruolo estremamente importante il processo di dilavamento dell'atmosfera operato dalle precipitazioni. La deposizione umida coinvolge fenomeni molto complessi dal punto di vista fisico-chimico e, semplificando molto il problema, può essere visto come l'insieme di due fenomeni principali:

- il *rainout* che rappresenta il dilavamento degli inquinanti che, emessi dalle varie sorgenti, sono stati direttamente catturati dalle nuvole;
- il *washout* che rappresenta il dilavamento dell'atmosfera al di sotto delle nuvole (e quindi dei pennacchi di inquinante) dovuto direttamente alle precipitazioni (pioggia, neve, ecc.).

Come si nota immediatamente, questo processo non è indotto dall'interazione tra suolo e atmosfera, come era il caso della deposizione secca, ma ha luogo in tutta l'atmosfera, ovunque si registri la presenza di acqua meteorica. L'unica cosa che accomuna i due processi di impoverimento è il fatto che alla fine producono un flusso negativo (verso il basso) di inquinante al livello del suolo.

La deposizione umida è stata studiata in dettaglio (Seinfeld e Pandis 1998), tuttavia l'eccessiva complicazione delle trattazioni disponibili rende difficile tener conto di questo fenomeno nei modelli di simulazione della dispersione di inquinanti. E' quindi indispensabile operare una drastica semplificazione finalizzata all'ottenimento di un modello semplice da inserire nei differenti modelli di dispersione, iniziando col trattare insieme il *rainout* ed il *washout* che, nonostante la loro netta differenza fisico-chimica, presentano una sostanziale similitudine modellistica.

8.1.2.1 Rapporto di dilavamento

La deposizione di gas e particelle per deposizione umida è rappresentata dal flusso di inquinante al suolo F_w pari al prodotto di un *rapporto di dilavamento* (*scavenging ratio*) Λ per la concentrazione, integrato sulla verticale:

$$F_w(x, y) = \int_0^{\infty} \Lambda \cdot C(x, y, z) \cdot dz \quad [8.34]$$

Si noti come le dimensioni di Λ siano (s^{-1}). In *Fig.8.5* è mostrata la variazione del rapporto di dilavamento Λ per HNO_3 in funzione della quantità delle precipitazioni e del diametro delle gocce di pioggia, mentre in *Fig.8.6* sono presentate analoghe misure per il particolato.

Se si considera una sorgente isolata che emette un pennacchio di fumo contenente un generico inquinante e se, si ipotizza che:

- la dispersione del pennacchio possa essere rappresentata con un modello gaussiano *plume*,
- la sorgente sia posta all'origine degli assi cartesiani che presentano l'asse x orientato secondo la direzione del vento medio caratterizzato dalla velocità U ,

- il tasso di emissione di inquinante della sorgente è pari a Q_0

è necessario verificare che cosa comporti la conservazione della massa di inquinante quando è presente la deposizione umida.

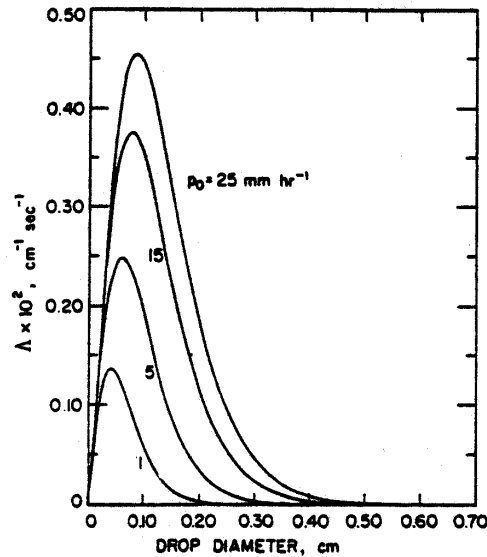


Fig.8.5: rapporto di dilavamento in funzione dell'intensità delle precipitazioni e del diametro delle gocce di pioggia per HNO_3 (da Sehemel, 1980).

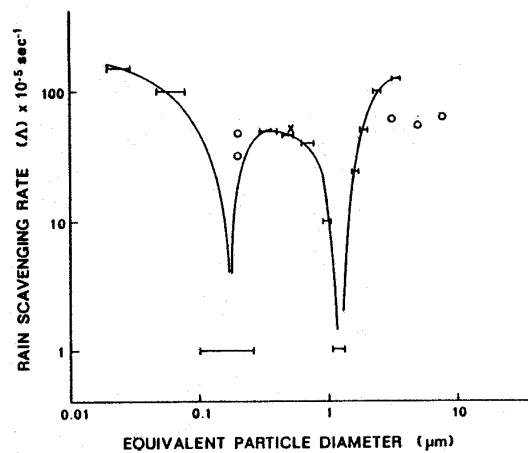


Fig.8.6: rapporto di dilavamento in funzione dell'intensità delle precipitazioni e del diametro delle gocce di pioggia per il particolato (da Sehemel, 1980).

Dato che il flusso totale di inquinante alla superficie deve essere pari alla perdita di massa del pennacchio, ipotizzando che Λ sia indipendente dal tempo e dalla posizione (cosa che spesso può essere ritenuta vera per distanze sottovento non superiori a 30 km), si ha che:

$$-\frac{d}{dx}Q(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_w(x, y) \cdot dy = \Lambda Q(x)/U \quad [8.35]$$

Questa relazione comporta che:

$$Q(x) = Q_0 e^{-\Lambda x/U} = Q_0 e^{-\Lambda t} \quad [8.36]$$

evidenziando il fatto che l'effetto complessivo della deposizione umida sulla dispersione di un pennacchio può essere simulato da un termine di sorgente variabile con la distanza sottovento e con la velocità media del vento, cioè con il *tempo di volo* di una particella di inquinante. Ciò equivale ad affermare che la deposizione umida può essere modellizzata col metodo “*source depletion*” (come illustrato nel caso della deposizione secca) in cui il termine di sorgente è dato dalla (19.40). Da tale relazione è immediato constatare che:

$$\Lambda = -\frac{1}{C} \frac{dC}{dt} \quad [8.37]$$

Perché sia possibile impiegare il modello *source depletion* per descrivere l'impoverimento di un pennacchio a causa della deposizione umida ed il relativo flusso al suolo, è necessario determinare il *rapporto di dilavamento* Λ . McMahon e Denison (1979) hanno individuato per Λ una relazione del tipo:

$$\Lambda = \lambda \cdot J_0 \quad [8.38]$$

dove J_0 è l'intensità delle precipitazioni ($\text{mm}\cdot\text{h}^{-1}$) e λ è il *coefficiente di scavenging* che dipende sia dalle caratteristiche dell'inquinante (solubilità e reattività per i gas e distribuzione granulometrica per le particelle) che dalla natura delle precipitazioni (pioggia, neve, ecc.).

<i>Inquinante</i>	λ ($\text{s}\cdot\text{mm}\cdot\text{h}^{-1}$)
SO ₂	$1.0\cdot 10^{-4}$
particolato > 10 μm	$2.2\cdot 10^{-4}$
particolato fine	$0.3\cdot 10^{-4}$

Tab.8.5: alcuni valori per il coefficiente di scavenging.

In Tab.8.5 sono raccolti alcuni valori di λ in presenza di pioggia. Tali valori si riducono a 1/3 in presenza di neve.

8.1.2.2 Rapporto di washout

Un approccio alternativo per la stima della deposizione umida assume un equilibrio nella ripartizione dell'inquinante nella fase liquida e nella fase gassosa. Ciò significa ipotizzare l'esistenza e la costanza del *rapporto di washout* definito come:

$$W_r = K_0 / C_0 \quad [8.39]$$

dove C_0 e K_0 sono rispettivamente la concentrazione ($\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$) di inquinante in aria e nella pioggia. Si ha quindi che il flusso di deposizione umida in questo caso risulta pari a :

$$F_W = -C_0 W_r J_0 \quad [8.40]$$

dove J_0 è l'intensità della pioggia, che è conveniente esprimere in ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). Da questa relazione si nota immediatamente come sia definibile, in analogia con la deposizione secca, una *velocità di deposizione umida* v_w , data da:

$$v_W = W_r \cdot J_0 \quad [8.41]$$

che normalmente è di due ordini di grandezza superiore ai tipici valori di velocità di deposizione secca. Anche in questo caso è necessario fornire alcuni valori tipici del *rapporto di washout* W_r . In *Tab.8.6* sono raccolti alcuni valori rilevati per particolato e per alcuni gas reattivi.

<i>Inquinante</i>	$W_r \cdot 10^{-6}$
Polline (15÷50 µm)	0.65÷3.8
Particelle (1 µm)	0.15
Particelle (3 µm)	0.21
Particelle (6 µm)	0.38
SO ₂ /SO ₄ ²⁻	0.15÷0.30
NO ₃ ⁻ /NO ₂	0.18÷0.40
NH ₄ ⁺ /NH ₃	0.12÷0.22

Tab.8.6: alcuni valori per il coefficiente di washout.

<i>Gas</i>	<i>H</i>
CO	4.7·10 ⁻²
NO	2.3·10 ⁻²
O ₃	2.7·10 ⁻³
CO ₂	1.2·10 ⁻³
SO ₂	9.8·10 ⁻⁶
NH ₃	5.9·10 ⁻⁷

Tab.8.7: alcuni valori per la costante di Henry.

Per i gas non reattivi generalmente si raggiunge l'equilibrio tra la fase gassosa e la fase liquida. In questo caso il rapporto di *washout* può essere dato dalla relazione seguente:

$$W_r = 1/H \quad [8.42]$$

dove H è la costante della legge di *Henry*; in *Tab.8.7* sono riportati i valori di H per alcuni gas di interesse.

8.1.2.3 Introduzione della deposizione umida nei modelli stazionari

Il metodo usato più frequentemente dai modelli stazionari per tener conto della deposizione umida è quello di considerare il rapporto di dilavamento Λ come parametro caratteristico dell'intero processo di impoverimento del pennacchio. Così facendo diviene immediato modellizzare la deposizione umida col metodo *source depletion* in cui il termine di sorgente, variabile con la distanza sottovento è dato dalla (8.36). Nonostante ciò, la (8.41) che definisce una *velocità di deposizione umida*, suggerisce la possibilità di modellizzare la deposizione umida utilizzando anche il metodo *K Theory* o, forse più semplicemente, col metodo *partial reflection*.

8.1.2.4 Introduzione della deposizione umida nei modelli puff

Nonostante siano state tentate molte strade diverse, la maniera più comune è quella di considerare una riduzione continua del carico inquinante di un *puff*. Consideriamo un generico *puff* che al tempo t possieda nel suo interno una quantità $Q(t)$ di inquinante. Dopo un tempo Δt , tale carico inquinante si sarà ridotto alla quantità seguente:

$$Q(t + \Delta t) = Q(t) \cdot \exp[-\Lambda \Delta t] \quad [8.43]$$

Anche in questo caso siamo quindi di fronte ad una modellizzazione della deposizione umida del tipo *source depletion*.

8.1.2.5 Introduzione della deposizione umida nei modelli euleriani

Il punto di partenza del metodo è il rapporto di dilavamento Λ . Il metodo più semplice che si possa impiegare, per esempio, in un modello euleriano con chiusura K è il seguente:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} = K_{yy} \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + K_{zz} \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} + v_d \frac{\partial C}{\partial z} - \Lambda C \quad [8.44]$$

in cui si è introdotto un semplice *termine di impoverimento* nella normale equazione differenziale euleriana, qui scritta in forma estremamente semplificata.

8.1.2.6 Introduzione della deposizione umida nei modelli lagrangiani a particelle

Non c'è finora una esperienza consolidata nell'introduzione della deposizione umida nel contesto di un modello lagrangiano a particelle. Finora l'unica strategia operativa adottata, valida sia per un modello a particelle vero e proprio che per un modello *particelle-puff* è la strategia dell'*impoverimento*. In pratica, in presenza di pioggia, la massa posseduta dalla particella dopo un intervallo temporale Δt sarà pari a:

$$m(t + \Delta t) = m(t) \cdot \exp[-\Lambda \Delta t] \quad [8.45]$$

La massa persa dalla particella in volo risulterà depositata al suolo.

8.2 **PROCESSI DI TRASFORMAZIONE CHIMICA**

Durante il trasporto e la dispersione degli inquinanti in aria si assiste ad una notevole quantità di trasformazioni chimiche che coinvolgono la maggior parte degli inquinanti emessi in atmosfera. Il problema è di una complessità enorme e non si può dire che ad oggi sia completamente noto in tutti i suoi aspetti. In questa sede non è il caso di addentrarci in questo tema. Per un approfondimento è conveniente riferirsi a Seinfeld e Pandis (1998) e Jacobson (1999). Ci limiteremo solo a presentare una semplice introduzione completamente finalizzata ai modelli di dispersione.

8.2.1 La chimica dell'atmosfera ed i modelli

Quando si richiede di inserire in un contesto modellistica i processi di trasformazione chimica è necessario riferirsi come punto di riferimento modellistico allo schema concettuale del modello euleriano che a tal proposito presenta un sistema costituito da tante equazioni differenziali alle derivate parziali quanti sono gli inquinanti che si intende trattare. Queste equazioni risultano tra loro dipendenti attraverso il termine che in quel contesto rappresenta sinteticamente e globalmente il meccanismo di reattività chimica. Tale termine, si è visto dipendere (anche se dopo alcune drastiche semplificazioni) dalla concentrazione media dei vari inquinanti. In questo capitolo vogliamo esplicitare proprio questo termine di reattività e vedere cosa comporta il suo inserimento in un modello euleriana.

La prima cosa che è necessario fare è stabilire lo schema chimico da adottare. Molti sono stati gli schemi proposti in letteratura ed utilizzati in pratica nei vari modelli realizzati, tuttavia il più celebre è il *Carbon Bond Mechanism* (CBM-IV) proposto da Gery e al. (1989). In tale schema, che può essere visto in dettaglio in Zlatev (1995), coinvolge 71 reazioni chimiche in cui compaiono non solo i più noti inquinanti singolarmente, ma anche aggregazioni di specie trattate come singoli inquinanti. Qui non riportiamo tale schema per cui rimandiamo a Zlatev (1995), ma, per scopi didattici, riproduciamo in Tab.8.8 uno schema semplificato (Zlatev, 1995) in cui sono coinvolte le sostanze riportate in Tab. 8.9. Come si nota, in tale tabella è presente anche la sostanza HC (idrocarburi), ALD (aldeidi) che rappresentano collettivamente intere famiglie di sostanze e RO₂ che sta ad indicare il radicale libero.

<i>Reazione chimica</i>	<i>Coefficiente</i>	<i>Esponente</i>
HC + OH → 4RO ₂ + ALD	6.00·10 ⁻¹²	
ALD + hv → 2HO ₂ + CO	7.80·10 ⁻⁵	0.87
RO ₂ + NO → NO ₂ + ALD + HO ₂	8.00·10 ⁻¹²	
HO ₂ + NO → NO ₂ + OH	8.00·10 ⁻¹²	
NO ₂ + hv → NO + O ₃	1.00·10 ⁻²	0.39
NO + O ₃ → NO ₂ + O ₂	1.60·10 ⁻¹⁴	
O ₃ + hv → O ₂ + O(¹ D)	1.90·10 ⁻⁴	1.90
O(¹ D) + H ₂ O → 2OH	2.30·10 ⁻¹⁰	
NO ₂ + OH → HNO ₃	1.00·10 ⁻¹¹	
CO + OH → CO ₂ + HO ₂	2.90·10 ⁻¹³	

Tab. 8.8: schema chimico semplificato (Zlatev 1995)

<i>Notazione Chimica</i>	<i>Notazione Matematica</i>
NO	η ₁
NO ₂	η ₂
HC	η ₃
ALD	η ₄
O ₃	η ₅
HNO ₃	η ₆
HO ₂	η ₇
RO ₂	η ₈
OH	η ₉
O(¹ D)	η ₁₀

Tab.8.9: notazione chimica e matematica per lo schema di Tab.8.8

Alcune delle reazioni dello schema di *Tab.8.8* (ed anche dello schema CBM IV) sono fotochimiche, cioè sono attivate ed alimentate dalla radiazione elettromagnetica e sono individuabili per la presenza del quanto di energia $h\nu$. Per tutte le reazioni non fotochimiche la velocità di reazione k è data da:

$$k = A \cdot \exp(-B/T) \quad [8.46]$$

dove T è la temperatura (in K), B è il coefficiente di Arrhenious, A è un coefficiente che dipende dalla particolare reazione considerata. I valori di tutti i coefficienti k a 298K sono presentati nella seconda colonna di *Tab. 8.8*. Il parametro B (quando non nullo) è riportato nella quarta colonna. Così il parametro A può essere determinato impiegando proprio la (8.46). Per quanto riguarda le reazioni fotochimiche, il coefficiente k è dato dalla relazione:

$$k = A \cdot \exp(-B/\cos\theta) \quad [8.47]$$

dove θ è l'elevazione solare. A è riportato in questo caso nella seconda colonna di *Tab.8.8*, mentre B nella terza.

I vari schemi chimici ed anche, quindi lo schema di *Tab.8.8*, non possono essere impiegati direttamente, ma devono essere convertiti in un sistema di equazioni differenziali ordinarie. Se si impiega, per distinguere i vari inquinanti, la simbologia riportata in *Tab.8.9*, si ha che il sistema di equazioni che descrive le reazioni chimiche e fotochimiche dello schema risulta essere il seguente:

$$d\eta_1/dt = k_5\eta_2 - (k_3\eta_8 + k_4\eta_7 + k_6\eta_5) \cdot \eta_1 \quad [8.48a]$$

$$d\eta_2/dt = (k_3\eta_8 + k_4\eta_7 + k_6\eta_5) \cdot \eta_1 - (k_5 + k_9) \cdot \eta_2 \quad [8.48b]$$

$$d\eta_3/dt = -k_1\eta_9\eta_3 \quad [8.48c]$$

$$d\eta_4/dt = 2k_1\eta_9\eta_3 + k_3\eta_8\eta_1 - k_2\eta_4 \quad [8.48d]$$

$$d\eta_5/dt = k_5\eta_2 - k_6\eta_5\eta_1 - k_8h\eta_8 \quad [8.48e]$$

$$d\eta_6/dt = k_9\eta_9\eta_2 \quad [8.48f]$$

$$d\eta_7/dt = 2k_2\eta_4 + k_3\eta_8\eta_1 + c\eta_9 - k_4\eta_7\eta_1 \quad [8.48g]$$

$$d\eta_8/dt = 4k_1\eta_9 - k_3\eta_8\eta_1 \quad [8.48h]$$

$$d\eta_9/dt = k_4\eta_1\eta_7 + 2k_8h\eta_7 - (k_6\eta_3 + k_9\eta_2 - c) \cdot \eta_9 \quad [8.48i]$$

$$d\eta_{10}/dt = k_7\eta_5 - (k_8h + f) \cdot \eta_2 \quad [8.48j]$$

dove c , h e f sono opportune costanti. Al di là dello schema chimico adottato, ciò che alla fine risulterà sarà un sistema di equazioni differenziali ordinarie in cui sono presenti tutte le sostanze previste dallo schema adottato. Siamo quindi riusciti ad esplicitare il termine che compariva nelle equazioni euleriana e che rappresentava collettivamente le reazioni chimiche. In pratica, il modello euleriano per N specie chimiche sarà costituito da:

- N equazioni differenziali alle derivate parziali (in cui non verrà più scritto il termine di reattività chimica) che rappresentano la conservazione della massa di ciascuna specie inquinante;
- N equazioni ordinarie che rappresentano i legami chimici e fotochimici tra le specie.

Dopo aver visto quali siano i metodi per poter risolvere numericamente le prime N equazioni differenziali alle derivate parziali di conservazione (Cap.5), qui si discuterà del problema della

risoluzione del sistema di equazioni ordinarie che rappresentano le reazioni chimiche. All'apparenza, il problema non dovrebbe presentare ostacoli, tuttavia si vedrà che così non è.

8.2.2 Soluzione numerica delle equazioni chimiche

In sostanza, l'introduzione delle reazioni chimiche in un modello euleriano si *riduce* alla scrittura di un sistema di equazioni differenziali ordinarie tra le concentrazioni (esprese normalmente in moli per metro cubo) delle varie specie considerate. Matematicamente questo problema presenta caratteristiche molto particolari dato che le varie costanti di reazione presenti differiscono di vari ordini di grandezza. Ciò determina quello che i matematici chiamano un sistema *stiff* che presenta molte difficoltà numeriche per una sua risoluzione corretta. Non è questa la sede per trattare compiutamente questo problema, ancora oggetto di studio; per alcuni dettagli si rimanda a Zlatev(1995), Seinfeld e Pandis (1998) e Jacobson (2000).

Per prima cosa va notato che ogni equazione del sistema relativa alla sostanza k può essere riscritta come:

$$dc_k/dt = P_k - L_k c_k \quad [8.49]$$

dove P_k e L_k sono termini in generale non lineari (entrambi sempre positivi) che rappresentano rispettivamente il termine di produzione ed il termine di consumo della sostanza k . Ad ogni *time step* n del modello euleriano, dopo aver risolto le equazioni differenziali di conservazione, si passa alla risoluzione del sistema (8.49). Se Δt è l'estensione nel tempo del *time step*, il metodo più semplice per risolvere il sistema (8.49) è il metodo quasi-stazionario che si riassume nelle relazioni seguenti:

- se $\Delta t \cdot L_k > 10$ allora si ha:

$$c_k^{n+1} = P_k / L_k \quad [8.50a]$$

- se $0.01 < \Delta t \cdot L_k \leq 10$ allora si ha:

$$c_k^{n+1} = P_k / L_k + (c_k^n - P_k / L_k) \cdot \exp(-\Delta t \cdot L_k) \quad [8.50b]$$

- se $\Delta t \cdot L_k \leq 10$ allora si ha:

$$c_k^{n+1} = c_k^n + \Delta t \cdot (P_k - L_k c_k^n) \quad [8.50c]$$

Questo metodo è estremamente semplice, tuttavia non garantisce il livello di accuratezza necessario nella maggior parte delle applicazioni. In particolare per essere ragionevolmente accurato richiederebbe un Δt talmente piccolo da rendere estremamente oneroso computazionalmente il calcolo, soprattutto quando il dominio di calcolo è esteso ed i nodi della griglia di calcolo molto numerosi.

Sono stati messi a punto metodi molto più efficienti ed accurati, ma non è questa la sede per una loro presentazioni. Per essi si rimanda alla bibliografia indicata in precedenza.

9. MODELLI PER SITUAZIONI PARTICOLARI

Nel controllo dell'inquinamento atmosferico si presenta spesso la necessità di impiegare modelli per studiare delle situazioni particolari non immediatamente riconducibili al quadro di riferimento utilizzato nello sviluppo e nella presentazione delle differenti famiglie di modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti in aria. Tra le tante situazioni particolari che si possono incontrare, sono state scelte le seguenti per la loro intrinseca importanza:

- l'inquinamento che si registra entro gli agglomerati urbani, dovuto prevalentemente al traffico degli autoveicoli ed in particolare l'inquinamento che si registra all'interno dei *canyon* urbani che costituiscono la struttura architettonica più frequente per le città di medie e grandi dimensioni. Lo studio di questo tipo di inquinamento può sicuramente essere di aiuto nella pianificazione e ottimizzazione delle strutture viarie cittadine ed anche nell'eventuale pianificazione edilizia di un'area urbana.
- l'inquinamento che ha luogo in mare aperto e nelle zone costiere. Questo tipo di inquinamento ha un'importanza particolare, dato che nel mare aperto spesso operano le piattaforme petrolifere che potenzialmente possono produrre un rilevante inquinamento, soprattutto in caso di incidente. Questa è solo una delle cause di inquinamento in tali zone. Infatti è frequente che nelle zone costiere vengano localizzate delle centrali termoelettriche che richiedono grossi quantitativi di acqua per i circuiti di raffreddamento. Le emissioni dalle ciminiere delle centrali a volte possono determinare un livello di inquinamento del tutto incompatibile con gli altri usi del territorio, come per esempio l'uso turistico.
- l'inquinamento che ha luogo nei luoghi caratterizzati da un'orografia rilevante. La continua espansione industriale ha fatto sì che molti impianti industriali fossero localizzati in zone orograficamente complesse. In queste situazioni sono state registrati spesso livelli di inquinamento apparentemente non spiegabili dalla sola analisi delle emissioni.

