

*LA DISPERSIONE DI INQUINANTI IN
ATMOSFERA*

CAPITOLO 2

ENRICO FERRERO

24 febbraio 2009

1 La stabilità atmosferica

Supponiamo di isolare una particella d'aria caratterizzata da valori di pressione p' , temperatura T' , densità ρ' nell'aria ambiente (p, T, r) . Si trovi essa ad una quota z' e effettui uno spostamento $\delta z'$. Si suppone durante lo spostamento $p=p'$ e inoltre, poiché il tempo impiegato in questo spostamento è molto inferiore al tempo necessario perché avvengano scambi di calore tra la particella e l'ambiente, il processo può essere considerato adiabatico.

L'equazione del moto per la particella è la seguente,

$$\rho' \frac{d^2 z}{dt^2} = -\rho' g - \frac{dp'}{dz'} \quad (1)$$

dove il termine a sinistra dell'uguale è la forza per unità di volume, il primo a sinistra rappresenta la forza di gravità e il secondo termine il gradiente di pressione verticale, sempre riferiti all'unità di volume. mentre per l'aria circostante vale l'equazione idrostatica,

$$0 = -\rho g - \frac{dp}{dz} \quad (2)$$

da cui si ricava, sottraendo membro a membro

$$\rho' \frac{d^2 z}{dt^2} = (\rho - \rho') g \quad (3)$$

che riferita all'unità di massa diventa:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{(\rho - \rho')}{\rho'} g \quad (4)$$

questa relazione esprime il ben noto principio di Archimede che rappresenta il non equilibrio tra la forza peso della particella e le forze di pressione agenti sulla sua superficie. Utilizzando la legge dei gas

$$p = \rho RT \quad (5)$$

si ottiene:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{(T' - T)}{T} g \quad (6)$$

Per piccoli spostamenti si può considerare una forma linearizzata: $T' = T_0 - \Gamma' z'$, per la particella, dove T_0 rappresenta il valore imperturbato e Γ' il *lapse rate* della particella. Analogamente per l'ambiente si ha $T = T_0 - \Gamma z'$, dove Γ è il *lapse rate* dell'aria ambiente.

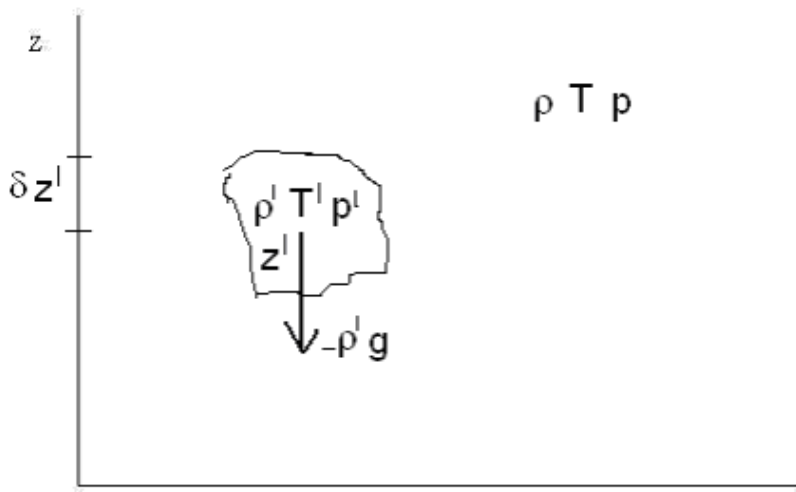


Figura 1:

In condizioni adiabatiche Γ e Γ' sono indipendenti. Si ha:

$$\frac{1}{z'} \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{g}{T} (\Gamma - \Gamma') \quad (7)$$

Si hanno i seguenti possibili casi.

- $\Gamma < \Gamma'$ e quindi

$$\frac{1}{z'} \frac{d^2 z}{dt^2} < 0 \quad (8)$$

la forza di galleggiamento si oppone allo spostamento, **equilibrio stabile** (Figura 2)

- $\Gamma = \Gamma'$ e quindi

$$\frac{1}{z'} \frac{d^2 z}{dt^2} = 0 \quad (9)$$

La forza di galleggiamento è nulla, **equilibrio neutro** (Figura 3)

- $\Gamma > \Gamma'$ e quindi

$$\frac{1}{z'} \frac{d^2 z}{dt^2} > 0 \quad (10)$$

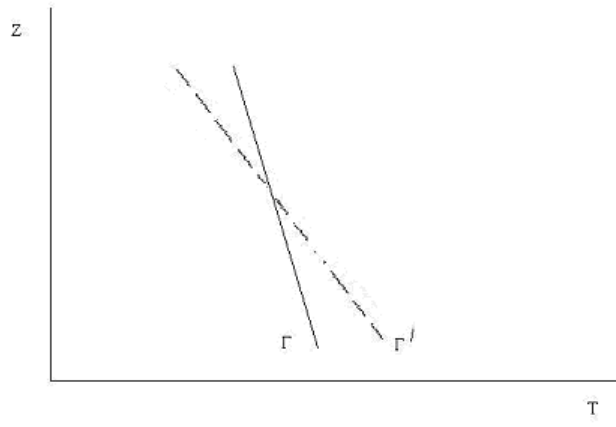


Figura 2:

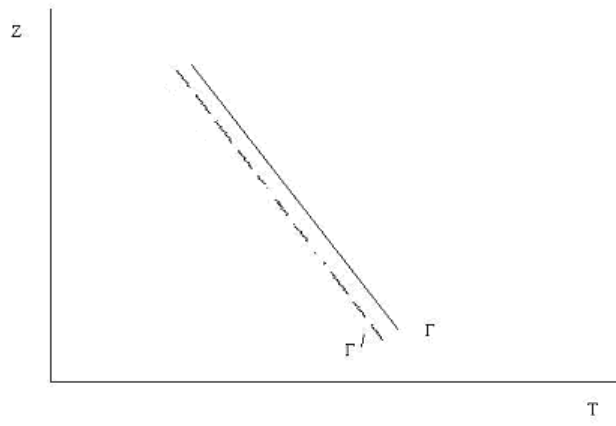


Figura 3:

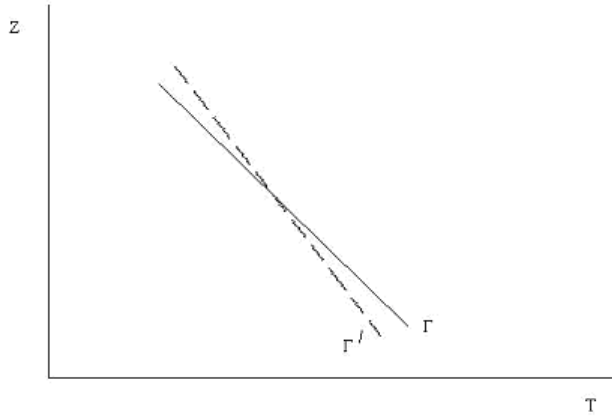


Figura 4:

La forza di galleggiamento è concorde allo spostamento, **equilibrio instabile** (Figura 4)

Si noti che:

- Anche se la densità decresce con la quota in tutti e tre i casi, l'effetto che si ottiene è molto diverso in ciascuno di esso
- La stabilità dello strato non è determinata dal profilo verticale di densità, perché anche la densità della particella varia
- La stabilità dipende dalla rapidità con cui varia la densità della particella rispetto a quella dell'aria.

Per un processo adiabatico dal Primo Principio della termodinamica si ha

$$dU + \delta L = \delta Q = 0 \quad (11)$$

dove dU è la variazione di energia interna, δQ il calore scambiato e δL il lavoro fatto; per una gas

$$c_v dT + p dV = 0, \quad (12)$$

che utilizzando la relazione $c_p - c_v = R$ tra i calori specifici a pressione e volume costante e la costante dei gas perfetti diventa

$$c_p dT - \frac{1}{\rho} dp = 0, \quad (13)$$

dove si è posto $V = 1/\rho$ poiché si considera l'equazione per unità di massa. Introducendo l'equazione idrostatica

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g, \quad (14)$$

si ottiene

$$c_p dT + g dz = 0, \quad (15)$$

da cui possiamo ricavare il *lapse rate* adiabatico secco

$$\Gamma_d = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} \simeq 9.8 \frac{K}{km}, \quad (16)$$

relazione che può essere considerata valida anche per aria umida lontano dalla saturazione. Se l'aria è satura bisogna tenere conto del calore latente rilasciato durante i passaggi di stato. Il primo principio diventa:

$$c_p dT + g dz = -l dr_c \quad (17)$$

Dove l è il calore latente e r_c il *mixing ratio* o rapporto di miscelamento, che è il rapporto tra la densità del vapore presente in atmosfera e la densità dell'aria secca, che qui consideriamo vicino alla saturazione:

$$dr_c(p, T) = \left(\frac{\partial r_c}{\partial T} \right)_p + \left(\frac{\partial r_c}{\partial p} \right)_T \simeq \left(\frac{\partial r_c}{\partial T} \right)_p \quad (18)$$

si ottiene quindi

$$\left(c_p + l \frac{\partial r_c}{\partial T} \right) dT + g dz = 0 \quad (19)$$

e introducendo il *lapse rate* adiabatico secco

$$\left(1 + \frac{l}{c_p} \frac{\partial r_c}{\partial T} \right) dT + \Gamma_d dz = 0 \quad (20)$$

si può quindi definire il *lapse rate* adiabatico saturo

$$\Gamma_s = -\frac{dT}{dz} = \frac{\Gamma_d}{\left(1 + \frac{l}{c_p} \frac{\partial r_c}{\partial T} \right)} \simeq 6.5 \frac{K}{km} \quad (21)$$

quindi $\Gamma_s < \Gamma_d$.