Tutte queste situazioni potrebbero essere studiate con modelli di simulazione della dispersione degli inquinanti di elevata complessità, come i modelli euleriani e lagrangiani a particelle, tuttavia spesso è necessario l'uso di modelli molto più semplici per poter rispondere, almeno in prima approssimazione, alle esigenze derivanti da politiche di pianificazione. Di questo si tratterà nel presente capitolo. Va ricordato che questi tre temi non esauriscono le situazioni particolari di interesse pratico. Basti citare come esempio il problema della dispersione degli odori e della loro percezione ed il problema della dispersione di sostanze chimiche ad elevata tossicità e con densità maggiore di quella dell'aria (*gas pesanti*). Nonostante la loro importanza, si è deciso di non trattare tali argomenti in questa sede, rimandando alla relativa bibliografia specialistica.

9.1 INQUINAMENTO IN UN "CANYON" URBANO

Nel Cap.2 sono stati introdotti i concetti principali sulle caratteristiche micrometeorologiche di un ambiente altamente urbanizzato e si è constatato che, con frequenza, soprattutto nelle parti centrali degli agglomerati urbani, sono presenti i *canyon urbani* la cui struttura tipica è rappresentata in *Fig. 9.1*. L'importanza del *canyon urbano* dal punto di vista dell'inquinamento atmosferico sta nel fatto che, in un modo o in un altro, tale struttura costituisce una sorta di trappola per gli inquinanti emessi al loro interno, derivanti quasi esclusivamente dal traffico autoveicolare che percorre le strade cittadine.

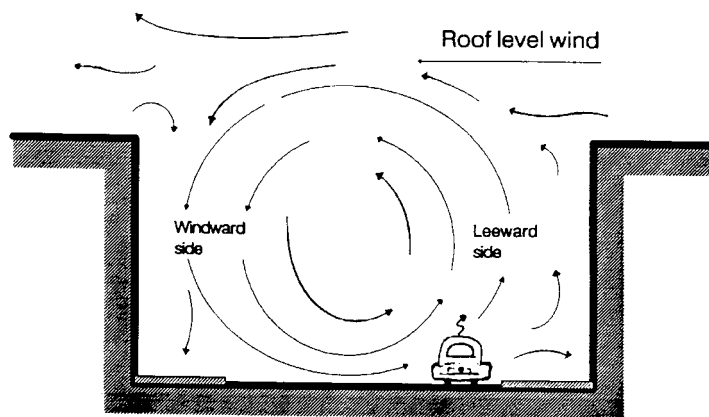


Fig. 9.1: geometria di un canyon urbano.

La particolarità geometrica di un *canyon* urbano determina la presenza di una zona di atmosfera entro la *canopy urbana* caratterizzata da proprietà spesso distinte da quelle dell'aria sovrastante e di conseguenza particolari condizioni per la dispersione degli inquinanti emessi. Per studiarne le problematiche connesse, è opportuno far riferimento ad un modello che isoli un solo canyon e lo caratterizzi geometricamente come indicato in Fig.9.2 da cui si nota come una tale struttura (una strada percorsa da traffico autoveicolare fiancheggiata ai due lati da file ininterrotte di edifici) sia caratterizzata da tre parametri principali: l'*altezza media H* degli edifici lungo il canyon e la *dimensione trasversale W* e *longitudinale L* del canyon.

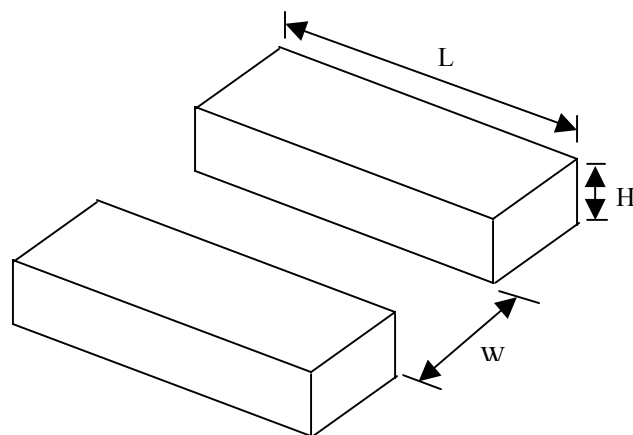


Fig. 9.2: schematizzazione di un canyon urbano.

Tali parametri caratteristici si compongono per definire due indicatori fondamentali: il *fattore di forma del canyon* (W/H) ed il *fattore di forma degli edifici* (L/H). Un canyon si dice regolare quando H/W è circa pari a 1. Quando il fattore di forma del canyon raggiunge e supera il valore 2 si parla di un canyon profondo (*deep canyon*). Se si considera il fattore di forma degli edifici, si dice che si è in presenza di un canyon corto quando $L/H \approx 3$, medio quando $L/H \approx 5$ e lungo quando $L/H \approx 7$. Un canyon come quello di Fig.9.1 è un canyon simmetrico, in cui le due file di edifici che lo fiancheggiano hanno la medesima altezza. Considerando per ora un canyon simmetrico, è opportuno definire un lato sottovento (*leeward*) ed un lato sopravvento (*winward*) facendo riferimento alla Fig.9.1.

Va notato che spesso i canyon che si incontrano in una realtà urbana sono di tipo asimmetrico. In questo caso si ha un canyon *step-up* quando la fila di edifici sul lato *leeward* è più alta di quella sul lato *winward* ed un canyon *step-down* quando ad essere più elevata è la fila di edifici sul lato *winward*.

Il campo di moto dell'aria all'interno del canyon è determinato:

- dalle caratteristiche geometriche del canyon (i fattori di forma),
- dal valore della velocità media del vento al di sopra degli edifici,
- dalla direzione di provenienza del vento al di sopra degli edifici,
- dal bilancio energetico che si viene a creare all'interno del canyon.

L'angolo tra la direzione del vento nell'aria libera sovrastante e l'asse del canyon condiziona la circolazione locale che presumibilmente si viene ad instaurare al suo interno. Sono possibili diverse situazioni.

Vento perpendicolare al canyon.

Si parla di vento perpendicolare al canyon quando tra l'asse dello stesso e la direzione del vento si ha un angolo non inferiore a 30°. Questa situazione è stata molto studiata (DePaul e Sheih 1985, 1986; Nakamura e Oke, 1988; Oke, 1988; Yamartino e Wiegard, 1986). In particolare, quando la velocità del vento è superiore a $1.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, si possono avere tre differenti regimi di moto a seconda del fattore di forma del canyon:

- ***isolated roughness flow***: quando il canyon è largo ($W/H > 2.5$) o, che è lo stesso, gli edifici del tessuto urbano risultano sufficientemente spaziosi, essi agiscono essenzialmente come elementi isolati di rugosità, dato che l'aria si muove ad una sufficiente distanza sottovento prima di incontrare il prossimo ostacolo.
- ***wake interference flow***: quando il canyon risulta meno largo ($1.538 \leq W/H < 2.5$) il flusso d'aria, distorto dalla prima fila di edifici incontrati, ha una distanza sottovento insufficiente per riaggiustarsi prima di incontrare la successiva fila di edifici ed il risultato è la risultante dell'interferenza delle due scie presenti.
- ***skimming flow***: ($W/H \leq 1.538$) in caso di fattore di forma superiore a 1 il flusso d'aria esterno al canyon sfiora la sommità del canyon senza entrarci direttamente, determinando entro il canyon un mot d'aria quasi indipendente dall'esterno. Quando si è in *skimming flow*, è possibile che siano presenti uno o più vortici a seconda del fattore di forma del canyon. In particolare si ha la presenza di un solo vortice quando W/H risulta superiore a 0.63. Quando W/H risulta inferiore a tale valore e superiore a 0.33 il vortice originario sposta la propria base inferiore dal suolo e nello spazio che così si libera viene ad instaurarsi un vortice secondario che ruota nel verso opposto al vortice principale. Mentre il vortice principale è mantenuto attivo dal flusso d'aria sovrastante il canyon, il vortice secondario è mantenuto attivo dal movimento del vortice principale. Se però W/H risulta inferiore a 0.33 nel canyon si vengono ad instaurare tre vortici sovrapposti ognuno rotante in senso inverso rispetto a quello direttamente sopra. In *Fig.9.3* sono riportate le linee di flusso relative a differenti situazioni ottenute da Jeong e Andrews (2002) impiegando un modello numerico.

Dalla simulazione numerica citata emergono altre informazioni di notevole importanza. In primo luogo si consideri la *Fig.9.4*. Oltre ad evidenziare gli intervalli dei valori del fattore di forma in cui vengono ad instaurarsi uno, due o tre vortici, si individua anche la posizione z/H relativa al centroide di ciascun vortice, se esistente. Più in particolare si ha che la quota in cui

si colloca il centroide del vortice inferiore (z_b), di quello mediano (z_m) e di quello superiore (z_t) è data dalle relazioni seguenti:

$$z_b/H = -\alpha_b(W/H) \quad z_m/H = -\alpha_m(W/H) \quad z_t/H = -\alpha_t(W/H) \quad [9.1]$$

dove α_b , α_m e α_t valgono rispettivamente 2.3, 1.3 e 0.25.

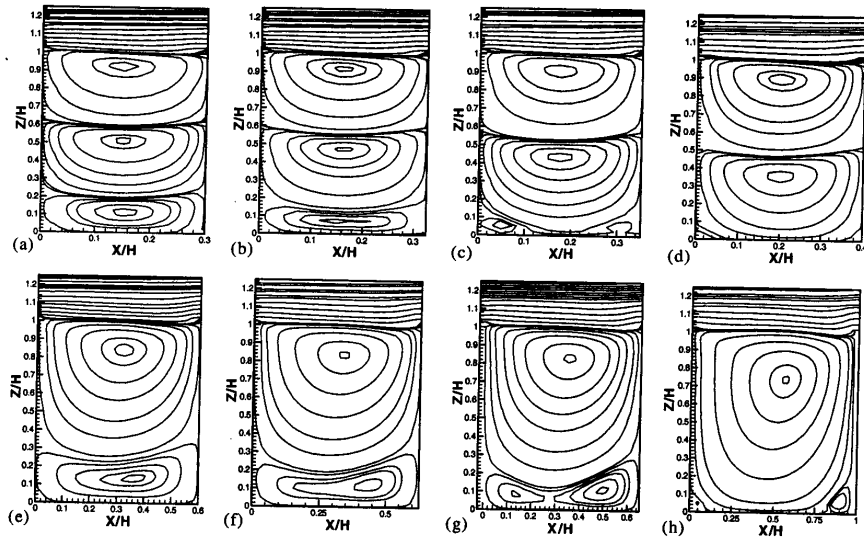


Fig.9.3: struttura a vertici entro un canyon urbano per i seguenti valori del fattore di forma W/H : 0.3, 0.325, 0.35, 0.4, 0.6, 0.625, 0.65, 1.0 (da Jeong e Andrews 2002)

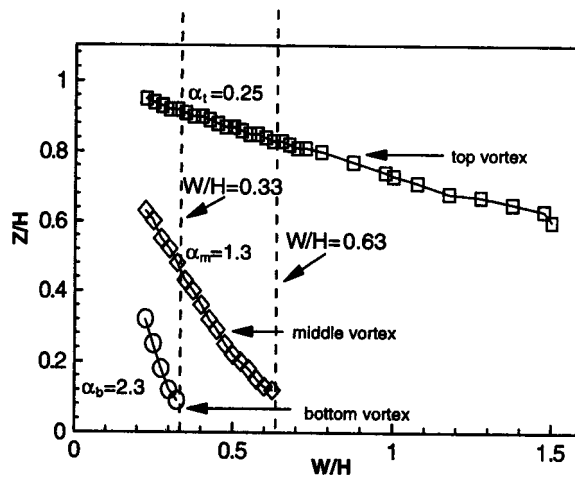


Fig.9.4: posizione del centroide dei vortici in un canyon urban (da Jeong e Andrews 2002).

In Fig.9.5 è raffigurato il fattore di riduzione della velocità del vento $S = U_p/U_H$, dove U_p è la velocità del vento in prossimità del fondo del canyon (≈ 2.5 metri) mentre U_H è la velocità alla sommità nella posizione centrale. Come si può notare, quando si origina un regime a tre vortici, S si colloca nell'intervallo $10^{-6} \div 10^{-4}$, cioè si assiste ad una drammatica riduzione della velocità dell'aria equivalente ad un effettivo disaccoppiamento tra il microclima del canyon e l'ambiente esterno sovrastante, situazione che permane anche quando sono presenti due vortici, anche se di intensità inferiore, mentre un certo grado di accoppiamento comincia ad essere evidente in presenza di un regime ad un solo vortice, soprattutto con $W/H \geq 1$.

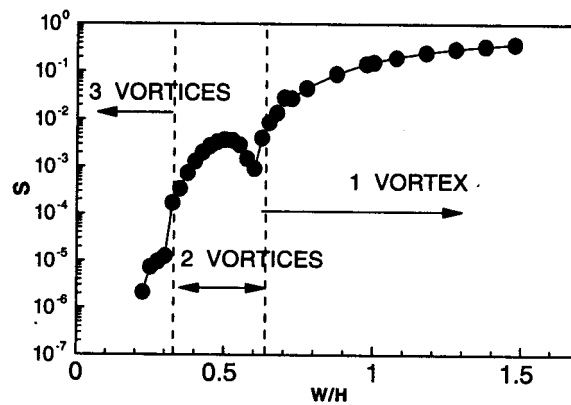


Fig.9.5: fattore di riduzione della velocità del vento nel canyon (Jeong e Andrews 2002)

Data la notevole complicazione connessa con uno studio sperimentale a scala reale della circolazione d'aria in un canyon urbano reale, ci si è dedicati con successo al suo studio per via numerica impiegando modelli fluidodinamici.

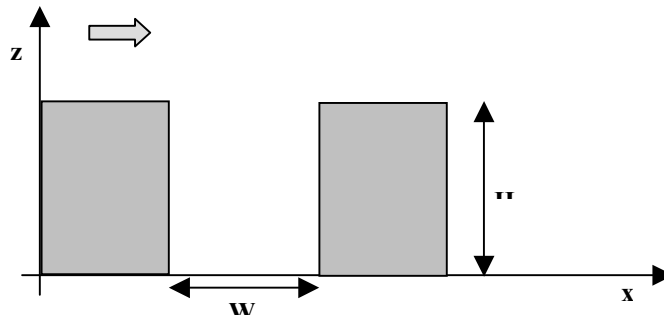


Fig. 9.6: geometria di riferimento di un modello fluidodinamica.

Il punto di riferimento nello studio fluidodinamico di un *canyon* urbano è la situazione in cui il vento sopra gli edifici risulta perpendicolare al suo asse. In questa situazione è possibile ignorare ciò che avviene longitudinalmente al *canyon* (se il rapporto lunghezza/larghezza è sufficientemente elevato) e quindi la geometria di riferimento risulta essere bidimensionale come quella riportata in Fig.9.6. Park e Lee (1994) e Baik e Kim (1999), ignorando gli effetti derivanti dal riscaldamento differenziale delle pareti che lo delimitano, il modello che consente la determinazione del moto medio delle masse d'aria all'interno del *canyon* è costituito dalle equazioni di bilancio della quantità di moto nella direzione *x* e *z* e dall'equazione di continuità:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_m \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial U}{\partial z} \right) \quad [9.2a]$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial x} + W \frac{\partial W}{\partial z} = \\ -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + g \frac{\theta - \theta_n}{\theta_n} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_m \frac{\partial W}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_m \frac{\partial W}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad [9.12b]$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad [9.2c]$$

dove U è la componente del moto lungo l'asse x e W è la componente lungo l'asse z , p è la deviazione della pressione da un dato livello di riferimento. Dato che normalmente non si adotta una chiusura del primo ordine, ma al contrario si impiega una chiusura k - ε , il coefficiente di diffusività turbolenta K_m è dato da:

$$K_m = C_\mu E/\varepsilon \quad [9.2d]$$

in cui E è l'energia cinetica turbolenta ed ε il tasso di dissipazione turbolenta relativo. Da questa definizione risulta evidente la necessità di aggiungere al modello altre due equazioni prognostiche descrittive di E ed ε :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + U \frac{\partial E}{\partial x} + W \frac{\partial E}{\partial z} = K_m \cdot \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right\} + \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{K_m}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial E}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_m}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial E}{\partial z} \right) - \varepsilon \end{aligned} \quad [9.2e]$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + W \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{E} K_m \cdot \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 \right\} + \\ + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{K_m}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K_m}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{E} \end{aligned} \quad [9.2f]$$

dove le varie costanti presenti sono pari a $(C_\mu, \sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}) = (0.09, 1.0, 1.3, 1.44, 1.92)$. Queste equazioni, con le opportune condizioni iniziali e al contorno, possono essere risolte numericamente col metodo dei volumi finiti.

Il modello fin qui considerato non prende in considerazione le forzanti termiche e quindi si riferisce a situazioni puramente adiabatiche. Kim e Baik (1999b e 2001) hanno esteso il loro modello in modo da poter trattare anche situazioni non adiabatiche. In sintesi, studiare ciò significa aggiungere al modello l'equazione prognostica per la temperatura potenziale:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + U \frac{\partial \theta}{\partial x} + W \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + S_\theta \quad [9.2g]$$

Il modello fluidodinamica illustrato presenta notevoli complicazioni nel suo impiego pratico. Si è quindi pensato ad una sua semplificazione radicale (Berkowicz e al., 1997). In particolare, in condizioni stazionarie e con gli assi coordinati posti come indicato in Fig.9.7, si ha che:

$$-U \frac{\partial U}{\partial x} - W \frac{\partial U}{\partial z} + K_m \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad [9.3a]$$

$$-U \frac{\partial W}{\partial x} - W \frac{\partial W}{\partial z} + K_m \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad [9.3b]$$

Queste equazioni possono essere riscritte in modo più conveniente utilizzando il concetto di vorticità definita come:

$$\omega = \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial x} \quad [9.3c]$$

ottenendo:

$$-U \frac{\partial \omega}{\partial x} - W \frac{\partial \omega}{\partial z} + K_m \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) = 0 \quad [9.3d]$$

Dato che si sta considerando un moto che presenta evidenti caratteristiche vorticoshe, l'avvezione dovrà avere un'importanza secondaria e quindi potrà essere omessa. Pertanto il modello risulterà costituito da:

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} = 0 \quad [9.3e]$$

Hotchkiss e Harlow (1973) hanno trovato che una sua possibile soluzione è la seguente :

$$\omega = \omega_0 [\exp(Ky) + \beta \cdot \exp(-Ky)] \cdot \sin(Kx) \quad [9.3f]$$

cioè:

$$U = \frac{u_0}{1-\beta} \cdot \{ \exp(Ky) \cdot (1+Ky) - \beta \cdot (1-Ky) / \exp(Ky) \} \cdot \sin(Kx) \quad [9.3g]$$

$$W = -u_0 Ky \cdot \frac{(\exp(Ky) - \beta \cdot \exp(-Ky))}{1-\beta} \cdot \cos(Kx) \quad [9.3h]$$

dove u_0 è la velocità media del vento sopra del canyon, $K = \pi/W$, $\beta = \exp(-2KH)$, e $y = z-H$.

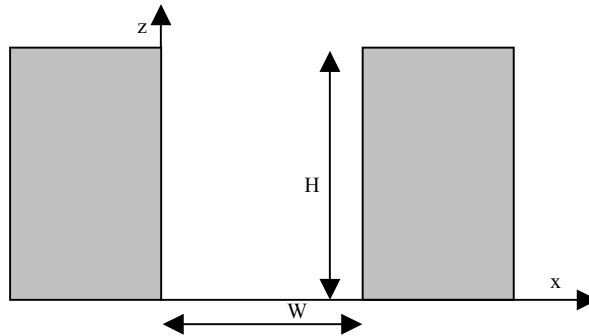


Fig.9.7: geometria di un canyon urbano per il modello di Hotchkiss e Harlow (1973).

Questo modello, pur essendo semplice, riesce a catturare ottimamente l'essenza della realtà di canyon, come hanno mostrato le misure realizzate da Yamartino e Wiegand (1986) in un canyon reale con W/H prossimo a 1. Dato che la soluzione (9.3f) non è unica, non è detto che essa possa essere realistica anche per $W/H \neq 1$. Va detto, infatti, che ogni combinazione lineare di soluzioni del tipo (4.110f) con K multiplo di π/W soddisfa la (9.3e).

Un'altra limitazione di cui soffre il modello di Hotchkiss e Harlow è l'impossibilità di descrivere lo scambio di massa tra l'esterno e l'interno del canyon, che invece viene considerata in modelli di maggior complessità, come evidenziato in Fig.9.8.

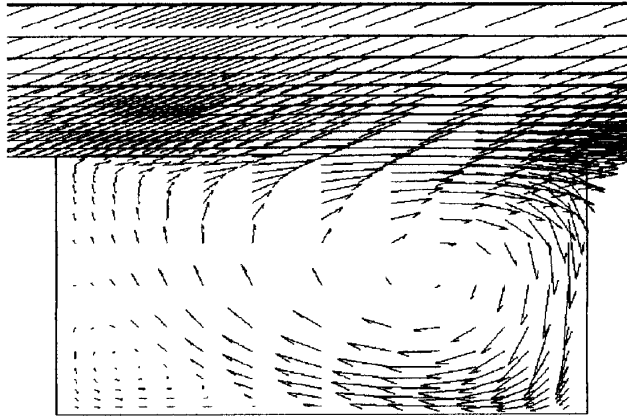


Fig. 9.8: ricostruzione numerica del campo di vento medio nel canyon (Berkowicz e al., 1997)

Per quanto riguarda la turbolenza presente entro il *canyon*, ben poco si sa di preciso. Una prima fonte di informazione è costituita dalle correlazioni ottenute da Yamartino e Wiegand (1986) e basate su un insieme limitato di dati sperimentali. Louka e al. (2000) hanno condotto un'ulteriore campagna sperimentale da cui risulta che:

- la σ_w a $z/H > 1.5$ è quella propria di un normale *PBL* imperturbato ed è stata valutata pari a $\sigma_w = 1.46 \cdot u_*$. Alla sommità del *canyon* ($z/H=1$), σ_w/u_* presenta un massimo pari a 1.69 mentre entro il *canyon* tale valore sembra praticamente riportarsi a circa 1.4;
- per quanto riguarda σ_u (la deviazione standard della componente del vento perpendicolare all'asse del *canyon*), si ha che σ_u/u_* è circa costante sopra il *canyon* (e pari a 2.44) e decresce al suo interno (es. a $z/H \approx 0.5$, $\sigma_u/u_* \approx 1.8$);
- σ_v (la deviazione standard della componente del vento lungo l'asse del *canyon*) si comporta esattamente come σ_u .

Vento Parallelo al canyon.

Un vento parallelo all'asse del *canyon* genera un flusso d'aria diretto in tale direzione e confinato nel *canyon* stesso. Tale flusso sarà perturbato in corrispondenza dei bordi laterali per l'attrito che le parati oppongono al moto delle masse d'aria. Se ci si limita a considerare tale flusso in corrispondenza del centro del *canyon*, Yamartino e Wiegand (1986) hanno ipotizzato un suo profilo verticale di tipo logaritmico del tipo:

$$V(z) = v_r \cdot \ln\left(\frac{z + z_0}{z_0}\right) / \ln\left(\frac{z_r + z_0}{z_0}\right) \quad [9.4]$$

dove z_0 è la rugosità superficiale a quota stradale e v_r è la velocità parallela al *canyon* misurata ad una quota di riferimento z_r .

Vento obliquo

Quando il vento è obliquo rispetto all'asse del *canyon* (cioè quando l'angolo tra la direzione del *canyon* e quella del vento è superiore a 30°), Nakamura e Oke (1988) hanno mostrato che lungo il *canyon* si sviluppa un *vortice a spirale* che altro non è se non la composizione del moto

generato da:

- un vento perpendicolare al *canyon* con velocità $U=A\cdot\cos(\theta)$ (di tipo vorticoso)
- un vento $V=A\cdot\sin(\theta)$ che genera un moto coassiale con il *canyon*.

Con A si indicato il modulo della velocità del vento sopra il *canyon* e con θ è l'angolo tra l'asse del *canyon* e la direzione del vento.

9.1.1 Modelli complessi di dispersione degli inquinanti

Nelle simulazioni più spinte della dispersione degli inquinanti in un *canyon urbano* vengono impiegati normalmente metodi di tipo euleriano (Lee e Park, 1994; Baik e Kim, 1999a; Chan e al., 2002) che:

- inevitabilmente ricostruiscono sia la fluidodinamica caratteristica del *canyon* sia la distribuzione degli inquinanti;
- limitano l'indagine ad un dominio bidimensionale (il piano trasversale al *canyon*) ipotizzando di fatto un *canyon* di lunghezza infinita.

Le relazioni fluidodinamiche che descrivono le variabili meteorologiche sono già state introdotte al Capitolo 4. Ad esse si deve aggiungere l'equazione che esprime il bilancio dell'inquinante che si sta studiando. Detta C la concentrazione media di tale inquinante, tale relazione risulta pari a:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} + W \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_c \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_c \frac{\partial C}{\partial z} \right) + S \quad [9.4a]$$

dove S è il termine di sorgente e K_c è di diffusività turbolenta dato, per esempio, da:

$$K_c = 0.9K_m = 0.09 q^2 / \varepsilon \quad [9.4b]$$

in cui q è l'energia cinetica turbolenta. La presenza dell'energia cinetica turbolenta e del suo tasso di dissipazione implica che il modello contenga anche le equazioni prognostiche relative a queste variabili e le correlazioni semiempiriche che ne consentono la chiusura.

Simulazioni di questo genere sono altamente realistiche e hanno fornito risultati decisamente comparabili con le misure disponibili, sia in galleria a vento che a scala reale. La loro potenza può essere ulteriormente aumentata abbandonando la limitazione della geometria bidimensionale e realizzando simulazioni tridimensionali. In questo caso è più frequente che a tale scopo vengano impiegati *programmi fluidodinamici general-purpose* (CFD codes) come PHOENIX e FLUENT, che in realtà sono ambienti informatici dedicati alla simulazione fluidodinamica, estremamente flessibili e potenti.

Un'alternativa, poco seguita ma altrettanto valida, è costituita dall'impiego di modelli Lagrangiani a Particelle (Lanzani e Tamponi, 1995), che però richiede un'ottima conoscenza della distribuzione spaziale e temporale dei vari campi meteorologici e micrometeorologici di interesse che possono derivare solo dall'impiego preventivo di modelli fluidodinamici limitati alle variabili meteorologiche.

9.1.2 Modelli semplificati di dispersione degli inquinanti

Ciò che contraddistingue tutti i modelli introdotti in precedenza è la notevole realistica delle simulazioni che realizzano, ma anche la loro notevole complessità e la necessità di rilevanti risorse di calcolo che limitano il loro uso all'analisi di un numero limitato di scenari significativi. Essi quindi non sono strumenti operativi che possano essere impiegati nelle normali operazioni di controllo della qualità dell'aria. Per questo sono stati studiati e messi a punto modelli di maggiore semplicità e di minori richieste di calcolo che, però, fossero in grado di fornire ricostruzioni attendibili della distribuzione dell'inquinamento entro un canyon urbano. Qui di seguito vengono i modelli di questa famiglia più utilizzati nella pratica corrente.

9.1.2.1 Il modello STREET

Uno dei primi modelli semplificati ad essere sviluppato ed impiegato nella pratica corrente del controllo dello stato della qualità dell'aria fu il modello STREET (Johnson e al., 1973), modello che è stato derivato empiricamente dalle misure di inquinamento rilevate nelle strade di San José e di St. Louis. Esso assume che all'inquinamento dovuto alle emissioni dal traffico automobilistico locale (*contributo stradale* C_s) si venga a sommare all'inquinamento presente nell'aria che scorre sopra la città a livello dei tetti (*contributo di background* C_b):

$$C = C_s + C_b \quad [9.5a]$$

Il *contributo stradale* è direttamente proporzionale alla emissione locale degli autoveicoli Q (tasso di emissione di una sorgente lineare, $g \cdot m \cdot s^{-1}$) ed inversamente proporzionale alla velocità del vento U misurata alla quota dei tetti. Se l'angolo tra la direzione del vento e l'asse del *canyon* è superiore a 30° e se nel *canyon* sono presenti N linee di traffico parallele, sono state derivate due relazioni per il calcolo della concentrazione:

- **per il lato leeward:**

$$C_s = \frac{K}{U + u_s} \cdot \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{Q_i}{(x_i^2 + z^2)^{1/2} + h_0} \right\} \quad [9.52b]$$

- **per il lato windward:**

$$C_s = \frac{K}{U + u_s} \cdot \frac{H - z}{H} \sum_{i=1}^N \frac{Q_i}{W} \quad [9.5c]$$

in cui:

- K è una costante empirica (≈ 7),
- u_s è una velocità di scala che tiene conto del movimento dell'aria indotto meccanicamente dal traffico autoveicolare ($u_s \approx 0.5 \text{ ms}^{-1}$),
- h_0 è una quota caratteristica che tiene conto del rimescolamento iniziale di inquinante operato dal movimento degli autoveicoli ($h_0 \approx 2 \text{ m}$),
- x_i e z sono rispettivamente la distanza orizzontale e verticale del punto ricettore dalla i -esima linea stradale del *canyon*,
- Q_i è il tasso di emissione lineare delle linea di traffico i -esima,
- H e W sono la dimensione verticale e trasversale del canyon.

Queste relazioni partono dalla constatazione che, con un vento sopra i tetti circa perpendicolare all'asse del *canyon*, si viene sviluppando una circolazione elicoidale entro il *canyon* stesso per la quale gli inquinanti emessi dalle linee di traffico vengono trasportati verso il lato *leeward* mentre il lato *windward* è soprattutto esposto al *background* ed all'inquinamento derivante dal ricircolo interno indotto dal vortice. Il modello predice, quindi, maggiori concentrazione al lati *leeward* che al lato *windward*.

Quando l'angolo tra asse del *canyon* e la direzione del vento risulta inferiore a 30°, in teoria questo modello non dovrebbe essere utilizzato, anche se pragmaticamente vengono usate entrambe le relazioni e si pone C_s pari al relativo valor medio. Il modello è estremamente semplice e non può essere impiegato, a rigore, quando la velocità del vento è molto bassa: in effetti in tale situazione il vortice non è presente in maniera stabile e la distribuzione di inquinante è pressoché uniforme.

9.1.2.2 Il modello di Hotchkiss e Harlow

Un altro modello analitico è quello sviluppato da Hotchkiss e Harlow (1973) che è il logico completamento dell'analogo modello del campo di vento in un *canyon* già descritto al Cap.4. Esso consiste nell'individuare una soluzione approssimata dell'equazione euleriana del trasporto e della dispersione dell'inquinante in condizioni stazionarie:

$$-U \frac{\partial C}{\partial x} - W \frac{\partial C}{\partial z} + v_t \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) = 0 \quad [9.6a]$$

Una volta integrata questa equazione con le opportune condizioni iniziali e al contorno, si ottiene la relazione seguente per la concentrazione nella sezione del *canyon*:

$$C_s = S \left[\frac{1}{u_w} - \frac{y}{v_t} \right] - \frac{S u_n y}{4K v_t^2 (1 - \beta)} \cdot \left[e^{Ky} (1 - Ky) - \beta e^{-Ky} (1 + Ky) \right] \cdot \cos(Kx) \quad [9.6b]$$

dove, detta Q il tasso di emissione lineare locale, $S = Q/W$, u_n è la componente del vento perpendicolare all'asse del *canyon* e u_w è la *velocità di ventilazione*. Il cuore del modello è rappresentato dal coefficiente di diffusività turbolenta v_t che può essere espresso in funzione della velocità del vento sopra i tetti (U) e della *stirring velocity* u_s , derivante dal moto degli autoveicoli, nel modo seguente:

$$v_t = L \cdot \sqrt{(\alpha_1 u_t)^2 + u_s^2} \quad [9.6c]$$

dove L è un'appropriata lunghezza di scala, α_1 è una costante pari a 0.1 e che è stata posta uguale alla larghezza W del *canyon*.

Per quanto riguarda la velocità di ventilazione che determina la concentrazione alla sommità del *canyon*, Hotchkiss e Harlow (1973) hanno proposta la relazione seguente:

$$u_w = (v_t u_t / W)^{1/2} \quad [9.6d]$$

mentre in Berkowicz e al. (1997) si propone:

$$u_w = \sqrt{(\alpha_2 u_t)^2 + (\alpha u_s)^2} \quad [9.6e]$$

con α_2 pari a 0.3.

Nonostante la maggiore *fisicità* del modello (più apparente che reale), i risultati ottenuti in situazioni reali non sono molto differenti da quelli ottenuti dal modello STREET. Entrambi sono in grado di riprodurre in modo corretto le caratteristiche generali del fenomeno, anche se quantitativamente spesso differiscono non poco dalle misure reali. D'altro canto ciò era prevedibile visto che si è cercato di condensare in modelli algebrici semplicissimi l'enorme complessità fluidodinamica del *canyon urbano*.

9.1.2.3 Il modello CPBM

Un approccio innovativo è stato introdotto da Yamartino e Wiegand (1986) nel loro *Canyon Plume-Box Model CPBM*. Le concentrazioni vengono calcolate combinando un modello *plume*, che simula l'impatto diretto delle emissioni dagli autoveicoli, con un modello a Box che rende conto dell'impatto addizionale dovuto alla ricircolazione di inquinanti entro il vortice che si viene a creare nel *canyon*. La circolazione media di aria all'interno del *canyon* è modellizzata, per quanto riguarda le componenti U e W , col modello analitico di Hotchkiss e Harlow (1973), mentre per quanto riguarda la componente longitudinale V è stato adottato un profilo di tipo logaritmico con la quota. Per la determinazione dei parametri della turbolenza $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ viene utilizzato un modello empirico basato sulla turbolenza meccanica e termica misurata alla quota dei tetti, sulla radiazione solare globale e sul numero dei veicoli in transito, di cui si tiene conto anche del calore emesso.

Le caratteristiche principali del modello *plume* sono illustrate in Fig.9.9, dove si vede come il *plume* venga ripartito in tre segmenti (P_1, P_2, P_3) che si assume seguano traiettorie rettilinee e si disperdano in modo gaussiano. Il maggior impatto lo si riscontra al lato *leeward*, per il contributo diretto del segmento P_1 .

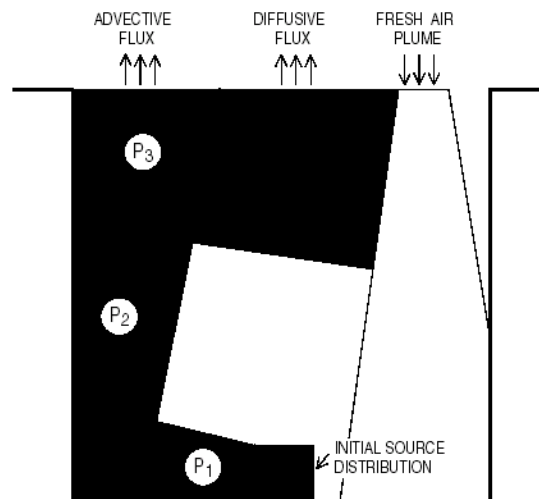


Fig.9.9: visione schematica del sottomodello di vortice di CPBM (Yamartino e Wiegand 1986)

Il parametro di dispersione verticale è dato da:

$$\sigma_z(t) = H_1 / \sqrt{2\pi} + \sigma_w t \quad [9.7a]$$

dove H_I è la dispersione iniziale del pennacchio, che dipende dalla forma e dalla velocità dei veicoli. Il *tempo di trasporto* t è pari a x/u_b dove u_b è il valor medio trasversale della componente trasversale del vento calcolata col modello di Hotchkiss e Harlow alla quota di emissione e x è la distanza dalla sorgente. Formule simili sono usate per i segmenti P_2 e P_3 , ma con valori appropriati per i parametri di turbolenza e per la velocità dell'aria.

Il contributo alla concentrazione totale derivante dalla ricircolazione viene determinato mediante un bilancio di massa entro il *canyon*, ottenendo la relazione seguente:

$$C_R = \frac{Q}{u_b(W/2)} \cdot \frac{F}{1-F} \quad [9.7b]$$

dove Q è il tasso di emissione lineare e F è la frazione di materiale che è interessato dalla ricircolazione, pari a:

$$F = \exp(-t_s/\tau) \quad [9.7c]$$

in cui t_s è un tempo di scala legato al tempo di ricircolazione del vortice e pari a:

$$t_s = 2H/u_b \quad [9.7d]$$

Il tempo caratteristico τ è legato alla velocità di ventilazione del *canyon* ed è espresso in termini di componente *avvettiva* τ_A e *diffusiva* τ_D nel modo seguente:

$$\tau^{-1} = \tau_A^{-1} + \tau_D^{-1} \quad [9.7e]$$

dove:

$$\tau_A^{-1} = \sqrt{2\pi}\sigma_j w_j / (HW) \quad [9.7f]$$

$$\tau_D^{-1} = (W - 2\sqrt{2\pi}\sigma_j)\sigma_w / (\sqrt{2\pi}HW) \quad [9.7g]$$

In tali relazioni sono presenti i parametri seguenti:

- σ_j che è la dimensione dell'infiltrazione di aria *fresca* dalla sommità del *canyon* (spesso posta a 0.25 m),
- w_j che è la velocità del pennacchio e che viene calcolata col modello di ricircolazione di Hotchkiss e Harlow,
- σ_{wt} è la σ_w calcolata alla sommità del *canyon*.

Per tutti i ricettori posti nel lato *leeward* del *canyon* viene aggiunta alla concentrazione calcolata dal modello plume il contributo dovuto alla ricircolazione C_R . Altri dettagli sul modello possono essere trovati nel citato lavoro.

Il modello *CPBM* è notevolmente più complesso rispetto a quelli illustrati in precedenza, tuttavia il confronto tra le sue simulazioni e le misure disponibili ha evidenziato un significativo miglioramento nelle previsioni. Tale modello ha costituito, inoltre, il punto di riferimento e di partenza per lo sviluppo del nuovo modello operativo (OSPM), di cui si parlerà immediatamente

nel seguito, che aveva l'obiettivo di diminuire la complessità modellistica formale pur mantenendo un elevato grado di realismo nelle simulazioni.

9.1.2.4 Il modello OSPM

Come detto, la concentrazione che si misura entro un *canyon* urbano, può essere vista come la somma di due contributi distinti:

- una concentrazione di fondo (*background*) C_{bk} che dipende dalle infiltrazioni nel *canyon* di aria proveniente dall'esterno. Questo contributo può essere determinato utilizzando un normale modello di simulazione in grado di tener conto di tutte le sorgenti di emissione presenti nel dominio di interesse. La complessità del territorio e la disponibilità dei dati condizioneranno la scelta del modello da utilizzare a tale scopo.
- una concentrazione di tipo locale C_{st} proporzionale al traffico degli autoveicoli entro il *canyon*. Sarà proprio questo contributo che studieremo qui di seguito.

Un modo relativamente semplice per determinare il contributo locale è costituito dal modello **OSPM** (*Operational Street Pollution Model – NERI, Danimarca, Hertel e Bercowicz, 1990*). Tale modello è di tipo stazionario, praticamente gaussiano, costruito in modo tale da tener conto del particolare campo di vento che si viene ad instaurare all'interno del *canyon*. In particolare, il modello OSPM considera la concentrazione C_{st} come la somma di due contributi differenti:

$$C_{st} = C_d + C_r \quad [9.8]$$

- un contributo diretto C_d che dipende dal trasporto operato dal vento,
- un contributo di ricircolazione C_r che dipende dal trasporto e dalla diffusione di inquinante nel vortice che si viene a creare entro il *canyon*

⇒ Determinazione del contributo diretto.

La teoria di base usata per determinare tale contributo è la formula gaussiana stazionaria per una sorgente lineare. In particolare il campo di emissione è quindi schematizzato come un insieme di sorgenti lineari allineate perpendicolarmente alla direzione del vento a livello stradale, di larghezza dx e con densità di emissione pari a:

$$dQ = \frac{Q}{W} dx \quad [9.9a]$$

Il contributo alla concentrazione in un punto a distanza x dalla sorgente lineare è dato da:

$$dC_d = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{dQ}{u_b \sigma_z(x)} \quad [9.9b]$$

dove u_b è la velocità del vento a livello stradale e $\sigma_z(x)$ è il parametro di dispersione verticale alla distanza sottovento x . Questa relazione viene integrata lungo la traiettoria del vento a livello stradale, tenendo conto della direzione del vento, dell'estensione della zona di ricircolazione e della larghezza della strada.

Se l'angolo tra l'asse del *canyon* e la direzione del vento è Φ , il vento al suolo nella zona di ricircolazione forma un angolo Φ con l'asse stradale, anche se la componente trasversale risulta riflessa. Fuori dalla zona di ricircolazione la direzione del vento resta inalterata rispetto a quella posseduta alla quota dei tetti.

La lunghezza del vortice L_{vortex} è stimata in due volte l'altezza dell'edificio sopravvento H_{up} . Per velocità del vento (alla sommità del *canyon*) inferiori a 2 ms^{-1} , si assume che L_{vortex} decresca linearmente con la velocità. H_{up} dipende dalla geometria del *canyon* e dalla direzione del vento alla sua sommità. Eventuali aperture tra edifici comporteranno che H_{up} si annulli. La massima estensione della zona di ricircolazione è pari al massimo tra la larghezza W del *canyon* e L_{vortex} . Per un vento obliquo e quando $L_{vortex} > W$, l'estensione della zona di ricircolazione è pari a:

$$L_{rec} = \min(W, L_{vortex} \cdot \sin \Phi) \quad [9.9c]$$

Esiste quindi un angolo Φ per cui l'estensione della zona di ricircolazione è inferiore a quella del *canyon*. Per *canyon* con fattore di forma 1, questo angolo è di 30° .

Il parametro di dispersione verticale σ_z è modellizzato assumendo che la dispersione del *plume* sia governata unicamente dalla turbolenza meccanica σ_w che si ipotizza sia dovuta a due meccanismi distinti: il vento ed il traffico degli autoveicoli secondo la relazione:

$$\sigma_w \left[(\alpha u_b)^2 + \sigma_{w0}^2 \right]^{1/2} \quad [9.9d]$$

dove

- u_b è la velocità del vento al livello della strada che dipende dal vento alla sommità del canyon (u_t) secondo la relazione:

$$u_b = u_t \frac{\ln(h_0/z_0)}{\ln(H/z_0)} \cdot (1 - 0.2 \cdot p \cdot \sin \Phi) \quad [9.9c]$$

con $p = \min(H_{up}/H)$ e z_0 pari alla *lunghezza di rugosità* dell'agglomerato urbano (es. se gli edifici sono alti 15 m, un valore caratteristico per z_0 potrebbe essere 0.6 m)

- α è un coefficiente che pone in relazione la velocità del vento con la turbolenza verticale e normalmente questo coefficiente vale 0.1;
- σ_{w0} è la turbolenza prodotta dal flusso degli autoveicoli. La sua determinazione è complessa (Eskridge e Hunt, 1979; Eskridge e al., 1991) ed una semplice parametrizzazione è:

$$\sigma_{w0} = 0.3 \left(\frac{N_{veh} V S^2}{W} \right)^{1/2} \quad [9.9d]$$

in cui N_{veh} è il numero di veicoli transitanti nell'unità di tempo, V è la velocità media dei veicoli e S^2 è l'area orizzontale occupata da ogni singolo veicolo.

Pertanto il parametro di dispersione verticale risulterà pari a:

$$\sigma_z(x) = \sigma_w \frac{x}{u_b} + h_0 \quad [9.9e]$$

In questa relazione h_0 rappresenta la dispersione iniziale nella scia degli autoveicoli, o meglio la quota a cui gli scarichi degli autoveicoli si ipotizza si rimescolino immediatamente dopo il loro rilascio. Normalmente tale parametro è posto a 2 m.

Per un ricettore posto nel lato *leeward*, il contributo diretto viene calcolato considerando solo le emissioni dovute al traffico entro la zona di ricircolazione. Per un ricettore nel lato *windward*, vengono prese in considerazione solo i contributi derivanti dalle emissioni poste al di fuori della zona di ricircolazione. Se la zona di ricircolazione si estende per tutto il *canyon*, per i ricettori del lato *windward* non ci sarà alcun contributo diretto.

Premesso ciò, senza entrare ulteriormente nei dettagli si può dire quanto segue.

→ Se la direzione del vento è parallela all'asse del canyon la geometria che si considera è quella riportata in Fig.910.

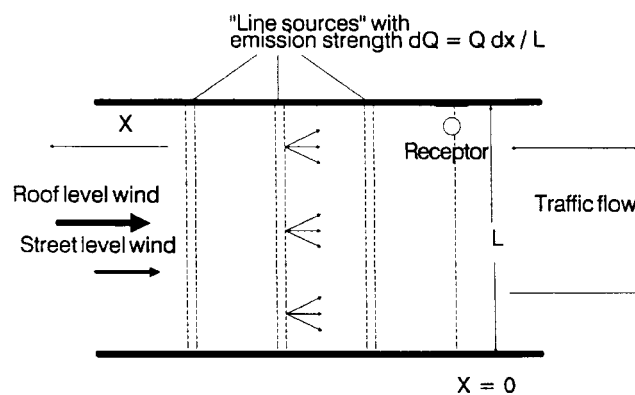


Fig.9.10: vento parallelo all'asse del canyon

Se si integra la (9.9b) rispetto ad x , si dovrebbe ottenere una relazione che descrive la componente diretta della concentrazione. Tuttavia va ricordato che tale integrazione può essere eseguita solo fino ad una distanza x_1 tale che $\sigma_z(x)=H$. Per distanze superiori, l'inquinante è parzialmente rimosso dal *canyon*: si è quindi in presenza di una perdita di inquinante dal *canyon*, che può essere descritta da:

$$\frac{d(dC_d)}{dx} = -\frac{v_d}{Hu_b} \cdot dC_d \quad [9.10a]$$

La velocità di decadimento v_d può essere modellizzata, assumendola pari a σ_{wr} presente immediatamente sopra il *canyon* e data da:

$$\sigma_{wr} = \sqrt{(\alpha u_t)^2 + \sigma_{w0}^2} \quad [9.10b]$$

Ai fini pratici, si può assumere che u_t è la velocità del vento al di sopra del *canyon*. Sulla base di tutte queste informazioni si ottiene alla fine una relazione che consente di esprimere il contributo diretto C_d alla concentrazione C_{st} . Tale relazione è:

$$C_d = \sqrt{2/\pi} \frac{Q}{L\sigma_w} \left[\ln\left(\frac{H}{h_0}\right) + \frac{\sigma_w}{\sigma_{wr}} \right] \quad [9.10c]$$

In questa relazione:

- H è l'altezza tipica del canyon,
- L è la sua dimensione trasversale,
- Q è l'emissione lineare della strada,

Come si può vedere dalla relazione precedente, il **contributo diretto** C_d è **completamente indipendente dalla posizione del punto** dove si vuole calcolare la concentrazione di inquinante. Ciò sta a significare che la struttura del *canyon* determina un campo di vento che converte tale *canyon* in un *box* al cui interno l'inquinante viene completamente rimescolato.

→ Se la direzione del vento è perpendicolare all'asse del canyon, la situazione precedente si modifica profondamente: in questo caso è importante vedere come la concentrazione risulti differente nel lato sottovento e sopravvento della via.

Lato sottovento.

In Fig.9.11 è riportata schematicamente la situazione che si sta trattando. Quando il vortice si estende per tutta la larghezza del canyon, l'integrazione della (9.9b), ipotizzando che le emissioni da traffico siano rappresentabili da sorgenti lineari di lunghezza infinita, porta a:

$$C_d = \sqrt{2/\pi} \frac{Q}{L\sigma_w} \cdot \ln \left[\frac{\sigma_w d_1 / u_b + h_0}{h_0} \right] \quad [9.11a]$$

con $d_1 = \text{MAX}(L, L_r)$ dove L_r è la dimensione della zona di ricircolo. Va rilevato infatti che il vortice e la relativa zona di ricircolo può non estendersi per tutta la larghezza del *canyon*. La sua estensione dipende certamente dall'altezza degli edifici che delimitano il *canyon*.

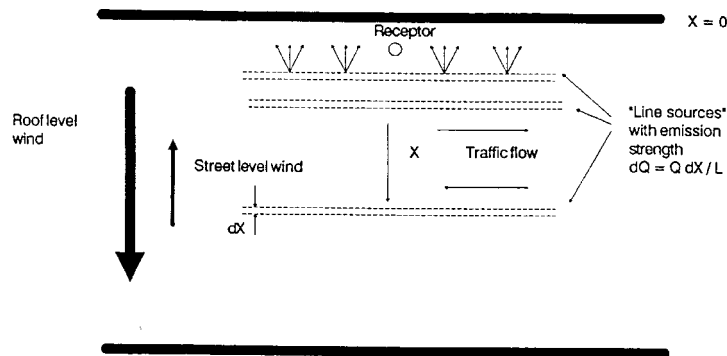


Fig.9.11: vento perpendicolare all'asse del canyon - lato sottovento

Il problema è estremamente complesso, tuttavia dal punto di vista operativo si può stabilire che la massima è la dimensione della zona di ricircolazione L_r , data dalla relazione:

$$L_r = \begin{cases} 2H & \text{si } u_t > 2\text{m/s} \\ u_t H & \text{si } u_t \leq 2\text{m/s} \end{cases} \quad [9.11b]$$

Anche in questo caso il contributo risulta indipendente dalla posizione del punto di misura.

Lato sopravvento.

La concentrazione in questo lato dipende dalla dimensione della zona di ricircolazione. Come visto precedentemente, la dimensione della zona di ricircolazione dipende dall'altezza del canyon e dalla velocità del vento nella parte superiore del canyon. Si hanno due situazioni:

- se $L_r = L$

$$C_d = 0 \quad [9.12a]$$

- se $L_r < L$

$$C_d = \sqrt{2/\pi} \frac{Q}{L\sigma_w} \cdot \left\{ \ln \left[\frac{\sigma_w d_2 / u_b + h_0}{h_0} \right] + \frac{\sigma_w}{\sigma_{wt}} [1 - \exp(-\sigma_{wt} d_3 / (u_b H))] \right\} \quad [9.12b]$$

dove:

$$d_2 = \text{MIN}[(L - L_r), x_1] \quad d_3 = \text{MAX}[(L - L_r), x_1] - x_1$$

e

$$x_1 = \frac{u_b}{\sigma_w (H - h_0)}$$

E' evidente che la determinazione della dimensione della zona di ricircolazione è essenziale per definire in modo corretto il contributo diretto della concentrazione nel canyon.

→ Quando il vento è obliquo rispetto all'asse del *canyon*, si decompone la velocità del vento rispetto all'asse del canyon e si usano entrambe le formulazioni sopra riportate.

⇒ **Determinazione del contributo indiretto.**

Il contributo indiretto dipende dal trasporto e dalla diffusione creata dal vortice che si viene a generare entro il *canyon*. Anche in questo caso è necessario considerare la situazione con vento parallelo all'asse del canyon e la situazione con vento perpendicolare.

Quando la direzione del vento è parallela all'asse del canyon, non si genera il vortice nel *canyon* e, quindi, non c'è un contributo indiretto, cioè:

$$C_r = 0 \quad [9.13a]$$

Quando, invece, la direzione del vento è perpendicolare all'asse del canyon, si viene a generare il vortice. In questo caso la relazione che si usa per esprimere il contributo indiretto alla concentrazione è il seguente:

$$C_r = \frac{(Q/L)b_1}{\sigma_{wt} b_2 + u_b b_3} \quad [9.13b]$$

dove:

$$u_d = \sqrt{u_b^2 + \sigma_{w0}^2} \quad b_1 = \text{MIN}(L, L_r)$$
$$b_2 = \text{MIN}(L, 0.5L_r) \quad b_3 = \text{MAX} \left[0, \left(\frac{b_1}{0.5L_r} - 1 \right) L_s \right] \quad L_s = \sqrt{(0.5L_r)^2 + H^2}$$

La concentrazione totale che il modello calcola è, pertanto,

$$C_{tot} = C_b + C_d + C_r \quad [9.14]$$

dove C_b è la concentrazione di *background*.

Il modello OSPM, nato come modello operativo dell'Agenzia Ambientale Danese, è stato fin da subito messo a confronto con le misure sperimentali. Per una dettagliata analisi dei risultati ottenuti si faccia riferimento a Berkowicz e al. (1997), mentre Kukkonen e al. (2001) presentano i risultati di una campagna sperimentale realizzata ad Helsinki messi a confronto con le simulazioni ottenute da questo modello. Rimandando a Berkowicz e al. (1997) per una discussione dettagliata dei risultati ottenuti, se si considerano le concentrazioni medie, in Fig.9.12 vengono riportati i confronti tra le simulazioni modellistiche e le misure realizzate a Copenhagen in due anni differenti. Come si nota, la correlazione è eccellente.

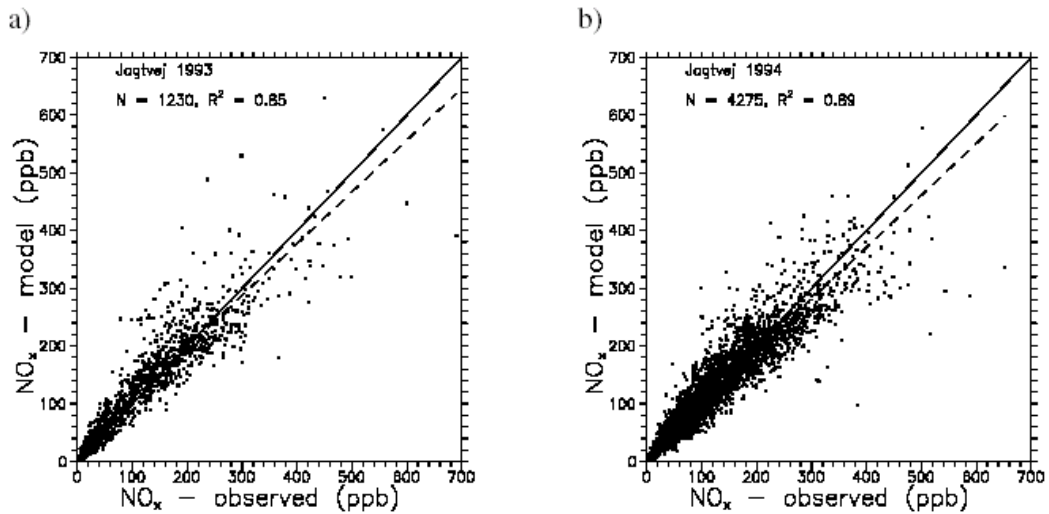


Fig. 9.12: confronto tra concentrazioni medie simulate e misurate a Copenhagen nel 1993 e 1994 (Berkowicz e al, 1997)

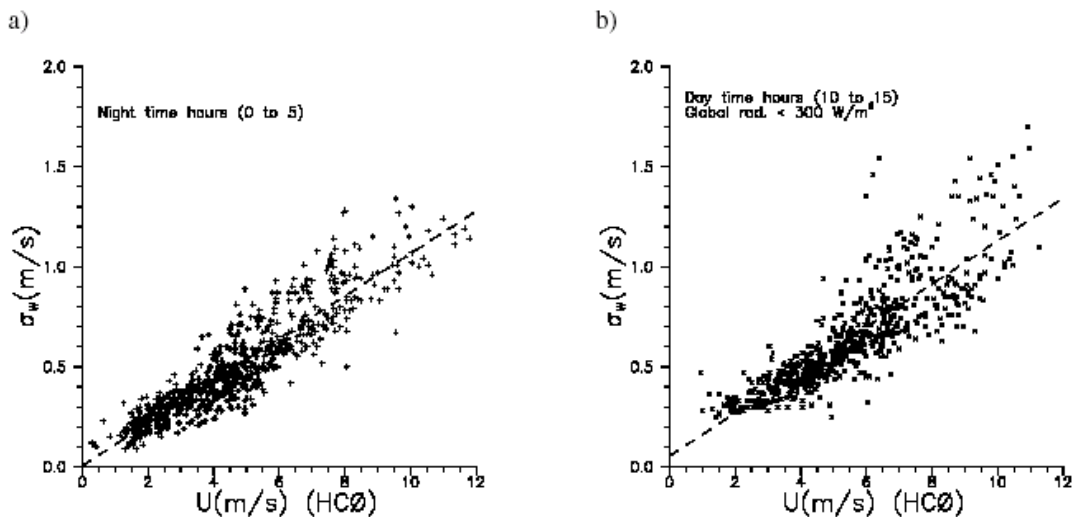


Fig.9.13: confronto tra valori misurati di σ_w e il valore della velocità del vento misurate a Copenhagen nel 1993 e 1994 (Berkowicz e al, 1997)

Dato che uno dei parametri fondamentali su cui si fonda il modello OSPM è la deviazione standard della componente verticale del vento, nella campagna sperimentale di Copenhagen si è posta una notevole attenzione proprio a tale parametro ed alla sua correlazione con la velocità del vento alla sommità del *canyon*. Per realizzare quest'indagine, sono state poste due torri meteorologiche entro il *canyon* strumentate a cinque quote differenti con anemometri ultrasonici capaci di rilevare in modo estremamente affidabile σ_w . I risultati ottenuti sono riportati in Fig.9.13. In particolare nella parte a) della figura sono riportati i risultati ottenuti nelle ore notturne, mentre nella parte b) quelli relativi alle ore diurne. Le ipotesi fatte a questo proposito in OSPM vengono sostanzialmente confermate da questa risultati sperimentali. Oltre a ciò, in Fig.9.14 è indicato il valore stimato da OSPM per la turbolenza derivante dal moto degli autoveicoli, raffrontato con i valori ottenuti per σ_w rispettivamente nei giorni lavorativi, il sabato e la domenica. Anche in questo caso le ipotesi adottate in OSPM risultano decisamente ragionevoli.

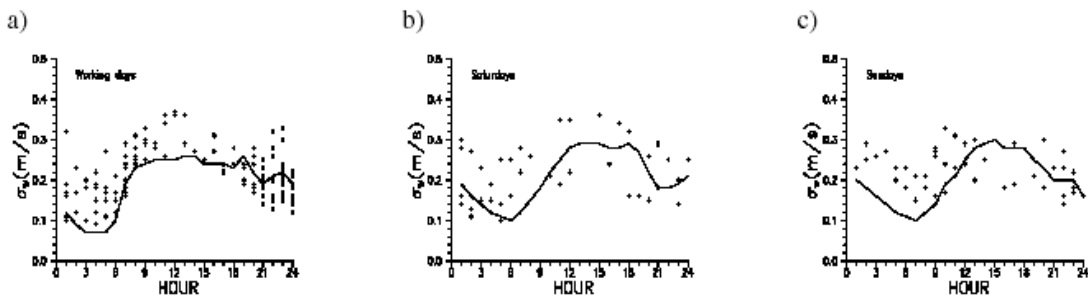


Fig.9.14: variazione giornaliera di σ_w per $U < 1.5 \text{ ms}^{-1}$. Lastima OSPM della turbolenza generata dagli autoveicoli è riportata con linea continua. A) giorni lavorativi, b) sabati, c) domeniche (Berkowicz e al, 1997).

Fin qui non si è tenuto conto di eventuali reazioni chimiche degli inquinanti nel *canyon*. Nel modello OSPM è stato proposto un semplice modello che riproduce con buona accuratezza ciò che si è riscontrato in molte città europee.

Dato che il tempo di residenza dell'aria in un *canyon* urbano è dell'ordine di pochi minuti, è possibile in questo caso considerare solo le reazioni chimiche più veloci. Questa situazione permette di considerare le reazioni degli Ossidi di Azoto ed in particolare solo quelle che implicano direttamente le specie NO, NO₂ y O₃. In particolare, tali reazioni sono:

- la **reazione di formazione di NO₂** a partire da NO emesso direttamente dagli autoveicoli



Il coefficiente di reazione K ($s^{-1} \text{ ppb}^{-1}$) può essere determinato mediante la relazione seguente che dipende direttamente dalla temperatura:

$$K = 5.38 \cdot 10^{-2} \cdot \exp[-1430/T] \quad [9.15b]$$

- la **reazione di dissociazione fotochimica**



con il coefficiente di reazione J dato dalla relazione seguente, dove R_g è la radiazione solare

globale (W/m^2)

$$J = 0.8 \cdot 10^{-3} \cdot \exp[-10/R_g] + 7.4 \cdot 10^{-6} R_g \quad [9.15d]$$

Nel canyon urbano si hanno emissioni di NO e di NO₂. Il modello di dispersione considerato realizza solo un calcolo teorico della concentrazione [NO] in ppb nel canyon, dato che non tiene conto dell'esistenza di una concentrazione di *background* [NO₂]_b y [O₃]_b. Normalmente si ha che la ripartizione tra NO e NO₂ è la seguente:

$$[NO_2]_v = 0.1[NO_x]_v \quad [NO]_v = 0.9[NO_x]_v$$

Per semplicità, si consideri una situazione stazionaria in cui sia valido l'equilibrio fotochimico per le concentrazioni di *background*:

$$\frac{[NO]_b [O_3]_b}{[NO_2]_b} = R = \left(\frac{J}{K} \right) \quad [9.16a]$$

e

$$[NO_x]_b = [NO]_b + [NO_2]_b \quad [9.16b]$$

Se si tiene conto delle equazioni che descrivono le reazioni chimiche e gli interscambi con l'aria di background, l'equazione che può stimare la **vera concentrazione [NO₂] nel canyon** è:

$$[NO_2] = \frac{1}{2} \left[b - (b^2 - 4([NO_x]_n [NO_2]_a + [NO_2]_n D))^{1/2} \right] \quad [9.16c]$$

dove :

- $[NO_x]_n = [NO_x]_b + [NO_x]_v$
- $[NO_2]_n = [NO_2]_b + [NO_2]_v$ è la concentrazione di NO₂ che si potrebbe trovare nel canyon senza tener conto delle reazioni chimiche,
- $[NO_2]_a = [NO_2]_n + [O_3]_b$ è la concentrazione di NO₂ se tutto O₃ presente nel canyon fosse usato per generare NO₂,
- $b = [NO_x] + R + [NO_2]_a + D$
- $D = 1/(K\tau)$ è il coefficiente di interscambio,
- $\tau = H/\sqrt{0.01u^2 + \sigma_{w0}^2}$ è la costante di tempo che tiene conto dell'interscambio d'aria del canyon e delle zone vicine.

Una volta nota la vera concentrazione [NO₂], è semplice vedere che:

$$[O_3] = [O_3]_b + [NO_2]_v + [NO_2]_b - [NO_2] \quad [9.17a]$$

$$[NO] = [NO_x]_b + [NO_x]_v - [NO_2] \quad [9.17b]$$

9.2 DISPERSIONE IN ZONE MARINE E COSTIERE

Il problema della dispersione di inquinanti nelle zone marine e costiere è molto complesso per varie ragioni:

- la conoscenza della micrometeorologia dell'aria sopra il mare è molto scarsa in confronto alle informazioni disponibili per la turbolenza sulla terraferma;
- è molto difficile e costoso fare misure sul mare;
- la presenza della discontinuità terra-mare determina una situazione micrometeorologica particolarmente complessa.

In questa sede verranno fornite solo poche indicazioni che possono consentire una modellizzazione approssimata della dispersione degli inquinanti in tali zone.

9.2.1 A grande distanza dalla costa

Sul mare, a grande distanza dalla costa (per esempio a 100 km dalla costa), l'aria del *PBL* si trova in equilibrio termico con la superficie marina e quasi costantemente in una situazione molto prossima all'adiabaticità. Se è necessario studiare la dispersione degli inquinanti in una tale situazione si può:

- usare un qualsiasi modello di dispersione, possibilmente di tipo stazionario,
- con parametri di dispersione σ_y e σ_z adeguati ad una situazione adiabatica. Se si usano modelli gaussiani con i parametri di dispersione di Brigg (*open country*), per la bassa rugosità della superficie marina è opportuno ridurre tali parametri di un fattore 0.5.

In questa situazione un modello stazionario gaussiano è essere decisamente adeguato, dato che il suo campo di applicabilità si riduce a siti piani e a condizioni prossime all'adiabaticità.

9.2.2 Vicino alla costa

Vicino alla costa l'aria sopra la superficie del mare può avere una temperatura molto differente da quella dell'acqua marina. Quando, all'inizio dell'inverno, l'aria fredda della costa passa sulla superficie marina, sopra il mare si viene a stabilire una situazione abbastanza convettiva. Al contrario, alla fine dell'estate, quando la massa d'aria continentale passa sopra la superficie marina più fredda, si viene a creare una situazione molto stabile con la formazione di inversioni termiche con base al suolo e con possibilità di nebbie.

Non è semplice stabilire quale possa essere la stabilità dell'atmosfera sopra la superficie marina. Una maniera è quella di determinare sperimentalmente (con boe strumentate) le variabili seguenti:

- la velocità del vento U
- la deviazione standard della componente trasversale del vento σ_v
- la deviazione standard della componente verticale del vento σ_w
- la velocità di frizione u_*
- la lunghezza di Monin Obukhov L

e stimare la rugosità della superficie marinar che dipende dalle dimensioni delle onde e, alla fine, da u_* . Una relazione che si usa normalmente è quella di Charnock

$$z_0 = 0.016u_*^2/g \quad [9.18]$$

Con queste informazioni, i parametri di dispersione per un'emissione di tipo puntuale che disperde sulla superficie del mare (un esempio sono le piattaforme petrolifere o le navi stesse). Per un tale camino, se si trascurano gli effetti derivanti dall'interferenza tra il pennacchio di fumo e le strutture della sorgente emittente, i parametri di dispersione orizzontale e verticale possono essere calcolati come :

$$\sigma_y^2 = \sigma_{yt}^2 + \sigma_b^2 + \sigma_{ys}^2 \quad [9.19a]$$

$$\sigma_z^2 = \sigma_{zt}^2 + \sigma_b^2 \quad [9.19b]$$

In tali relazioni σ_b rappresenta il contributo alla dispersione derivante dalla *buoyancy* propria del *plume* stimabile come:

$$\sigma_b = \Delta h/3.5$$

dove Δh è il *plume* rise del pennacchio determinabile con le tecniche riportate al Capitolo 2.

I contributi σ_{yt} e σ_{zt} devono essere determinati in base al livello di turbolenza presente sulla superficie marina. In particolare, detta x la distanza sottovento al camino, si possono impiegare le relazioni seguenti:

$$\sigma_y(x) = \frac{\sigma_v}{U} \cdot x \cdot S_y(x) \quad [9.19c]$$

$$\sigma_z(x) = \frac{\sigma_w}{U} \cdot x \cdot S_z(x) \quad [9.19d]$$

La relazione universale $S_y(x)$ può essere stimata con la relazione seguente:

$$S_y(x) = [1 + 0.9(x/1000 \cdot U)^{1/2}]^{-1} \quad [9.19e]$$

independentemente dalla stabilità del *PBL*. L'effetto della stabilità nel parametro di dispersione orizzontale è completamente rappresentato dalla deviazione standard della componente trasversale del vento che sarà necessario conoscere. Se non fosse possibile la sua determinazione sperimentale, tale parametro potrà comunque essere stimato impiegando le relazioni di Similarità presentate nel Cap.2.

Più complessa è la situazione per $S_z(x)$ che dipende dalla stabilità come descritto in *Tab.9.1*.

$S_z(x)$	Stabilità
$(1+0.0015x)^{-1/2}$	A, B, C, D
$(1+0.0003x)^{-1}$	E F

Tab. 9.1 forme della funzione S_z .

Anche in questo caso è necessario conoscere la deviazione standard della componente verticale

del vento. Qualora tale parametro non risultasse misurabile, dovrà essere stimato impiegando le relazioni di Similarità descritte nel Cap. 2.

Per lo studio della dispersione degli inquinanti si può usare in questo caso un modello stazionario con i parametri di dispersione definiti come descritto in precedenza, questo se si stanno considerando distanze non molto grandi. In caso contrario è opportuno utilizzare modelli non stazionari come modelli euleriani, lagrangiani puff o meglio lagrangiani a particelle.

9.2.3 Zone costiere

In questo caso la situazione è molto più complessa per la presenza dell'interfaccia terra-mare.

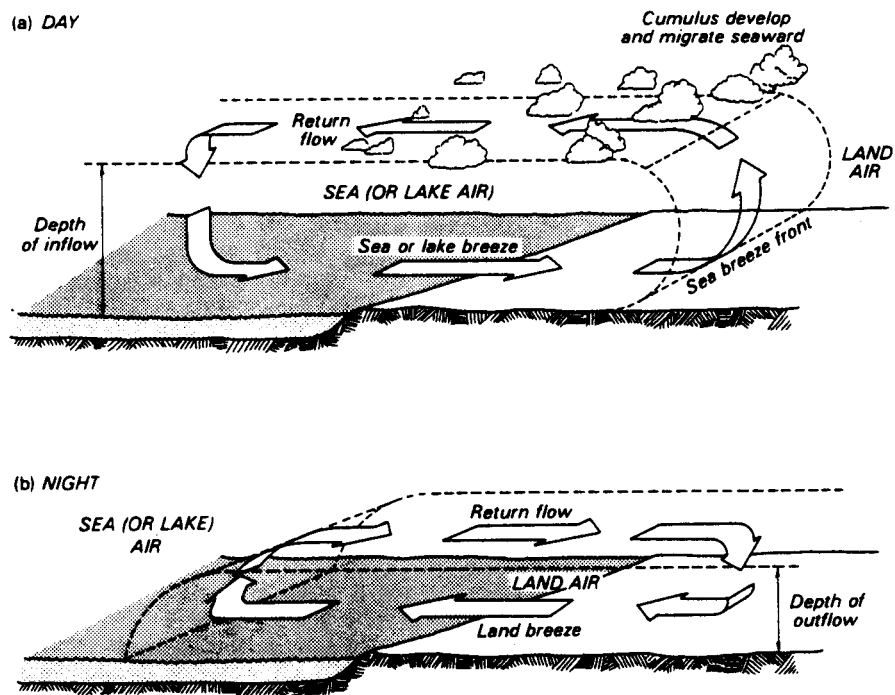


Fig.9.15: rappresentazione schematica della brezza di mare e di terra (da Oke,1987).

Molte volte capita che durante le ore diurne la terraferma sia più calda del mare. In questo caso l'aria sopra la terraferma diminuisce la propria densità e si innalza. Ciò genera un flusso di aria dal mare verso terra (*brezza di mare*), bilanciato da un analogo flusso diretto dalla terra al mare, ma posto a quote superiori (Figg. 9.15a). Durante la notte, invece, la situazione si ribalta (*brezza di terra*). La superficie marina risulta più calda della terraferma e ciò determina una circolazione di brezza in direzione contraria a quella diurna (da terra verso il mare in prossimità della superficie e dal mare verso terra in quota). Tutto ciò è illustrato in Fig.9.15b.

Se si considera la brezza di mare, si vede che il flusso turbolento di calore sensibile sulla terraferma a partire dalla linea di costa determina lo sviluppo di uno strato convettivo, piccolo in prossimità della linea di costa e progressivamente sempre di grande. Il suo limite superiore è costituito dall'altezza di rimescolamento che si riscontra a 20÷30 km dalla linea di costa. Questo strato, come visto al Cap.2, prende il nome di **TIBL** (*Thermal Internal Boundary Layer*). Si può vedere che il TIBL $h(x)$:

- è praticamente nullo in corrispondenza della linea di costa,
- aumenta con la distanza dalla linea di costa secondo la relazione (Fig.9.16):

$$h(x) = \left[\frac{2.8 H_0 x}{\rho C_p \gamma U} \right]^{1/2} \quad [9.20]$$

dove x è la distanza dalla linea di costa:

- H_0 è il flusso turbolento di calore medio sulla terraferma
 - γ è il gradiente di temperatura potenziale sopra il mare
 - U è il vento medio in prossimità del suolo.
- raggiunge il valore dell'altezza di rimescolamento tipica della zona continentale a grandi distanze dalla costa stessa.

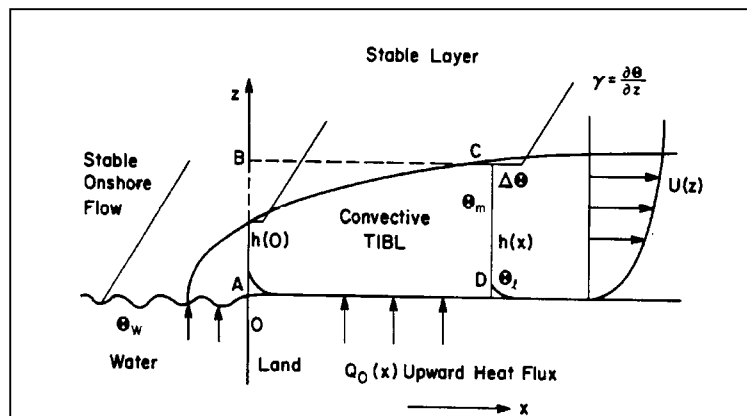


Fig. 9.16: struttura del TIBL (Venkatram, 1988b)

La dispersione da una ciminiera prossima alla linea di costa è piuttosto complessa.

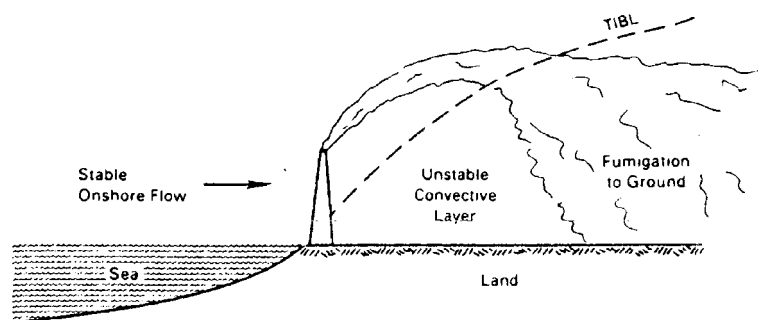


Fig. 9.17: il fenomeno della fumigazione di una ciminiera (Venkatram, 1988b)

Durante la brezza di terra, il *plume* si dirige verso il mare. Anche in questo caso si può usare un modello di dispersione di tipo stazionario con parametri di dispersione che debbono essere adeguati alla stabilità dell'atmosfera. Non è semplice determinare ciò e sarebbe opportuno

misurare direttamente σ_v e σ_w in una stazione meteorologica posta nelle immediate vicinanze della linea di costa e dedurre da tali deviazioni standard il valore dei parametri σ_y e σ_z . Se non si ha questa possibilità, è conveniente assumere l'ipotesi che l'aria sopra la superficie marina stia in una situazione adiabatica.

Durante la brezza di mare, il *plume* nella prima parte del suo percorso si trova completamente in una situazione stabile. Ad una distanza x_f (che dipende dell'evoluzione spaziale del *TIBL* e dalla quota di livellamento del *plume* stesso) il *plume* incontra il *TIBL* e va ad immettersi in uno strato convettivo. Questo rapido cambio di stabilità determina la fumigazione del plume (Cai e Luhar, 2002), fenomeno molto pericoloso che frequentemente si osserva in corrispondenza di impianti termoelettrici localizzati in prossimità della costa (Fig.9.17).

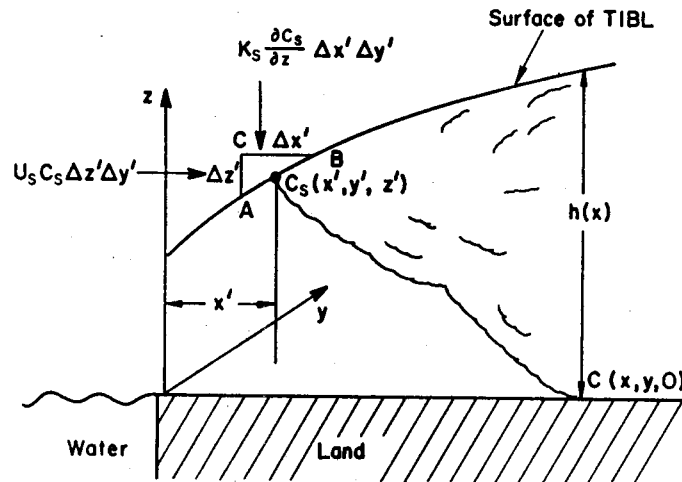


Fig.9.18: geometria usata per lo studio della fumigazione (Venkatram, 1988b)

Facendo riferimento alla Fig.9.18, Venkatram (1988b) ha sviluppato un modello semplice basato su una struttura sostanzialmente gaussiana. Si ipotizzi una geometria bidimensionale (si assume, quindi una completa uniformità orizzontale), si descriva il *TIBL* con una funzione $h(x)$ come indicato nel Cap.2 e si assuma che l'effetto del pennacchio che viene ad interagire con il sia condensabile in una sorgente lineare distribuita lungo il *TIBL*, quasi che il *TIBL* stesso sia una sorgente di inquinante. Se si considera un segmento A-B del *TIBL* e se si desidera stimare il flusso di inquinante che lo attraversa, si può fare l'ipotesi che tale flusso sia la somma del flusso verticale attraverso il segmento lineare C-B e del flusso orizzontale attraverso il segmento lineare A-C. Il flusso verticale (discendente) di inquinante attraverso C-B dQ_{CB} risulta pari a:

$$Q_{CB} = K_s \frac{\partial C_s}{\partial z} \cdot \Delta x' \Delta y' \quad [9.21a]$$

con:

$$K_s = \frac{1}{2} \cdot \frac{d\sigma_s^2}{dt} \quad [9.21b]$$

dove il pedice s sta ad indicare che tutte le variabili sono riferite ad una atmosfera stabile. Il flusso attraverso il segmento A-C dQ_{AC} altro non è che l'avvezione di inquinante:

$$Q_{AC} = U C_s \Delta z' \Delta x' \quad [9.21c]$$

Dato che si è ipotizzato che il segmento A-B si trova sulla curva che delimita il *TIBL*, è

immediato constatare che:

$$\Delta z' = \frac{dh}{dx} \Delta x' \quad [9.21d]$$

Pertanto complessivamente entro il *TIBL* fluisce come contributo del segmento A-B la quantità seguente di inquinante:

$$dQ(x', y', z') = \left(K_s \frac{\partial C_s}{\partial z} + UC_s \frac{dh}{dx} \right) \cdot \Delta x' \Delta y' \quad [9.22]$$

Per valutare la (9.22) è necessaria un'espansione per C_s . E' ragionevole assumere che la distribuzione nello strato stabile sia gaussiana:

$$C_s(x', y', z') = \frac{Q}{2\pi U \sigma_{ys} \sigma_{zs}} \cdot \exp \left[-\frac{(h_c - z')^2}{2\sigma_{zs}^2} - \frac{y'^2}{2\sigma_{ys}^2} \right] \quad [9.23]$$

dove h_c è l'altezza efficace del camino. Nello scrivere la relazione precedente si è ipotizzato che il materiale inglobato nel *TIBL* non possa influenzare la concentrazione nello strato stabile (esterno al *TIBL*) e questa è la ragione dell'assenza del termine di riflessione nella (9.23). Se si pone $z' = h(x)$ risulta a questo punto il calcolo della concentrazione associata a $dQ(x', y', h(x'))$ nel punto $(x, y, 0)$. Per fare ciò, si ipotizzi che l'inquinante si rimescoli completamente in verticale nel passaggio da x' a x . Adottando come sempre una distribuzione di tipo gaussiano in senso orizzontale, il contributo alla concentrazione dovuto a dQ risulta pari a:

$$dC(x, y, 0 | x', y', h(x')) = \frac{dQ(x', y', h(x'))}{\sqrt{2\pi} U \sigma_y h(x)} \cdot \exp \left[-\frac{(y - y')^2}{2\sigma_y^2} \right] \quad [9.24a]$$

da cui risulta che:

$$C(x, y, 0) = \frac{Q}{2\pi h(x)} \int_0^x \frac{1}{U \sigma_{ye}} \cdot \exp \left(-\frac{p^2}{2} \right) \frac{dp}{dx'} \exp \left(-\frac{y^2}{2\sigma_{ye}^2} \right) \cdot dx' \quad [9.24b]$$

dove:

$$p(x') = \frac{h(x') - h_c}{\sigma_{zs}(x')} \quad [9.24c]$$

e

$$\sigma_{ye}^2 = \sigma_{ys}^2(x') + \sigma_y^2(x, x') \quad [9.24d]$$

con:

$$\sigma_y^2(x, x') = \sigma_y^2(x) - \sigma_y^2(x') \quad [9.24e]$$

E' interessante notare come il valore del parametro di dispersione laterale possa essere calcolato con le correlazioni viste al punto precedente. Si può dimostrare che la (9.24b) si può ricondurre alla semplice forma algebrica seguente:

$$C(x, y, 0) = \frac{Q}{2\sqrt{2\pi} U \sigma_y h(x)} \left\{ 1 + \operatorname{erf} \left[\frac{h(x) - h_e(x)}{\sqrt{2}\sigma_{zs}} \right] \right\} \cdot \exp \left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right) \quad [9.25a]$$

dove:

- Q è il tasso di emissione,
- h_e è l'altezza del baricentro del pennacchio
- σ_{zs} è il parametro di dispersione verticale nello strato di atmosfera al di sopra del *TIBL*
- σ_y è il parametro di dispersione trasversale anch'esso nello strato stabile.

Si ricordi che :

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad [9.25b]$$

Questo modello è molto semplice e può essere impiegato solo per fare calcolo di prima approssimazione. Un modo migliore (però più complesso) è:

- ricostruire la meteorologia costiera con un modello di *PBL*,
- usare un modello lagrangiani a particelle (Cap.7) per simulare la dispersione dell'inquinante.

9.3 DISPERSIONE IN OROGRAFIA COMPLESSA

La presenza di orografia rilevante in un territorio determina un'alterazione del flusso delle masse d'aria molto complessa e difficile a determinarsi.

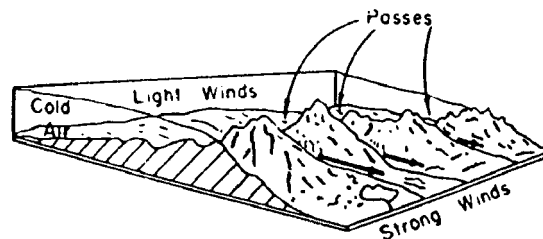


Fig. 9.19: incanalamento attraverso i passi montani

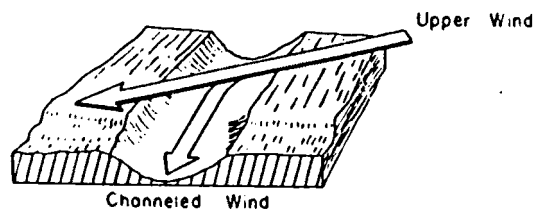


Fig. 9.20: incanalamento del vento in una valle.

Si hanno delle situazioni tipiche che si incontrano frequentemente nelle zone montagnose:

- fenomeni di incanalamento del flusso d'aria a causa della presenza di passi tra le montagne (Fig. 9.19),

- fenomeni di incanalamento del vento in una valle (Fig.9.20),
- fenomeni di generazione di un vento di valle o di monte causati dalla differenza di temperatura del suolo tra la valle e le montagne (Fig.9.21).

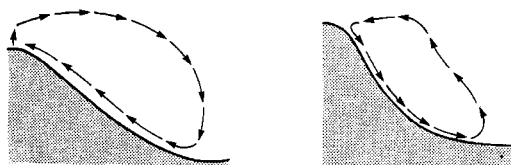


Fig.9.21: vento di monte e di valle.

La dispersione degli inquinanti in queste situazioni è complessa e di difficile modellizzazione.

In generale, sarebbe consigliabile adottare la metodologia seguente:

- si realizzi una ricostruzione molto precisa della meteorologia e della turbolenza nel dominio di calcolo con orografia complessa. Per fare ciò è necessario impiegare un modello numerico di *PBL* e si deve considerare un dominio di calcolo sufficientemente esteso contenente possibilmente anche una porzione di territorio priva di orografia. Dovrebbero essere disponibili sia nelle zone ortograficamente complesse che nella zona pianeggiante anche misure meteorologiche al suolo ed in quota (profili) indispensabili alla *calibrazione* del modello.
- una volta disponibile l'evoluzione spazio-temporale della meteorologia e della turbolenza, per modellizzare la dispersione degli inquinanti dovrebbe essere impiegato un modello non stazionario come un modello *puff*, un modello euleriano o meglio un modello lagrangiano a particelle. Quest'ultimo è praticamente l'unico in grado di simulare realisticamente situazioni di questa complessità. Se, però, l'interesse è centrato su inquinanti chimicamente reattivi, l'unica scelta possibile è il modello euleriano.

Questa metodologia non può essere usata quando non siano disponibili sufficienti dati meteorologici per la ricostruzione della meteorologia e soprattutto della turbolenza o quando è necessario studiare il comportamento di sorgenti per lunghi periodi (cosa normale per sorgenti di nuova o prossima realizzazione) senza, però, impegnare uno sforzo computazionale eccessivo. Per poter far fronte a queste situazioni sono stati messi a punto alcuni metodi semplificati studiati perché siano naturalmente inseribili in modelli stazionari (gaussiani o no).

9.3.1 Il metodo semplificato CTDMPLUS

Uno dei modelli semplificati più interessante e più realistico con cui trattare domini di calcolo con orografia e in situazioni stabili è quello proposto ed implementato da US-EPA nel modello dispersivo CTDMPLUS (Perry, 1992). In sintesi, tale modello si basa sulle considerazioni seguenti:

- è possibile studiare teoricamente il flusso d'aria in una *situazione ideale* costituita da una superficie piana con un'unica *montagna* di forma regolare (per esempio di forma semi-ellissoidale) e in situazioni adiabatiche,
- realizzando simulazioni fisiche in laboratorio, si possono studiare le modifiche che si vengono ad instaurare nel flusso di liquido quando le situazioni sono convettive o, soprattutto, stabili,

- si può stabilire una teoria semiempirica del flusso in questo caso ideale,
- si può stabilire una teoria semiempirica di dispersione degli inquinanti, però di tipo stazionario, valida approssimativamente in questo caso ideale,
- si può modellizzare il territorio come una *composizione* di semiellissoidi,
- per ogni *montagna ideale* si può calcolare la dispersione degli inquinanti,
- si può *sovrapporre gli effetti* derivanti da tutte queste montagne ideali.

Si può osservare rapidamente che le approssimazioni che questa strategia usa non possono garantire un realismo certo nelle simulazioni. Tuttavia su tale strategia si basa il modello US-E.P.A CTDMPPLUS, il più famoso nel calcolo della dispersione di inquinanti in un terreno orograficamente complesso. Sulla base dei risultati ottenuti, si può comunque affermare che nonostante la relativa semplicità del modello, i risultati che si ottengono non sono molto lontani dalla realtà.

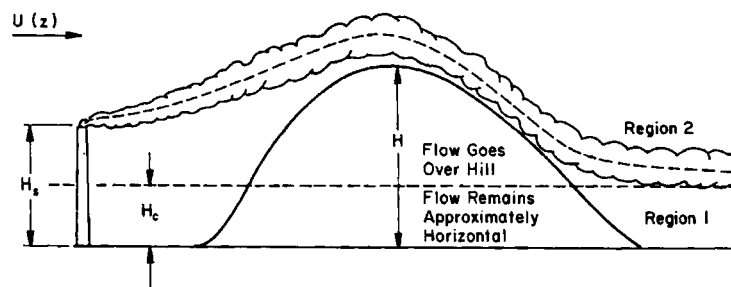


Fig. 9.22: concetto di dividine streamline.

L'elemento più importante nella modellazione stazionaria della dispersione di inquinanti in orografia complessa ed in situazioni stabili è il concetto di *dividine streamline* H_c (Fig.9.22) definita implicitamente come:

$$\frac{1}{2} U^2 H_c = \int_{H_c}^H N^2(z) (H - H_c) dz \quad [9.26a]$$

dove U è la velocità del vento nella parte del dominio di calcolo in cui è assente l'orografia e N è la frequenza di Brunt-Vaisala alla quota generica z data da:

$$N^2 = g / \left(T_0 \frac{d\theta}{dz} \right) \quad [9.26b]$$

e H è la quota della sommità della montagna. In questa relazione:

- il primo termine è l'energia cinetica del fluido alla quota H_c ,
- il secondo termine è l'energia potenziale del fluido che sale dalla quota $(H - H_c)$ alla sommità H_c della montagna.

Si consideri una montagna di forma semplice (semi-ellissoide). L'equazione precedente, che esprime una fondamentale considerazione energetica, suggerisce la presenza di due strati entro il fluido:

- un flusso sotto H_c che non possiede energia sufficiente a salire sopra la montagna e che tenderà, quindi, a muoversi attorno ad essa,

- un flusso sopra H_c che può scavalcare la montagna.

Se la velocità del vento lontano dagli ostacoli orografici ed N^2 sono costanti, il bilancio energetico può essere riscritto nel modo seguente:

$$H_c = H(1 - Fr) \quad [9.26c]$$

dove il numero di Froude Fr è definito come:

$$Fr = U/(NH) \quad [9.26d]$$

Si può vedere che esistono due regioni distinte :

- la Regione 1 che possiede uno spessore verticale:

$$H - H_c = H \cdot Fr = U/N \quad [9.26e]$$

Il concetto di dividing-streamline si basa sull'idea che un fluido con velocità U possa salire solo fino ad una quota pari a U/N . Il flusso sotto H_c permane orizzontale e si muove attorno all'ostacolo tridimensionale.

- Il flusso al di sopra (Regione 2) sale lungo la montagna con:
 - una convergenza verticale delle linee di flusso, cosa che determina:
 - un aumento della velocità del fluido,
 - una discesa della traiettoria del baricentro del *plume* contenuto nel fluido,
 - una diminuzione della sua σ_z .
 - una divergenza delle linee di flusso in orizzontale, cosa che determina un aumento di σ_y del *plume* contenuto nel fluido.

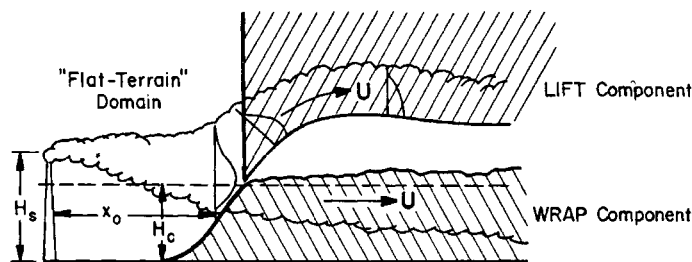


Fig. 9.23: interazione di un pennacchio con una montagna.

Il pennacchio di una ciminiera si separa, quindi, in due porzioni (Fig.9.23):

- una componente inferiore (WRAP component). Questa è la parte di *plume* che si colloca al di sotto di H_c e che si muove in orizzontale. La concentrazione ad essa associata è quella che si troverebbe con un impatto diretto del *plume* sulla montagna. Per descrivere ciò si possono fare due ipotesi:
 - il flusso si propaga senza interazione fino alla superficie della montagna,
 - quando raggiunge la superficie della montagna, devia attorno ad essa

- in pratica, l'azione della montagna determina solo una deformazione orizzontale della forma del *plume*.

- una *componente superiore (LIFT component)*. Questa è la parte di *plume* che si trova sopra H_c . In questo caso l'azione della montagna è tale che il *plume* sale lungo la montagna e si deforma in termini tridimensionali.

Questa constatazione ha condotto ad individuare un metodo analitico in grado di trattare sia la componente WRAP che quella LIFT del pennacchio. Anche se la formulazione più completa è, come detto, quella utilizzata nel codice CTDMPLUS, qui di seguito, per semplicità, viene riproposta la trattazione semplificata data da Venkatram (1988b).

9.3.1.1 Il Modello WRAP

Per semplificare, in questo modello le ipotesi di base sono:

- esiste una linea di flusso particolare (linea di stagnazione, Fig.9.24) che realmente raggiunge la superficie della montagna e che determina la concentrazione che si riscontra al suolo;
- tutte le altre linee di flusso sono deformate e si propagano lontano dalla superficie della montagna.

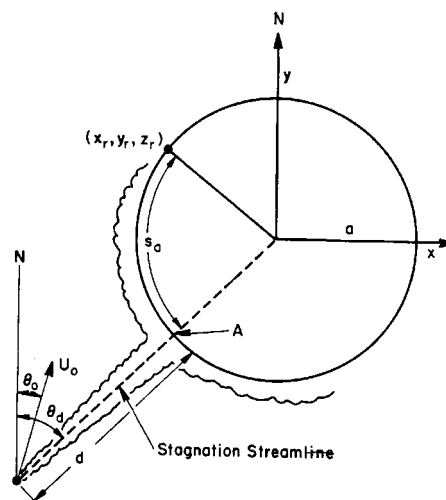


Fig.9.24: dispersione ideale di un plume nella regione di flusso orizzontale (Venkatram 1988b)

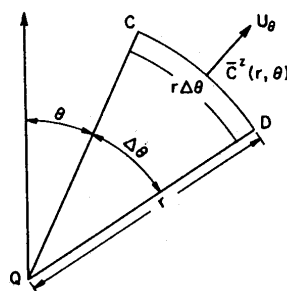


Fig. 9.25: geometria usata per derivare il modello WRAP (Venkatram 1988b)

Se si considera il punto corrispondente all'intersezione della linea di stagnazione con la superficie della montagna (A), tale punto avrà una distanza d dalla sorgente di emissione. Per calcolare in questo punto la concentrazione di inquinante C_m si ipotizza che la distanza tra la sorgente ed il punto A sia molto inferiore al tempo Lagrangiano di scala delle fluttuazioni orizzontali della velocità. Ciò implica, quindi, che le *particelle* di fumo emesse dalla sorgente vengono trasportate in linea retta al punto ricettore. Per ottenere quantitativamente un'espressione per tale concentrazione, si faccia riferimento alla Fig. 9.25.

L'assunzione di un trasporto rettilineo di particelle implica che le particelle emesse Q in un angolo $\Delta\theta$ passeranno attraverso l'arco CD. Il relativo bilancio di massa comporterà che:

$$\bar{C}^z(r, \theta) = Q \cdot P(\theta) / (U_\theta r) \quad [9.27a]$$

in cui $P(\theta)$ rappresenta la probabilità che il vento orizzontale spiri verso la direzione θ entro l'angolo $\Delta\theta$ e \bar{C}^z è la concentrazione integrata sulla verticale. Da questa relazione, se si assume una distribuzione verticale del pennacchio di tipo gaussiano con riflessione al suolo ed altezza efficace del baricentro h_e , la relazione definitiva per la concentrazione nel punto r risulta:

$$C_0(r, \theta, z) = \frac{QP(\theta)}{2\sqrt{\pi}rU_\theta} \left\{ \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z-h_e}{\sigma_z}\right)^2\right] + \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z+h_e}{\sigma_z}\right)^2\right] \right\} \quad [9.27b]$$

Quindi nel punto A la concentrazione sarà pari a $C_m = C(d, \theta_d, z)$. Come detto, in questa relazione $P(\theta)$ è la probabilità della direzione del vento nel periodo di mediazione. Se:

- θ_d è la direzione di interesse (la direzione della linea di stagnazione),
- θ_m è la direzione media del vento nel tempo di mediazione,
- σ_θ è la corrispondente deviazione standard della direzione del vento,
- se si assume che la distribuzione sia gaussiana, cioè del tipo:

$$P(\theta_d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta_d - \theta_m}{\sigma_\theta}\right)^2\right] \quad [9.27c]$$

- (x_r, y_r, z_r) sono le coordinate di un punto sulla montagna dove z_r è la quota rispetto alla base della montagna e si definisce $s = d + s_a$ la distanza efficace tra punto e sorgente:

il modello WRAP stima la concentrazione in questo punto mediante la relazione seguente:

$$C(s, z_r) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi}\sigma_y U} \cdot \exp\left[-\frac{(\theta_d - \theta_0)^2}{2\sigma_\theta^2}\right] \cdot \left[\exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{z_r - h_e}{\sigma'_z}\right)^2\right) + \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{z_r + h_e}{\sigma'_z}\right)^2\right) \right] \quad [9.27d]$$

In questa relazione la deviazione standard σ'_z può essere calcolata dalla relazione come:

$$(\sigma'_z)^2 = \sigma_z^2(s) - \sigma_z^2(d) \quad [9.27e]$$

dove σ_z si calcola con le normali relazioni per le situazioni stabili. Con questa equazione è possibile stimare la concentrazione alla superficie della collina dovuta ad un rilascio di tipo puntuale ad una quota inferiore a H_c .

9.3.1.2 Il Modello LIFT

Questo modello si propone di descrivere la situazione in cui un pennacchio risale la collina e quindi il flusso si pone a quote superiori a H_c . Per sviluppare questo modello è indispensabile operare drastiche semplificazioni riassunte sinteticamente in Fig.9.26.

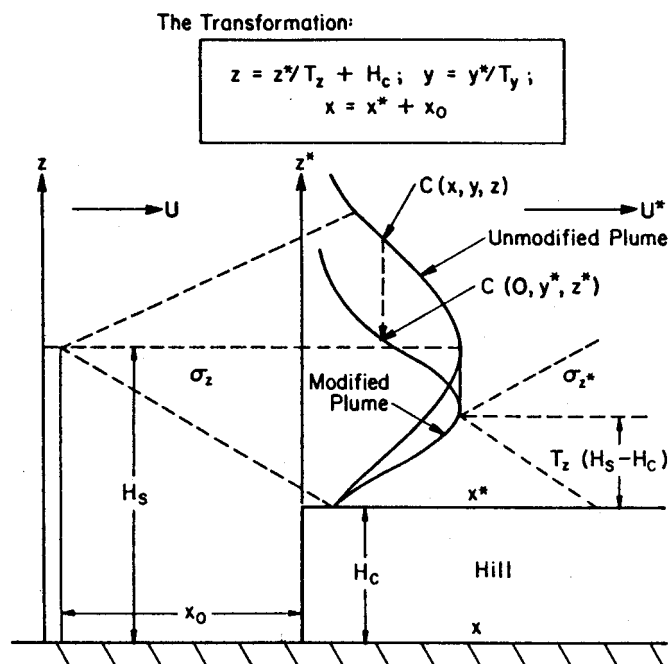


Fig.9.26: semplificazione(sezione verticale) adottata dal modello LIFT (Venkatram 1988b)

Denotando con x_0 la distanza a cui H_c interseca la superficie della collina, si può notare che questa semplificazione vede la collina come una variazione brusca di quota ed ipotizza che il flusso d'aria al di sopra di H_c segua fedelmente il contorno della collina stessa. Ciò ci permette di rappresentare il terreno irregolare come se fosse una superficie piana sempre che le distanze vengano misurate lungo il contorno orografico. Inoltre, per il calcolo della concentrazione ad una distanza x^* si assume che il flusso d'aria e le proprietà disperdenti dell'atmosfera subiscano una discontinuità a x_0 . Si noti, poi, che tutte le variabili modificate dalla presenza della collina vengono indicate con un apice *.

Ciò che è noto sperimentalmente e teoricamente è che la presenza di una collina causa una depressione delle linee di flusso in direzione verticale ed una espansione delle stesse in orizzontale. Questi cambi sono accompagnati da uno *speed-up* della velocità del vento e da un aumento dei livelli di turbolenza. Questo lo si riscontra nella deformazione del pennacchio, come viene illustrato in Fig.9.27 che rappresenta una sua sezione trasversale. Per procedere nell'analisi, ci si focalizzi su un elemento di pennacchio A che, una volta avvenuta la deformazione a causa della presenza della collina diventa A*. Per descrivere l'evoluzione del pennacchio distorto sopra la collina, è conveniente rappresentarne l'effetto mediante una serie di sorgenti puntuali di intensità pari a:

$$dQ^* = C^*(0, y^*, z^*) \cdot U^* dy^* dz^* \quad [9.28a]$$

in cui $(0, y^*, z^*)$ sono le coordinate dell'elemento di pennacchio A^* e U^* è la velocità del vento distorta dalla collina.

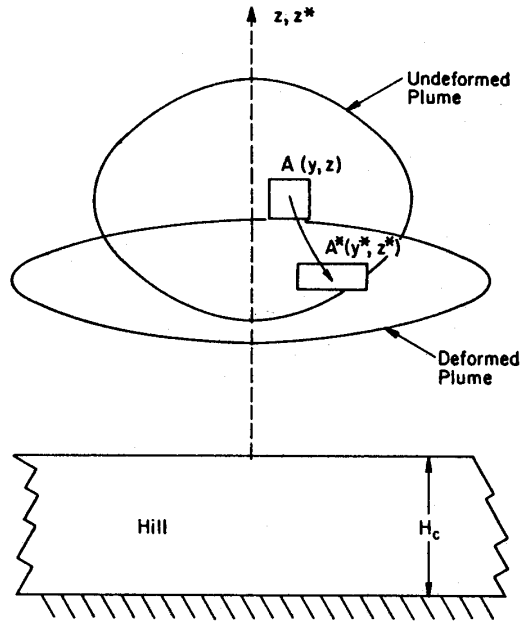


Fig.9.27: semplificazione(sezione trasversale) adottata dal modello LIFT (Venkatram 1988b)

L'essenza del modello consiste nel ritenere che l'influenza di questa distorsione sulla concentrazione di inquinante possa essere quantificata nel suo complesso mediante due fattori di scala costanti T_z e T_y che rappresentano i fattori di deformazione nella direzione trasversale e verticale. In questo modo è possibile calcolare C^* come (Fig.9.27):

$$C^*(0, y^*, z^*) = C(x_0, y^*/T_y, z^*/T_z + H_c) \quad [9.28b]$$

dove C è la concentrazione del pennacchio non distorto che, in condizioni stabili, risulta pari a:

$$C(x_0, y, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z U} \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H_c)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H_c)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad [9.28c]$$

Rimandando a Venkatram (1988b) per i dettagli, si ha che:

$$C^*(x^*, y^*, 0) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi}\sigma_{ze} U} \cdot \exp\left[-\frac{y^{*2}}{2\sigma_{ye}^2 T_y^2}\right] \cdot \left\{ \left[\exp\left(-\frac{(H_s - H_c)^2}{2\sigma_{ze}^2}\right) \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{H_c - H_s}{\sqrt{2}\sigma_{ze}} \cdot \frac{\sigma_{z^*}}{T_z \sigma_{z0}}\right) \right] + \left[\exp\left(-\frac{(H_s + H_c)^2}{2\sigma_{ze}^2}\right) \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{H_c + H_s}{\sqrt{2}\sigma_{ze}} \cdot \frac{\sigma_{z^*}}{T_z \sigma_{z0}}\right) \right] \right\} \quad [9.29]$$

in cui con *erfc* si è indicata la *complementary error function*. In questa equazione i vari parametri di dispersione presenti sono dati da:

$$\sigma_{y_0} = \sigma_y(x_0) \quad [9.30a]$$

$$\sigma_{z_0} = \sigma_z(x_0) \quad [9.30b]$$

$$\sigma_{ye}^2 = \sigma_{y_0}^2 + \sigma_{y^*} / T_y^2 \quad [9.30c]$$

$$\sigma_{ze}^2 = \sigma_{z_0}^2 + \sigma_{z^*} / T_z^2 \quad [9.30d]$$

$$\sigma_{y^*}^2 = [\sigma_y^2(x_0 + x^*) - \sigma_y^2(x_0)] \cdot T_{\sigma_y}^2 \quad [9.30e]$$

$$\sigma_{z^*}^2 = [\sigma_z^2(x_0 + x^*) - \sigma_z^2(x_0)] \cdot T_{\sigma_z}^2 \quad [9.30f]$$

mentre T_{σ_y} e T_{σ_z} sono i fattori di correzione per la dispersione trasversale e verticale. Se fossero noti tutti i vari fattori correttivi T il modello sarebbe utilizzabile in pratica. Tuttavia, proprio per semplificare la determinazione sperimentale dei fattori T Venkatram (1988b) ha ulteriormente semplificato il modello precedente. Rimandando al riferimento citato per un maggior dettaglio, l'elemento essenziale presente nel modello è, alla fine, un nuovo parametro di deformazione verticale T_{hz} definito come:

$$T_{hz} = T_r / [1 - R^2(1 - T_r^2)]^{1/2} \quad [9.31a]$$

dove:

$$R = \sigma_y(x_0) / \sigma_z(x) \quad [9.31b]$$

È possibile individuare T_{hz} una volta noto il parametro T_r . Dalle misure disponibili, Venkatram (1988b) ha individuato per tale parametro un valore di circa 0.4. Noto ciò, si ha che:

$$C^*(x, 0, 0) = \frac{Q}{2\pi U \sigma_y \sigma_z} \cdot \left\{ \exp\left(-\frac{((H_s - H_c)T_{hz})^2}{2\sigma_z^2}\right) \cdot f_u + \right. \\ \left. + \exp\left(-\frac{((H_s + H_c)T_{hz})^2}{2\sigma_z^2}\right) \cdot f_l \right\} \quad [9.31c]$$

in cui:

$$f_u = \operatorname{erfc}\left[\frac{(H_c - H_s)T_{hz}}{\sqrt{2}\sigma_z} \cdot \frac{(1 - R^2)^{1/2}}{RT_r}\right] \quad [9.31d]$$

$$f_l = \operatorname{erfc}\left[\frac{(H_c + H_s)T_{hz}}{\sqrt{2}\sigma_z} \cdot \frac{(1 - R^2)^{1/2}}{RT_r}\right] \quad [9.31e]$$

Questa è la relazione da usarsi quando il punto ricettore si trova ad una quota superiore a H_c . Se tale punto sta ad una quota inferiore, l'equazione da usare è la (9.31d).

9.3.2 Il metodo AERMOD

La complessità intrinseca al metodo CTDMPLUS ha indotto praticamente lo stesso gruppo di ricercatori a cercare una sua drastica semplificazione che, però, mantenesse un elevato grado di realistica. Il risultato è il metodo proposto da Venkatram e al. (2001) ed integrato nel modello US-EPA AERMOD. Il punto di partenza è costituito dalla considerazione che seguono. Si faccia riferimento alla Fig 9.28 per i simboli.

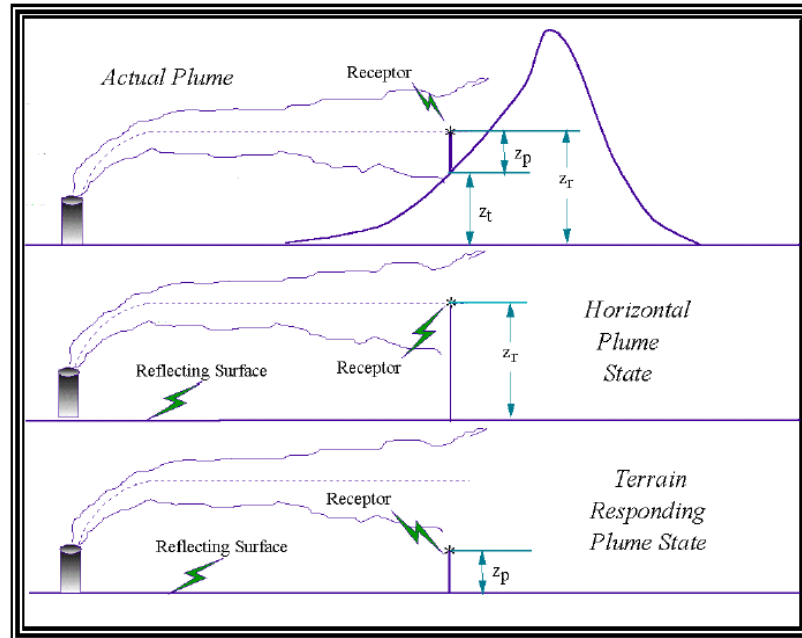


Fig. 9.28: visione fenomenologica del metodo AERMOD (Cimorelli e al., 2002)

In presenza di orografia, due sono le situazioni limite:

- nelle **situazioni ad elevata stabilità**, il flusso d'aria, e quindi un pennacchio che in esso si disperde, tende a rimanere orizzontale anche in presenza di un ostacolo (per esempio una montagna). In questo caso il pennacchio non può fare altro che impattare sull'ostacolo ed aggirarlo. Se con $C_s(x,y,z)$ si indica la concentrazione che un modello stazionario fornisce in una situazione di terreno piatto, la concentrazione nel punto ricevitore P sarà pari a:

$$C_1 = C_s(x, y, z_r) \quad [9.32a]$$

dove $z_r = z_p + z_t$.

- in **situazioni di elevata convettività**, il flusso d'aria in presenza di un ostacolo possiede energia sufficiente per sormontarlo e scavalcarlo, seguendo fedelmente l'orografia. In questo caso particolare si avrà che la concentrazione sempre nel punto P sarà pari a:

$$C_2 = C_s(x, y, z_p) \quad [9.32b]$$

In generale è difficile che ci si trovi in una delle due situazioni limite, ma piuttosto sarà probabile trovarsi in una situazione intermedia.

Da questa constatazione il metodo deriva l'ipotesi che in una generica situazione, quando sia presente l'orografia, la concentrazione nel punto ricettore P dovrà essere una *media pesata* della concentrazione prevista nelle due situazioni limite (Fig.9.29):

$$C(x_r, y_r, z_r) = f \cdot C_s(x_r, y_r, z_r) + (1 - f) \cdot C_s(x_r, y_r, z_p) \quad [9.32c]$$

In pratica, tutto il peso di rappresentare l'orografia presente, il metodo AERMOD la pone sulle spalle del peso f che dovrà dipendere:

- dalle caratteristiche orografiche del dominio di calcolo
- dal livello di stabilità presente nel *PBL*
- dalle caratteristiche della sorgente (che qui si considera di tipo puntuale).

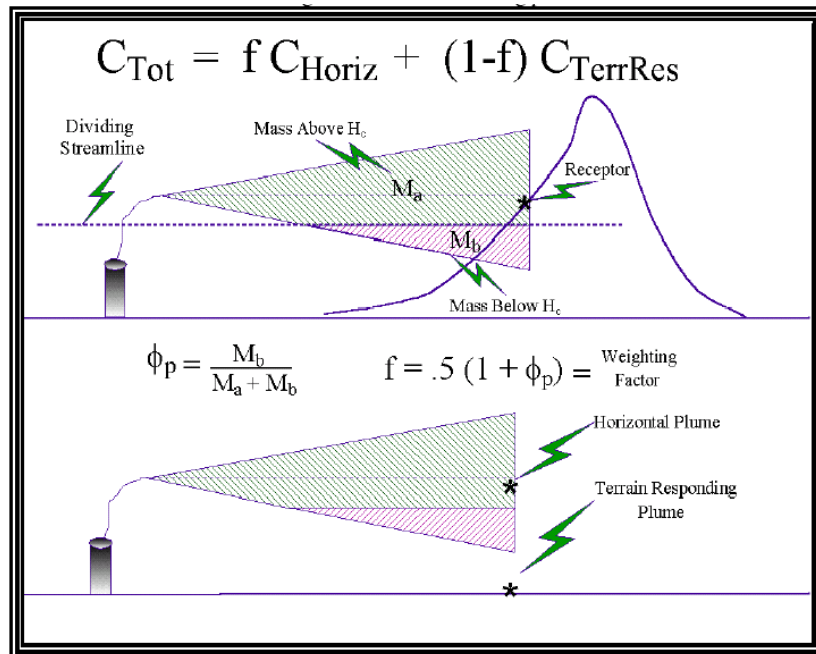


Fig. 9.29: trattamento dell'influenza del terreno per AERMOD (Cimorelli e al., 2002)

9.3.2.1 Determinazione dell'altezza di scala per un ricettore

Come in ogni modello, anche in questo caso viene definita al suolo una griglia di calcolo dei cui nodi sia nota la rispettiva quota orografica (reticolo orografico). Sia N il loro numero totale. Si consideri un generico punto $P_r=(x_r, y_r)$ con quota orografica z_r . L'obiettivo che ci si propone è quello di determinare un parametro, l'*altezza di scala* appunto, che quantifica l'influenza che l'orografia circostante ha su P_r . Per fare ciò, si consideri un generico punto del reticolo orografico $P_t(x_t, y_t)$ con quota z_t . L'influenza di P_t su P_r è rappresentata dalla quota efficace $h_r(x_t, y_t)$ definita come:

$$h_r(x_t, y_t) = z_t \cdot F(x_{rt}/r_0) \quad [9.33a]$$

dove:

$$x_{rt} = \sqrt{(x_r - x_t)^2 + (y_r - y_t)^2} \quad [9.33b]$$

$$r_0 = 10 \cdot \Delta h_{\max} \quad [9.33c]$$

$$F(x_{rt}/r_0) = \exp[-x_{rt}/r_0] \quad [9.33d]$$

con Δh_{\max} pari alla differenza tra la quota massima e minima presente entro il dominio di calcolo. Per ogni punto P_r vengono calcolati $N-1$ valori $h_r(x_b, y_t)$. Si definisce altezza di scala per il ricettore P_r la grandezza seguente:

$$h_c(x_r, y_r) = h_r^* / [F^*(x_{rt}/r_0)] \quad [9.34]$$

dove h_r^* è il valore massimo ottenuto nella sequenza $h_r(x_b, y_t)$ e F^* è la corrispondente funzione F . In pratica l'altezza di scala riassume sinteticamente l'influenza di tutta l'orografia circostante che si esercita sul punto P_r .

9.3.2.2 Determinazione della dividing streamline height

Un ulteriore passaggio intermedio nella determinazione del valore della funzione peso f per un generico punto di griglia P_r è la determinazione della *dividing streamline height* H_c .

Per iniziare, si consideri una particella d'aria di massa unitaria posta ad una quota h . In un ambiente *stabilmente stratificato* tale particella per salire ad una quota z ha bisogno di una forza che vinca il galleggiamento negativo proprio, il tutto a spese dell'energia cinetica posseduta dalla particella stessa. Se una tale particella è in equilibrio termico con l'aria circostante e θ la sua temperatura potenziale, un suo spostamento adiabatico alla quota z fa sì che la forza di galleggiamento positiva sia proporzionale alla differenza di temperatura potenziale tra l'aria ambiente (a temperatura potenziale θ_s) e θ (uguale alla temperatura ambiente, però alla quota h). In pratica si ha che:

$$F = \frac{g}{\theta_s} \int_h^z \frac{d\theta}{dz} \cdot d\zeta \approx \int_h^z N^2(\zeta) \cdot d\zeta \quad [9.35a]$$

dove con N si è indicata la frequenza di Brunt-Vaisala (in generale variabile con la quota) $N = \sqrt{g/\theta \cdot d\theta/dz}$. Se si trascurano le forze di attrito, il lavoro fatto sulla particella per spostarla da h a z risulta pari a:

$$W = \int_h^z (z - \zeta) \cdot N^2(\zeta) \cdot d\zeta \quad [9.35b]$$

Si consideri ora un ricettore alla quota h_c vista in precedenza ed una velocità del vento costante o crescente con la quota. Esisterà un limite inferiore H_c per la quota di provenienza della particella (prima indicata genericamente come h) al di sotto della quale l'energia cinetica posseduta non è sufficiente a farle raggiungere h_c . La quota H_c , detta *dividing streamline height* si ottiene formalmente dalla relazione che rappresenta il principio secondo cui tale quota rappresenta quell'altezza sopra cui una particella di fluido possiede energia cinetica sufficiente a salire fino al ricettore. Eguagliando il lavoro necessario per la salita della particella e la sua energia cinetica si ottiene :

$$\frac{1}{2} U^2(H_c) = \int_{H_c}^{h_c} (z - \zeta) \cdot N^2(\zeta) \cdot d\zeta \quad [9.35c]$$

Nel caso in cui N sia costante con la quota (almeno in prima approssimazione) si ha che:

$$1/2U^2 = N^2/2 \cdot (h_c - H_c)^2 \quad [9.35d]$$

cioè:

$$H_c = h_c - U/N \quad [9.35e]$$

L'ipotesi della costanza di U con la quota è estremamente forte. Se la si sostituisce con un profilo logaritmico, H_c si ottiene dalla risoluzione (numerica) dell'equazione seguente:

$$H_c = h_c - u_*/kN \cdot \ln(H_c/z_0) \quad [9.35f]$$

dove z_0 è la rugosità superficiale che, se si considera il profilo verticale della velocità del vento previsto dalla teoria della Similarità di Monin-Obukhov entro il SL , si trasforma in:

$$H_c = h_c - u_*/kN \cdot [\ln(H_c/z_0) - \Psi_M(H_c/L)] \quad [9.35g]$$

dove con Ψ_M si è indicato, al solito, la Funzione Universale di Similarità di cui si è trattato al Cap.2. A questo punto si è in grado di determinare H_c per ogni punto ricettore della griglia di calcolo, coincidente con la griglia orografica.

9.3.2.3 Determinazione della frazione di pennacchio sotto la dividing streamline

Immaginiamo per semplicità esplicativa che l'orografia presente sia costituita da un'unica collina. Questa ipotesi, però, è fatta solo per rendere comprensibili i concetti. Tutte le relazioni varranno ancora una volta rimossa tale ipotesi esemplificativa. Il valore di H_c che si è calcolati si riferirà quindi ad essa e un pennacchio in avvicinamento potrà essere rappresentato da due *spezzoni* distinti. Lo spezzone di plume che si viene a trovare nella porzione di fluido che scorre sotto H_c impatterà direttamente sulla collina, mentre la parte di plume che si trova sopra seguirà il flusso d'aria che vi girerà attorno. Questa constatazione suggerisce che la funzione peso f sia funzione della frazione Φ del plume che si viene a trovare sotto H_c , cioè:

$$\Phi = \int_0^{H_c} C(x, y, z) \cdot dz / \int_0^{\infty} C(x, y, z) \cdot dz \quad [9.36a]$$

Ovviamente il calcolo della frazione Φ è laborioso, soprattutto se si utilizza per esprimere la concentrazione una formulazione gaussiana con riflessioni multiple o una formulazione ibrida. Se però per semplicità si considera una semplice formulazione gaussiana con la presenza della sola riflessione al suolo (più che appropriata per rappresentare le situazioni stabili, la (9.40a) ammette una soluzione analitica data dall'espressione seguente:

$$\Phi = \frac{1}{2} \left\{ erf\left(\frac{H_c + H_e}{\sqrt{2}\sigma_z}\right) + erf\left(\frac{H_c - H_e}{\sqrt{2}\sigma_z}\right) \right\} \quad [9.36b]$$

dove con H_e si è indicata la quota (rispetto ad un terreno piatto) del baricentro del pennacchio.

9.3.2.4 Determinazione del peso orografico

A questo punto è finalmente possibile determinare quantitativamente il parametro orografico f con la relazione (Venkatram e al., 2001):

$$f = 1/2 \cdot (1 + \Phi) \quad [9.37]$$

Nelle situazioni convettive ed adiabatiche H_c risulta nulla con conseguente annullamento di Φ . Dalla (9.37) si ha che f è pari a 0.5. In queste situazioni, quindi, la concentrazione ad un ricettore è il valor medio tra la concentrazione derivante da un *plume* totalmente orizzontale e quella derivante da un *plume* che segue il terreno. Quando, invece, in una situazione stabile il *plume* si trova totalmente al di sotto di H_c , la frazione Φ è pari a 1 ed anche f è 1, quindi la concentrazione risultante è praticamente coincidente con quella dovuta ad un pennacchio che si propaga totalmente in orizzontale. Quando, invece, le situazioni sono ancora stabili, ma il pennacchio si propaga totalmente sopra H_c , Φ risulta nullo e f pari a 0.5.

9.3.2.5 Verifica della bontà del metodo

Il metodo AERMOD è sensibilmente più semplice di quello CTDMPLUS e di applicazione decisamente più semplice. Tutto ciò porterebbe a credere che sia molto meno accurato. In Venkatram e al. (2001) il gruppo di ricercatori che ha sviluppato il metodo (parte dei quali aveva sviluppato precedentemente il metodo CTDMPLUS) ha realizzato una comparazione tra i due metodi ed i risultati sperimentali ottenuti durante una campagna sperimentale (Perry, 1002) realizzata al Tracy Power Plant vicino alla città di Reno, nel Nevada (USA). I risultati ottenuti possono essere sinteticamente riassunti in Fig. 9.30 da cui si nota non solo l'ottimo accordo tra i due metodi, ma anche la notevole fedeltà di entrambi alla realtà sperimentale.

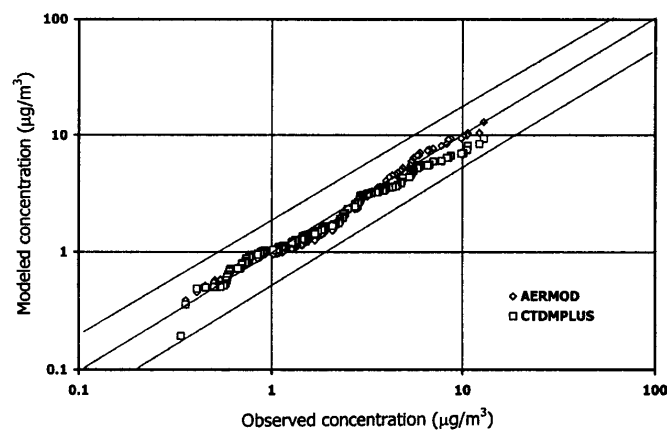


Fig.9.30: confronto tra le misure a Tracy Power Plant in Nevada e il metodo CTDMPLUS e AERMOD

BIBLIOGRAFIA

A

Andreas E.L., R.J. Hill, J.R. Gosz, D.I. Moore, W.D. Otto, A.D. Sarma (1998): *Statistics of surface-layer turbulence over terrain with metre-scale heterogeneity* – Bound. Layer Meteor., **86**, 379-408

Arya S.P. (1981): *Parameterizing the height of the stable atmospheric boundary Layer* – J. Appl. Meteor., **20**, 1192-1202

Arya S.P. (1987): *Introduction to Micrometeorology* – Academic Press, San Diego, CA, 307 pp.

Atkinson DG., D.T. Bailey, J.S. Irwin, J.S. Touma (1997): *Improvements to the EPA Industrial Source Complex Dispersion Model* – J. Appl. Meteor., **36**, 1088-1095

Aubinet M., Elbers I., Grelle A., Ibrom A., Kowalski A., Massheder j., Pilegaard K., Rebman C. (1998): *A list of recommended formulas for eddy covariance computations*. EUROFLUX ENV4-CT95-0078.

B

Baerentsen J.H., R. Berkowicz (1984): *Monte Carlo Simulation of plume dispersion in the convective boundary layer* - Atmos. Environ. **18**, 701-712

Baik J.J., J.J. Kim (1999): *A numerical study of flow and pollutant dispersion characteristics in urban street canyon* – J. Appl. Meteor., **38**, 1576-1589

Baldocchi D.D., K.T. Paw U, R.H. Shaw, R.L. Snyder (1995): *Advanced Short Course on Biometeorology and Micrometeorology* – 26 Giugno – 1 Luglio 1995, Sassari – Italia

Batchvarova E., Gryning S.E. (1994): *An applied model for the height of the daytime mixed layer and entrainment zone* - Bound. Layer Meteor., **71**, 311-323

Beljaars A.C.M., A.M.M. Holtslag (1990): *Flux parametrization over land surfaces for atmospheric models* – J. Appl. Meteor. **30**, 327-341

Benincasa F., G. Maracchi, P. Rossi (1991): *Agrometeorologia* – Patron Ed., Bologna, 426 pp.

Benson P.E. (1979): *CALINE3 - A versatile dispersion model for predicting air pollutant levels near highways and arterial streets* - Federal Highway Administration FHWA/CA/TL-79/23

Berkowicz R., H.R. Olesen, U. Torp (1985): *The Danish Gaussian Air Pollution Model (OML): description, test and sensitivity analysis in view of regulatory applications* – 15th ITM on Air Pollution Modeling and its Application, St. Louis, 1985

Berkowicz R., O. Hertel, S.E. Larsen, N.N. Sorensen, M. Nielsen (1997): *Modelling traffic pollution in streets* – Ministry of Environmental and Energy, National Environmental Research Institute, Danimarca.

Bernard J.C., H.L. Wegley, T.R. Hiester (1987): *Improving the performance of mass-consistent numerical models using optimization techniques* – J. Clim. Appl. Meteor., **26**, 675-686

Beyrich F. (1997): *Mixing height estimation from SODAR data: a critical discussion* – Atmos. Environ.,

31, 3941-3953

Beyrich F., S.E. Gryning (1998): *Estimation of the entrainment zone depth in a shallow convective boundary layer from Sodar data* – J. Appl. Meteor., **37**, 255-268

Bjorklund J.D., J.F. Browsers (1982): *User's instructions for the SHORTZ and LONGZ computer programs* - US-EPA-903/9-82-004

Blackadar A.K. (1997): *Turbulence and Diffusion in the Atmosphere* - Springer, New York, 185 pp.

Bonino G., P. Trivero (1982): *Stabilità termodinamica dello strato limite planetario: studi radioacustici* - CNR, Progetto Finalizzato Promozione della Qualità dell'Ambiente

Briggs G.A. (1971): *Some recent analyses of plume rise observations*. - Proceeding of the Second International Clean Air Congress (Englund e Beery ed.) Academic Press

Briggs G.A. (1973): *Diffusion estimation for small emissions, in environmental research laboratories*. - Air Resources Atmospheric Turbulence and Diffusion Laboratory 1973 Annual report USAEC ATDL-106 NOAA

Briggs G.A. (1975): *Plume Rise predictions* in Lectures on Air Pollution and Environmental Impact Analyses (D.A. Haugen ed.) American Meteorological Society

Briggs G.A. (1984): *Plume rise and buoyancy effects* – Capitolo 8 in: Atmospheric Science and Power Production, D. Randerson, Ed. DOE/TIC-27601, US Department of Energy

Briggs G.A. (1985): *Analytical parameterization of diffusion: the convective boundary layer* - J. Climate Appl. Meteor. **24**, 1167-1186

Briggs G.A. (1988): *Analysis of diffusion field experiments* - in: *Lectures on Air Pollution Modeling*, ed. A. Venkatram e J.C. Wyngaard, American Meteorological Society, Boston 390 pp.

G.A. Briggs (1993): *Plume dispersion in the convective boundary layer. Part II: Analyses of CONDORS field experiment data* - J. of Appl. Meteor. **32**, 1388-1425

Brost R., J.C. Wyngaard (1978): A model study of the stably stratified planetary boundary layer – J. Atmos. Sci., **35**, 1427-1440

Brutsaert W. (1984): *Evaporation into the Atmosphere: theory, history and applications* – D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 298 pp.

C

Carras, D.J. Williams J.N. (1984): *Experimental studies of plume dispersion in convective conditions* - Atmos. Environ. **18**, 135- 144

Carson D.J. (1973): *The development of a dry inversion-capped convectively unstable boundary layer* - Quart. J.R. Met. Soc., **99**, 450-467

Carson D.J., F.B. Smith (1974): *Thermodynamic model for the development of a convectively unstable boundary layer* – Advances Geophys. **18A**, Academic Press, New York. 111-124 pp.

Caughey S.J., J.C. Wyngaard, J.C. Kaimal (1979): *Turbulence in the evolving stable boundary layer* - J. Atmos. Sci., **36**, 1040-1052

Caughey S.J., S.G. Palmer (1979): *Some aspects of turbulence structure through the depth of the*

convective boundary layer – Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **105**, 811-827

Caughey S.J., J.C. Wyngaard, J.C. Kaimal (1979): *Turbulence in the evolving stable boundary layer* - J. Atmos. Sci., **36**, 1041-1052

Chadwick R.B., E.E. Gossard(1985): *Radar probing and measurement of the Planetary Boundary Layer: scattering from refractive index irregularities* - in Probing the Atmospheric Boundary Layer, American Meteorological Society, Boston, MA

Chamberlain A.C. (1953): *Aspects of travel and dispersion of aerosol and vapour clouds* – UKAEA Rep. AERE-HP/R-126A, Harwell, Berkshire, England

Chan T.L., G. Dong, C.W. Leung, C.S. Cheung, W.T. Hung (2002): *validation of a two-dimensional pollutant dispersion model in isolated street canyon* – Atmos. Environ., **36**, 861-872

Charnock H. (1955): *Wind stress on a water surface* - Q.J. Roy. Meteor. Soc., **81**, 639-640

Chock D.P. (1978): *A simple line-source model for dispersion near roadways* – Atmos. Environ. **12**, 823-829.

Chino M. (1992): *Manual of suite of computer codes EXPRESS* - JAERI - M92-082, Japan Atomic Energy Research Institute

Cimorelli A.J., S.G. Perry, A. Venkatram, J.C. Weil, R.J. Paine, R.B. Wilson, R.F. Lee, W.D. Peters (1998): *AERMOD description of model formulation* – draft document US-EPA

Cimorelli A.J., S.G. Perry, A. Venkatram, J.C. Weil, R.J. Paine, R.B. Wilson, R.F. Lee, W.D. Peters, R.W. Brode, J.O. Pauimer (2002): *AERMOD: description of model formulation* – US-EPA 454/R-02-002d

Cleugh H.A., T.R. Oke (1986): *Suburban-rural energy balance comparisons in summer for Vancouver BC.* - Bound. Layer Meteor., **36**, 351-369

Coatic M., C.A. Friehe (1982): *Slow-response humidity sensors* - in “Air-Sea interaction Instruments and methods, F. Dobson, L. Hasse, R. Davis ed., Plenum Press, New York, 801 pp.

Csanady (1955): *Disspersal of dust particles from elevated sources* – Austral. J. Phys, **8**, 545-550

D

De Baas A.F., H. van Dop, F.T. Nieuwstandt (1986): *An application of the Langevin equation for inhomogeneous conditions to dispersion in convective boundary layer* – Quarterly J. Roy. Meteor. Soc, **112**, 165-180

De Bruin H.A.R., A.A.M. Holtslag (1982): *A simple parameterization of the surface fluxes of sensible and latent heat during daytime compared with the Penman-Monteith concept* - J. Appl. Meteor. **21**, 1610-1621

De Haan P. (1999): *On the use of density kernels for concentration estimations within particle and puff dispersion models* – Atmos. Environ., **33**, 2007-2021

De Haan P., M.W. Rotach (1998a): *A novel approach to atmospheric dispersion modelling: the puff-particle model* – Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **124**, 2771-2792

De Haan P., M.W. Rotach (1998b): *The treatment of relative dispersion within a combined puff-particle model.* In: Air Pollution and Its Application XII, S.E. Gryning e N. Chaumerliac (eds), Plenum Press,

New York, 389-396

Deardorff J.W. (1985): *Laboratory experiments on diffusion: the use of convective mixed layer scaling* - J. Clim. Appl. Meteor. **24**, 1143-1151

Deardorff J.W., G.E. Willis (1985): *Further results from laboratory model of the convective planetary boundary layer* - Bound. Layer Meteor. , **32**, 205-236

Draxler R.R. (1976): *Determination of atmospheric diffusion parameters* - Atmos. Environ **10**,99-105

Driedonks A.G.M. (1982): *Models and observations of the growth of the atmospheric boundary layer* – Bound. Layer Meteor. **23**, 283-306

Driedonks A.G.M., H.Tennekes (1984): *Entrainment effects in the well-mixed atmospheric boundary layer* - Bound. Layer Meteor., **30**, 75-105

Dutton J.A. (1995): *Dynamic of Atmospheric motion* - Dover Publications, New York, 617 pp.

Dyer A.J., B.B. Hicks (1970): *Flux gradient transport of heat and watervapor in an unstable atmosphere* – Q.J.R. Meteorol., **93**, 501-508

Dyer A.J. (1974): *A review of flux-profile relationships* – Bound. Layer Meteor. **7**, 363-372

E

Elliott W.P. (1958): *The growth of the atmospheric internal boundary layer-* Trans. Amer. Geophys. Union, **39**, 1048-1054

Endlich R.M., F.L. Ludwig, C.M. Bhumralkar (1982): *A diagnostic model for estimating winds at potential sites for wind turbines* - j. Appl. Meteor., **21**, 1441-1454

Eskridge R.E., J.C.R. Hunt (1979): *Highway modelling I Prediction of velocity and turbulence fields in the wake of vehicles* – J. Appl. Meteor., **18**, 387-400

Eskridge R.E., W.B. Petersen, S.T. Rao (1991): *Turbulent diffusion behind vehicles. Effect of traffic speed on pollution connnetrations-* JAWMA, **41**, 312-317

F

Finzi G., G. Brusasca (1991): *La Qualità dell’Aria – Modelli previsionali e gestionali* – ed. Mason, Milano 346 pp.

Fisher N.I. (1987): *Problems with the current definitions of the standard deviation of wind direction* – J. Clim. Appl. Meteor., **26**, 1522-1529

Fisher N.I. (1993): *Statistical analysis of circular data* – Cambridge University Press, Cambridge UK, 277 pp.

Flesch T.K., J.D.Wilson(1992): *A two-dimensional trajectory simulation model for non-gaussian, inhomogeneous turbulence within plant canopies* – Bound. Layer Meteor. **61**, 349-374
dispersion in the convective boundary layer - Atmos. Environ., **33**, 2337-2345

G

- Galinski A.E., D.J. Thomson (1992): *Comparison of three sensible heat flux schemes*; Meteorological Office, Turbulence and diffusion note n° 205 - Bracknell
- Gardiner C.W. (1983): *Handbook of stochastic Methods for Physics, Chemistry and Natural Sciences* - Springer ed, Berlino 442 pp.
- Garratt J.R. (1990): *The Internal Boundary Layer – A review* – Bound. Layer Meteor. **50**, 171-203
- Garratt J.R. (1992): *The Atmospheric Boundary Layer* - Cambridge University Press. , New York, 316 pp.
- Gery M.W., G.Z. Whitten, J.P. Killus, M.C. Dodge (1989): *A photochemical kinetics mechanism for urban and regional computer modelling* – J. Geophys. Res.; **94**, 12925-12956
- Gillespie D.T. (1992): *Markov processes: An introduction for Physical Scientists* – Academic Press, San Diego CA, 565 pp.
- Golder D. (1972): *Relations among stability parameters in the surface layer* - Bound. Layer Meteor., **3**, 47-58
- Goodin W.R., J.M. Gregory, J.H. Seinfeld (1979): *A comparison of interpolation methods for sparse data: application to wind and concentration fields* – J. Appl. Meteor., **18**, 761-771
- Gopalakrishnan S.G., M. Sharan (1997): *A lagrangian particle model for marginally heavy gas dispersion* – Atmos. Environ., **31**, 3369-3382
- Green A.E., R.P. Singhal, R. Venkateswar (1980): *Analytic extensions of the Gaussian Plume Model* - JAPCA, **30**(7):773-776
- Gryning S.E., A.P. van Ulden, S. Larsen (1983): *Dispersion from a continuous ground-level source investigated by a K model* - Quart. J. R. Met. Soc. **109**, 355-364
- Gryning S.E., E. Batchvarova (1990): *Simple model of the daytime boundary layer height* – Ninth Symposium on Turbulence and diffusion, AMS , Roskilde, Denmark.
- Gryning S.E., E. Batchvarova (1990): *Analytical model for the growth of the coastal internal boundary layer during onshore flow* – Q.J.R. Meteor. Soc., **116**, 187-203
- Gryning S.E., E. Batchvarova (1994): *Parametrization of the depth of the entrainment zone above the daytime mixed layer* – Q.J.R. Meteor. Soc., **120**, 47-58

H

- Hanna S.R. (1986): *Lateral dispersion from tall stacks* – J. Clim. Appl. Meteor., **25**, 1426-1433
- Hanna S.R., G.A. Briggs, R.P. Hosker (1982): *Handobook on Atmospheric Diffusion* - DOE/TIC-11223, Tecnical Information Center U.S. Department of Energy
- Hanna S.R., G.A. Briggs, J. Deardorff, B.A. Egan, F.A. Gifford, F. Pasquill: *AMS Workshop on Stability Classification Schemes and Sigma Curves* - J. Clim. Appl. Meteorol. **58**:1305-1309
- Hanna S.R., R.J. Paine (1989): *Hybrid plume dispersion model (HPDM) Development and evaluation* –

J. Appl. Meteor., **28**, 206-224

Hanna S.R., J.C. Chang (1991): *Modification of the Hybrid Plume Dispersion Model (HPDM) for urban conditions and its evaluation using the Indianapolis data set* - EPRI Project Report Number A089-1200.

Hanna S.R., J.C. Chang (1991): *User's guide for HPDM-4.0 Software Package* - EPRI Project RP-02736-1

Hanna S.R., J.C. Chang (1992): *Boundary layer parameterizations for applied dispersion modeling over urban areas* – Bound. Layer Meteor., **58**, 229-259

Harkonen J., E. Valkonen, J. Kukkonen, E. Rantakrans, L. Jalkanen, K. Lahtinen (1995): *An operational dispersion model for predicting pollution from a road* – Int. J. Environ. and Pollution, **5**, 602-610

Hertel O., R. Berkowicz (1989): *Modelling pollution traffic in a street canyon. Evaluation of data and model development* – DMU Luft A-129, 77pp.

Hicks B.B. (1985): *Behavior of turbulence statistics in the convective boundary layer* - J. Clim. Appl. Meteor., **24**, 607-614

Hicks B.B., J. Dyer (1972): *The spectral density technique for the determination of eddy fluxes* – Quart J. R. Met. Soc., **98**, 838-844

Hinzpeter H. (1982): *Atmospheric Radiation instruments* - in “Air-Sea interaction Instruments and Methods” Dobson F., L. Hasse, R. Davis Ed., Plenum Press, New York, 801 pp.

Holton J.R. (1992): *An Introduction to Dynamic Meteorology* - Academic Press Inc., New York, 319 pp.

Holtzlag A.A.M., A.P. Van Ulden (1983): *A simple scheme for daytime estimates of the surface fluxes from routine weather data* – J. Clim. Appl. Meteor. **22**, 517-529

Horst T.W. (1977): *A surface depletion model from a gaussian plume* – Atmos. Environ., **11**, 41-46

Hotchkiss R.S., F.H. Harlow (1973): *Air pollution transport in street canyons* – EPA-RA-73-029

Huber A.H., W.H. Snyder (1976): *Building wake effects on short stack effluents* - Reprint Volume for the Third Symposium on Atmospheric Diffusion and Air Quality, AMS

Hshem A., C.S. Parker (1991): *A simplified heavy particle random-walk for the prediction of drift from agricultural sprays* – Atmos. Environ., **25A**, 1609-1614

Hurley P., W.L. Physick (1993): *A skewed homogeneous lagrangian particle model for convective conditions* – Atmos. Environ. **27A**, 619-624

Hurley P., W.L. Physick (1993): *Lagrangian particle modelling of buoyant point sources: plume rise and entrainment under convective conditions* – Atmos. Environ., **27A**, 1579-1584

I

Ibarra J.I. (1995): *A new approach for the determination of horizontal wind direction fluctuations* – J. Appl. Meteor., **34**, 1942-1949

Idso S.B. (1981): *A set of equations for full spectrum and 8 to 14 μm and 10.5 to 12.5 μm thermal radiation from cloudless skies* – Water Resour. Res., **17**, 295-304

Idso S.B., R.D. Jackson (1969): *Thermal radiation from the atmosphere* - J. Geophys. Res., **74**, 5397-5403

Iribarne J.V., W.L. Godson (1973): *Atmospheric Thermodynamics* - Reidel Publishing Comp., Dordrecht, 259 pp.

Irwin J.S. (1979): *A theoretical variation of the wind profile power-law exponent as a function of surface roughness and stability* - Atmos. Envir. **13**, 191-194

Irwin J.S. (1983): *Estimation plume dispersion: a comparison of several sigma schemes* - J. Clim. Appl. Met. **22**, 92-114

Ishikawa (1994): *Mass-Consistent wind model as a meteorological processor for tracer transport models* - J. Appl. Meteor., **33**, 733-743

J

Jacobson M.Z. (1998): *Fundamental of Atmospheric Modeling* – Cambridge University Press, 656 pp.

Jeong S.J., M.J. Andrews (2002): *Application of the k-ε turbulence model to the high Reynolds number skimming flow field of an urban street canyon.* – Atmos. Envir., **36**, 1137-1145

Johnson W.B., F.L. Ludwig, W.F. Dabbert, R.J. Allen (1973) : *An urban diffusion simulation model for carbon monoxide* – JAPCA, **23**, 490-498

K

Kaimal J.C. (1982): *Sonic Anemometers* – in Air-Sea interaction: instruments and methods ed. by F. Dobson, L. Hasse, R. Davis, Plenum Press, New York, 801 pp.

Kaimal J.C., N.L. Abshire, R.B. Chadwick, M.T. Decker, W.H. Hooke, R.A. Kropfli, W.D. Neff, F. Pasqualucci (1982): *Estimating the depth of the daytime convective boundary layer* – J. Appl. Meteor., **21**, 1123-1129

Kaimal J.C., J.E. Gaynor (1991): *Another look at sonic thermometry* – Bound. Layer Meteor. **56**, 401-410

Kaimal J.C., J.J. Finnigan (1994): *Atmospheric Boundary Layer Flows: their structure and measurements* - Oxford University Press, New York, 289 pp.

Kasten F., G. Czeplak (1980): *Solar and terrestrial radiation dependent on the amount and type of clouds* – Solar Energy, **24**, 177-189

Kondo J., A. Miura (1985): *Surface heat budget of the western Pacific for May 1979* – J. Meteor. Soc. Japan, **63**, 633-646

Kristensen L. (2000): *Measuring higher-order moments with a cup anemometer* – J. of Atmos. Ocean. Tech. **17**, 1139-1148.

Kropfli R.A. (1985): *Radar probing and measurement of the Planetary Boundary Layer: scattering from particulates* - in Probing the Atmospheric Boundary Layer, American Meteorological Society, Boston, MA

Kukkonen J., J. Harkonen, J. Walden, A. Karppinen, K. Lusa (2001): *Evaluation of the CAR-FMI model against measurements near a major road* – Atmos. Environ., **35**, 949-960

Kukkonen J., E. Valkonen, J. Walden, T. Koskentalo, P. Aarnio, A. Karpinnen, R. Berkowicz, R. Kartastenpaa (2001): *A measurement campaign in a street canyon in Helsinki and comparison of results with predictions of the OSPM model* - Atmos. Environ., **35**, 231-243

L

Lamb R.G. (1978): *A numerical simulation of dispersion from an elevated point source in the convective planetary boundary layer* - Atmos. Environ., **12**, 1297-1304

Lamb R.G. (1980): *Mathematical principles of turbulent diffusion modeling* - in A. Longhetto: Atmospheric Planetary Boundary Layer Physics - Elsevier.

Lamb R.G. (1982): *Diffusion in the convective boundary layer* - Atmospheric Turbulence and Air Modelling, F.T.M. Nieuwstadt e H. van Dop eds., Reidel, 159-229.

Lanzani G., M. Tamponi (1995): *A microscale lagrangian particle model for the dispersion of primary pollutants in a street canyon. Sensitivity analysis and first validation trial* - Atmos. Environ., **23**, 3465-3475

Lee I.Y., H.M. Park (1994): *Parameterization of the pollutant transport and dispersion in urban street canyons* - Atmos. Environ., **28**, 2343-2349

Lenschow D.H., C.J. Zhu, B.B. Stankov (1988): *The stably stratified boundary layer over the Great Plains* - Bound. Layer Meteor., **42**, 95-121

Liou K.N. (1992): *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere - Theory, Observations, and Modeling* - Oxford University Press., New York, 487 pp.

Li Zong-Kai, G.A. Briggs (1988): *Simple PDF model for convectively driven vertical diffusion* - Atmos. Environ. **22**, 55-74

Løfstrøm, H.R. Olesen (1992): *User's Guide for OML-MULTI An air pollution model for multiple point and area sources* - National Environmental Research Institute MST LUFT-A126

Lo A. K. (1977): *On the determination of boundary layer parameters using velocity profile as the sole information* - Bound. Layer Meteor. **17**, 465-484

Lo A.K. (1989): *On the determination of zero-plane displacement and roughness length for flow over forest canopies* - Bound. Layer Meteor., **51**, 255-268

Lo A.K. (1995): *Determination of zero-plane displacement and roughness length of a forest canopy using profiles of limited height* - Bound. Layer Meteor., **75**, 392-402

Luhar A.K., R.S. Patil (1989): *A general finite line source model for vehicular pollution prediction* - Atmos. Environ., **23**, 555-562

Luhar A.K., R.E. Britter (1989): *A random walk model for dispersion in inhomogeneous turbulence in a convective boundary layer* - Atmos. Environ., **23**, 1911-1924

Luhar A.K., B.L.Sawford (1995): *Lagrangian stochastic modeling of the coastal fumigation phenomenon*-J.Appl. Meteor. **34**, 2259-2277

Luhar A.K., M.F. Hibberd, P.J. Hurley (1996): *Comparison of closure schemes used to specify the velocity PDF in Lagrangian Stochastic Dispersion Models for convective conditions* - Atmos. Environ. **30**, 1407-1418

M

Mahrt L., J.C. Andr , R.C. Healt (1982): *Atmospheric transport of sulphur compound pollutants*. – Central Electricity Generating Bureau MID/SSD/80/0026/R, Nottingham, England

Mastrantonio G. (1996): *Telesondaggio acustico dell'atmosfera* - CNR IFA R.I. 96-14

Matveev L.T. (1965): *Physics of the Atmosphere* - Israel Program for Scientific Translations., Jerusalem, 678 pp.

McMahon T.A., P.J. Denison (1979): *Empirical atmospheric deposition parameters – A survey* – Atmos. Environ., **13**, 571-585

McMillen R. (1988): *An eddy correlation technique with extended applicability to non simple terrain*. Bound. Layer Meteor. **43**, 231-245

Mikkelsen T., S.E. Larsen, H.L. P cseli (1987): *Diffusion of gaussian puffs* – Q.J.R. Meteorol. Soc., **113**, 81-105

Misra P.K. (1982): *Dispersion of non-buoyant particles inside a convective boundary layer* - Atmos. Environ. **16**, 239-243

Moeng C.H. (1984): *A Large Eddy-Simulation model for the study of Planetary Boundary Layer turbulence* – J. Atmos. Sciences, **41**, 2052-2062

Moeng C.H., J.C. Wyngaard (1984): *Statistics of conservative scalars in the convective boundary layer* – J. Atmos. Sci., **41**, 3161-3169

Moeng C.H., J.C. Wyngaard (1989): *Evaluation of turbulent transport and dissipation closures in second-order modeling* – J. Atmos. Sci., **46**, 2311-2329

Monin A.S., A.M. Yaglom (1971a): *Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence Vol. 1* – MIT Press, Cambridge, 769 pp.

Monin A.S., A.M. Yaglom (1971b): *Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence Vol. 2* – MIT Press, Cambridge, 874 pp.

Monti P, G. Leuzzi (1996): *A closure to derive a three-dimensional well-mixed trajectory-model for non-gaussian, inhomogeneous turbulence* - Bound. Layer Meteor. **80**, 311-331

Mori Y. (1986): *Evaluation of several single-pass estimations of the mean and the standard deviation of wind direction* – J. Clim. Appl. Meteor., **25**, 1387-1397

Moussiopoulos N., T. Flassak, G. Knittel (1988): *A refined diagnostic wind model* - Environ. Software, **3**, 85-94

N

Nakamura Y, T.R. Oke (1988): *Wind, temperature and stability conditions in east-west oriented urban canopy* – Atmos. Environ., **22**, 2691-2700

Neff W.D. R.L. Coulter (1986): *Acoustic Remote Sensing*, in *Probing the Atmospheric Boundary Layer*, American Meteorological Society, Boston, 1986.

Nieuwstadt F.T.M. (1978): *The computation of the friction velocity and the temperature scale from temperature and wind velocity profiles by least-squares methods* – Bound. Layer Meteor. **14**, 235-246

Nieuwstadt F.T.M. (1980): *Application of mixed layer similarity to the observed dispersion from a ground level source* - J. Appl. Meteor, **19**, 157-162

Nieuwstadt F.T.M. (1984): *Some aspects of the turbulent stable boundary layer* – Bound. Layer Meteor., **30**, 31-55

Nieuwstadt F.T.M. (1984): *The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer* - J. Atmos. Sci., **41**, 2202-2216

Nieuwstadt F.T.M., A.P. van Ulden (1978): *A numerical study on the vertical dispersion of passive contaminants from a continuous source in the atmospheric Surface Layer* - Atmos. Environ. **12**, 2119-2124

Nieuwstadt F.T.M., H. van Dop (1982): *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling* – Reidel, Dordrecht, 358 pp.

O

Oettl D., J. Kukkonen, R.A. Almbauer, P.J. Sturm, M. Pohjola, J. Harkonen (2001): *Evaluation of a Gaussian and Lagrangian model against a roadside data set, with emphasis on low wind speed conditions* – Atmos. Environ., **35**, 2123-2132

Oke T.R. (1987): *Boundary Layer Climates* –Routledge, Cambridge, 435 pp.

Overcamp T.J. (1976): *A general gaussian diffusion-deposition model for elevated point sources* – J. Appl. Meteor., **15**, 1167-1171

P

Paltridge G.W., C.M. Platt (1976): *Radiative processes in meteorology and climatology* - Elsevier

Panofsky H.A., H. Tennekes, D.H. Lenschow, J.C. Wyngaard(1977): *The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions* – Bound. Layer Meteor., **11**, 355-361

Panofsky H.A., J.A. Dutton (1983): *Atmospheric Turbulence Models and Methods for engineering applications* - J. Wiley & Sons, New York, 397 pp.

Paulson C.A. (1970): *The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer* - J. Appl. Meteor., **9**, 857-861

Perry S.G. (1992): *CTDMPLUS: a dispersion model for sources near complex topography. Part I: technical formulations* - J. Appl. Meteor. **31**, 633-645

Perry S.G., D.J.Burns, L.H. Adams, R.J. Paine, M.G. Dennis, M.T. Mills, D.G. Strimaitis, R.J. Yamartino, E.M. Insley (1989): *User's guide to the Complex Terrain Dispersion Model plus algorithms for unstable situations (CTDMPLUS)* - US EPA EPA/600/8-89/041

Perry S.G., A.J. Cimorelli, R.F. Lee, R.J. Paine, A. Venkatram, J.C. Weil, R.B. Wilson (1995): *AERMOD: a dispersion model for Industrial Source Application* - Sixth Conference on Air Quality Modeling , Washington DC 9-10 Agosto 1995

Petersen W.B. (1980): *User's Guide for HIWAY-2, a highway air pollution model* – US-EPA-600/8-80-018

Petersen W.B., L.G. Laudas (1986): *Inpuff*. *A multiple source gaussian puff dispersion algorithm* – US_EPA, EPA/600/09

Physick WL, J.A.Noonam, J.L.McGregor, P.J. Hurley, D.J. Abbs, P.C. Marins (1994): *LADM- a lagrangian atmospheric dispersion model* - CSIRO Technical Paper No, 24 pp.137

Pielke R.A. (2002): *"Mesoscale Meteorological Modeling"* - Academic Press, New York, 672 pp.

Pleim J., A. Venkatram, R.J. Yamartino (1984): *The fry deposition model. Vol.4 ADOM/TADAP* - Model Development Program. Ontario Ministry of the Environment

R

Rao K.S. (1981): *Analytical solutions of a gradient-transfer model for plume deposition and sedimentation* – NOAA Tech. Memorandum ERL-ARL-109

Rao S.T., M.T. Keenan (1980): *Suggetstion for improuvement of the EPA-HiWAY model* – J. Air Pollut. Control Ass., **30**, 247-256

Ratto C.F., R. Festa, C. Romeo, O.A. Frumento, M. Galluzzi (1994): *Mass-consistent models for wind fields over complex terrain: the state of the art* - Environ. Soft. **9**, 247-268

Reynolds A.M. (2000): *On the application of a Lagrangian Particle-Puff model to elevated sources in Surface Layers with neutral stability* – J. Appl. Meteor., **39**, 1218-1228

Rodean H.C. (1996): *Stochastic lagrangian models of turbulent diffusion* - American Meteorological Society, Boston 84 pp.

Ross D.G., I.N. Smith, P.C. Manins, D.G. Fox (1988): *Diagnostic wind field modeling for complex terrain: model development and testing* - J. Appl. Meteor., **27**, 785-796

Rotach M.W., S.E. Gryning, C. Tassone (1995): *A two-dimensional Lagrangian stocastic dispersion model for daytime conditions* – Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **122**, 367-389

Rote D. (1980): *Gaussian Plume Models - Theoretical aspects* - in "Atmospheric Planetary Boundary Layer Physics" ed. A. Longhetto - Elsevier

S

Sawford B.L. (1999): *Rotation of trajectories in lagrangian stochastic models of turbulent dispersion-* Bond. Layer Meteor. **93**, 411-424

Sawford B.L., F.M. Guest (1988): *Uniqueness and universality of lagrangian stochastic models of turbulent dispersion* - in Preprint, 8th Symposium on Turbulence and Diffusion, San Diego, CA, Aprile 25-29 1988. Amer. Meteor. Soc., Boston MA

Sawford B.L., F.M. Guest(1991): *Lagrangian statistical simulation of the turbulent motion of heavy paricles* – Bound. Layer Meteor., **54**, 147-166

Scire J.S., L.S. Schulman (1980): *Modeling plume rise from low level buoyant line and point sources* - Proc. 2nd Joint Conf. on Applications of Air Pollution Meteorology, American Meteorological Society

- Scire J.S., D.G. Strimaitis, R.J. Yamartino (2000): *A User's Guide for the CALPUFF Dispersion Model* – Earth Tech, Inc.
- Seinfeld J.H., S.N. Pandis (1998): *Atmospheric Chemistry and Physics of Air Pollution*; John Wiley&Sons, NY, pp 1326
- Schulman L.S., S.R. Hanna (1986): *Evaluation of downwash modifications to the Industrial Source Complex Model* -J. Air Poll. Control Assoc. **36**, 258-264
- Sehmel G.A. (1980): *Particle and gas dry deposition: a review* – Atmos. Environ., **14**, 983-1011
- Seibert P., F. Beyrich, S.E. Gryning, S. Joffre, A. Rasmussen, P. Tercier (1998): *Mixing height determination for dispersion modelling* – In: Harmonization of the pre-processing of the meteorological data for atmospheric dispersion models - European Commission COST Action 710 – Final Report EUR 18195 EN
- Seinfeld J.H., S.N. Pandis (1998): *Atmospheric chemistry and Physics* – John Wiley&Sons, New York, 1326 pp.
- Sherman C.A. (1978): *A mass-consistent model for wind fields over complex terrain* - J. Appl. Meteor., **17**, 312-319
- Slin S.A., W.G.N. Slin (1980): *Predictions for particle deposition on natural waters* – Atmos. Environ., **14**, 1013-1016
- Sorbjan Z. (1989): *Structure of the Atmospheric Boundary Layer* - Printice Hall, Englewood Cliffs,NJ, 317 pp.
- Sozzi R., M. Favaron (1996): *Sonic anemometry and thermometry: theoretical basis and data-processing software*. Environ. Software vol. 11, **4**, 259-270
- Sozzi R., M. Favaron, T. Georgiadis (1998): *Method for estimation of surface roughness and Similarity function of the wind speed vertical profile* – J. Appl. Meteorol, **37**, 461-469
- Sozzi R., A. Salcido, R. Saldaña Flores, T. Georgiadis (1999): *Daytime net radiation parameterisation for Mexico City suburban areas* – Atmos. Res. **50**, 53-68
- Sozzi R., F. Rossi, T. Georgiadis (2000): *Parameter estimation of surface layer turbulence from wind speed vertical profile* - Environ. Modeling&Soft, **16**, 73-85
- Sozzi R., M. Valentini, T. Georgiadis (2002): *Introduzione alla turbolenza atmosferica* – Concetti, Stime e Misure – ed. Pitagora, Bologna, 525 pp.
- Stohl A., M. Hittenberger, G. Wotawa (1998): *Validation of the lagrangian particle dispersion model FLEXPART against laye scale tracer experiment data* - Atmos. Environ. **24**, 4245-4264
- Stull R.B. (1989): *An Introduction to Boundary Layer Meteorology* - Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 666 pp.
- Stull R.B. (1993): *Rewew of non-local mixing in turbullent atmospheres: transilient turbulence theory* – Bound. Layer Meteor.,**62**, 21-96
- Stull R.B. (1995): *Meteorology Today For Scientists and Engineers* - West Publishing Company. Minneapolis, 385 pp.
- Surridge A.D. (1990): *The stable boundary layer temperature profile and the effect of the heath loss*

from the body of the atmosphere – Atmos. Env., **24A**, 1285-1296

Sykes R.I., S.F. Parker, D.S. Henn, C.P. Cerasoli, P. Santos (1998): *PC-SCIPUFF Version 1.2P Technical Documentation* – Titan Corporation ARAP Report No. 718

Swinbank W.C. (1963): *Longwave radiation from clear skies* - Q. J. R. Meteor. Soc., **89**, 339-348

T

Tennekes H., J.L. Lumley (1972): *A first course in the turbulence* - MIT Press, Cambridge (MA) 300 pp.

Thykier-Nielsen S., S. Deme, T. Mikkelsen (1999): *Description of the Atmospheric Dispersion Model RIMPUFF – RODOS(WG2)-TN(98)-02* Riso Roskilde Danimarca

Thomson D.J. (1987): *Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows* - J. Fluid Mech. **180**, 529-556

Thomson D.J. e Montgomery (1994): *Reflection boundary conditions for random Walk models of dispersion in non-gaussian turbulence* – Atmos. Environ. **28**, 1981-1987

Thomson D.J., W.L. Physick, R.H. Margon (1997): *Treatment of interfaces in random-walk dispersion models* – J. Appl. Meteor. **36**, 1284-1295

Tillman J.E. (1972): *The indirect determination of stability, heat, and momentum fluxes in the atmospheric boundary layer from simple scalar variables during dry unstable conditions* – J. Appl. Meteor., **11**, 783-792

Tirabassi T., P. Pasi, T. Georgiadis: *Evaluation of boundary layer parameters from elementary meteorological data near the ground in Antarctica*; Acta of 7th Workshop Italian Research on Antarctic Atmosphere, 22-24 October 1997 – Bologna Italy

Tomasi A. (1983): *The nocturnal surface inversion height in the Po valley* – Atm.. Environ., **17**, 1123-1129

Turner D.B. (1970): *Workbook of atmospheric dispersion estimates* - EPA AP-26 (NTIS PB 191-482)

Turner D.B. (1985): *Proposed pragmatic methods for estimating plume rise and plume penetration through atmospheric Layers* - Atmos. Environ. **19**, 1215-1218

U

U.S. Environmental Protection Agency (1987): *On-Site Meteorological Program Guidance for Regulatory Modeling Applications*; EPA-450/4-87-013

US_EPA (1995): *A user's guide for the CALMET meteorological model*; EPA-454/B-95-002

US- EPA (1995): *A user's guide for the CALPUFF dispersion model*; EPA-454/B-95-006

U.S. Environmental Protection Agency (1995): *User's Guide for the Industrial Source Complex (ISC3) Dispersion Models* – EPA-454/B-95-003b

U.S. Environmental Protection Agency (2000): *Meteorological monitoring guidance for regulatory modeling applications* -; EPA-454/R-99-005

V

- Van der Hover I. (1968): *Deposition of particles and gases* – in Meteorology and Atomic Energy (D. Slade ed.), pp 202-208, USAEC, TID-24190
- Van Dop H. (1993): *Buoyant plume rise in lagrangian framework* – Bound. Layer Meteor., **62**, 97-105
- Van Ulden A.P. (1978): *Simple estimates for vertical diffusion from sources near the ground* - Atmos. Environ. **12**, 2125-2129
- Van Ulden A.P., A.A.M. Holtslag (1985): *Estimation of atmospheric boundary layer parameters for diffusion applications* – J. Clim. Appl. Meteor., **24**, 1196-1207
- Venkatram A. (1980): *Estimating the Monin-Obukhov length in the stable boundary layer for dispersion calculations* – Bound. Layer Meteor., **19**, 481-485
- Venkatram A. (1980): *Dispersion in the Stable boundary layer*; in “Lectures on Air Pollution Modeling, ed. A. Venkatram, J.C. Wyngaard, American Meteorological Society, Boston, 390 pp.
- Venkatram A. (1988): *Dispersion in Stable Boundary Layer* – in “Lectures on Air Pollution Modeling”, (A. Venkatram e J.C. Wyngaard eds), American Meteorological Society, Boston, 390 pp.
- Venkatram A. (1988): *Topics in Applied Dispersion Modeling* – in Lectures on Air Pollution Modeling ed. A. Venkatram, J.C. Wyngaard, American Meteorological Society, Boston, 390 pp.
- Venkatram A., D. Strimaitis, D. DiCristofaro (1984): *A semi-empirical model to estimate vertical dispersion of elevated releases in the stable boundary layer* - Atmos. Environ. **18**, 923-928.
- Venkatram A., R. Brode, A. Cimorelli, R. Lee, R. Paine, S. Perry, W. Peters, J. Weil, R. Wilson (2001): *A complex terrain dispersion model for regulatory applications* – Atmos. Environ., **35**, 4211-4221
- Verhoef A., H.A.R. De Bruin, B.J.M. Van den Hurk (1997): *Some practical notes on the parameter kB^{-1} for sparse vegetation* - J. Appl. Meteor., **36**, 560- 572

W

- Wallace J.M., P.V. Hobbs (1977): *Atmospheric Science* Academic Press, Orlando,. 467 pp
- Weaver H.L. (1990): *Temperature and humidity flux-variance relations determined by one-dimensional eddy correlation* - Bound. Layer. Meteor., **53**, 77-91
- Weber R. (1991): *Estimator for the standard deviation of wind direction based on moments of the cartesian components* – J. Appl. Meteor., **30**, 1341-1353
- Weber R. (1992): *A comparison of different estimators for the standard deviation of wind direction based on persistence* – Atmos. Environ., **26A**, 983-986
- Weber R. (1997): *Estimators for the standard deviation of horizontal wind direction* – J. Appl. Meteor., **36**, 1403-1415
- Weber R. (1999): *Remarks on the definition and estimation of friction velocity* - Bound. Layer Meteor. **93**: 197-209.
- Weil J.C. (1988): *Plume Rise* - in “Lectures on Air Pollution Modeling” (A. Venkatram e J.C. Wyngaard eds) American Meteorological Society, Boston, 390 pp.

- Weil J.C. (1988): *Dispersion in the Convective Boundary Layer* - in Lectures on Air Pollution Modeling (A. Venkatram e J.C. Wyngaard eds.) , American Meteorological Society, Boston, 390 pp.
- Weil J.C. (1990): *A diagnosis of the asymmetry in top-down and bottom-up diffusion using a Lagrangian stochastic model* - J. Atmos. Sci., **47**, 501-515
- Weil J.C. (1992): *Dispersion in a rapidly evolving convective boundary layer* -in Proceeding di Tenth Symposium on turbulence and diffusion- American Meteorological Society 29/9 2/10 1992 Portland, Oregon
- Weill A., C. Klapisz, B. Strauss, F. Baudin, C. Jaupart, P. Van Grunderbeeck, J.P. Goutorbe (1980): *Measuring heat flux and structure functions of temperature fluctuations with an acoustic doppler SODAR* - J. Appl. Meteor., **19**, 199-205
- Weil J.C., R.B. Brower (1982): *The Maryland PPSP Dispersion Model for Tall Stacks* -Report PPSP-MP-36 Environmental Center Martin Marietta corp. Baltimore, MD
- Weil J.C., L.A. Corio, R.P. Brower (1997): *A PDF dispersion model for buoyant plumes in the convective boundary layer* – J. Appl. Meteor., **36**, 982-1003
- Wesely M.L. (1988): *Use of variance techniques to measure dry air-surface exchange rates* – Bound. Layer Meteor., **44**, 13-31
- Wetzel P.J. (1982): *Toward parameterization of the stable boundary layer* - J. Atmos. Sci., **21**,7-13
- Wieringa J. (1993): *Representative roughness parameters for homogeneous terrain* – Bound. Layer Meteor., **63**, 323-363
- Willis G.E., J.W. Deardorff (1974): *A laboratory model of the unstable planetary boundary layer* – J. Atmos. Sci., **31**, 1297-1307
- Willis G.E., J.W. Deardorff (1976): *A laboratory study of dispersion from an elevated source in a convective mixed layer* – Atmos. Envir. **12**, 1305-1313
- Willis G.E., J.W. Deardorff (1978): *A laboratory study of diffusion into a convective planetary boundary layer* – J. Q. J. R. Meteorol. Soc., **105**, 109-117
- Willis G.E., J.W. Deardorff (1981): *A laboratory study of dispersion from a source in the middle of the convective planetary boundary layer* – Atmos. Envir., **12**, 1305-1313
- Wilson J.D. (2000): *Trajectory models for heavy particles in atmospheric turbulence: comparison with observations* –J. Appl. Meteor., **39**, 1894-1912
- Wilson J.D. ,T.K. Flesch (1993): *Flow boundaries in random flight dispersion model enforcing the well-mixed condition* - J. Appl. Meteorol., **32**, 1695-1707
- Wilson J.D., B.L. Sawford (1996): *Review of lagrangian stochastic models for trjectories in the turbulent atmosphere* – Bound. Layer Meteor., **78**, 191-210
- Wilson J.D., B.J. Legg, D.J. Thomson (1983): *Calculation of particle trajectories in presence of a gradient in turbulent-velocity variance* - Bound. Layer Meteor. **27**, 163-169
- Wyngaard J.C. (1990): *Scalar fluxes in the planetary boundary layer* - Bound. Layer Meteor. **50**, 49-79
- Wyngaard J.C., O.R. Cotè, Y. Izumi (1971): *Local free convection, similarity and the budgets of shear stress and heat flux* – J. Atmos. Sci, **28**, 1171-1182

Y

- Yaglom A.M. (1972): *Turbulent diffusion in the surface layer of the atmosphere*. Izv. Akad. Nauk USSR, Atmos. Ocean. Phys. **8**, 333-340
- Yamada T.(1976): *On similarity functions A, B and C of the planetary boundary layer*. Journal of Atmospheric. Science, 33:781-793
- Yamada T. (2000): *Lagrangian dispersion model for nonneutrally buoyant plumes* – J. Appl. Meteor., **39**, 427-436
- Yamada T., S. Bunker (1988): *Development of a nested grid, second moment turbulence closure model and application to the ASCOT Brush Creek data simulation* – J. Appl. Meteor., **27**, 562-578
- Yamartino R.J. (1977): *A new method for computing pollutant concentrations in the presence of limited vertical mixing* - APCA Note-Book, 27(5):467
- Yamartino R.J. (1984): *A comparison of several single-pass estimators of the standard deviation of wind direction* – J. Clim. Appl. Meteor., **23**, 1362-1366
- Yamartino R.J., G. Wiegard (1986): *Development and evaluation of simple models for the flow, turbulence and pollution concentration fields within an urban street canyon* – Atmos. Environ., **20**, 2137-2156
- Yeh G.T., C.H. Huang (1975): *Three-dimensional air pollutant modeling in the lower atmosphere* – Bound. Layer Meteor., **9**, 381

Z

- Zannetti P.(1990): *Air Pollution Modeling - Theories, computational methods and available software* - Van Nostrand Reinhold, New York, 444 pp
- Zilitinkevich S.S. (1989): *Velocity profiles, the resistance law and the dissipation rate of mean flow kinetic energy in neutrally and stably boundary layer* – Bound. Layer Meteor. **46**, 367-378
- Zoumakis N.M. (1992): *Estimating the zero-plane displacement and roughness length for tall vegetation and forest canopies using semi-empirical wind profiles* – J. Appl. Meteor., **32**, 574-579
- Zlatev Z. (1995): *Computer treatment of large air pollution models* – Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 358 pp