Se Γ è il *lapse rate* dell'atmosfera si possono quindi riassumere le condizioni di stabilità nel seguente modo

- $\Gamma > \Gamma_d$ atmosfera instabile super-adiabatica
- $\Gamma = \Gamma_d$ atmosfera neutra adiabatica
- $\Gamma < \Gamma_d$ atmosfera stabile sub-adiabatica

Inoltre essendo $\Gamma_s < \Gamma_d$

- $\Gamma > \Gamma_d$ atmosfera assolutamente instabile
- $\Gamma < \Gamma_s$ atmosfera assolutamente stabile
- $\Gamma_s < \Gamma < \Gamma_d$ atmosfera condizionatamente instabile: instabile per aria umida stabile per aria secca

Si noti che essendo $\Gamma_s < \Gamma_d$ e' più facile che l'aria satura sia instabile. Ciò e' dovuto al rilascio di calore latente che riscalda la particella ascendente aumentandone l'instabilità.

Una grandezza fisica in grado di descrivere la propensione dell'atmosfera a favorire i moti convettivi è la temperatura potenziale Θ . In prima approssimazione, dato che la conducibilità termica dell'aria è piuttosto bassa, quando una massa d'aria si sposta verticalmente si può ritenere sottoposta ad una trasformazione adiabatica. Quest'ultima è un processo in cui non ci sono scambi di calore con l'esterno, quindi $\delta Q = 0$. Dal primo principio della termodinamica deriva che:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{R/c_p} \quad (22)$$

relazione che lega il rapporto delle temperature di una massa gassosa alle pressioni quando dallo stato 1 si è passati allo stato 2 tramite una trasformazione adiabatica, dove con R si è indicata la costante del gas per aria secca e con c_p il calore specifico (valori tipici di R e c_p sono: $R=287 \text{ JK}^{-1}\text{kg}^{-1}$, $c_p = 1004 \text{ JK}^{-1}\text{kg}^{-1}$). In analogia con questa formula definiamo la temperatura potenziale θ come:

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p} \quad (23)$$

relazione che lega la temperatura assoluta alla temperatura potenziale in funzione di una pressione di riferimento P_0 , di solito 1000 mbar. Tutto ciò significa che θ fornisce una misura delle variazioni di temperatura di una particella d'aria private del contributo adiabatico dovuto alle variazioni di pressione. Il gradiente del profilo verticale θ determina l'attitudine dell'atmosfera a favorire fenomeni convettivi. Infatti prendendo il logaritmo della

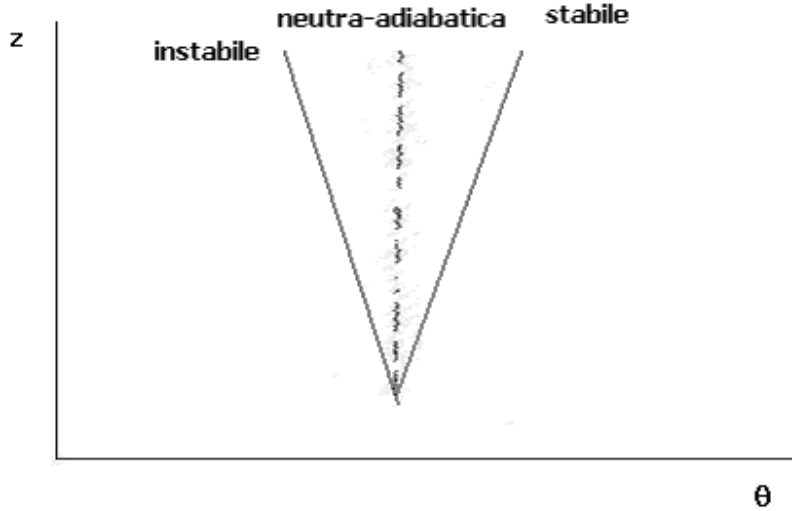


Figura 5:

precedente espressione e derivando, introducendo la relazione idrostatica e la legge dei gas, si ha:

$$\frac{1}{\theta} \left(\frac{d\theta}{dz} \right) = \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dz} \right) + \frac{R}{c_p} \left(\frac{\rho g}{p} \right) = \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dz} \right) + \frac{1}{T} \left(\frac{g}{c_p} \right) = \frac{1}{T} (\Gamma_d - \Gamma) \quad (24)$$

Da cui risulta la seguente classificazione (figura 5):

$$\left(\frac{d\theta}{dz} \right) < 0 \Rightarrow \Gamma = - \left(\frac{dT}{dz} \right) > \Gamma_d$$

\Rightarrow gradiente superadiabatico, atmosfera instabile

$$\left(\frac{d\theta}{dz} \right) = 0 \Rightarrow \Gamma = - \left(\frac{dT}{dz} \right) = \Gamma_d$$

\Rightarrow gradiente adiabatico, atmosfera neutra

$$\left(\frac{d\theta}{dz} \right) > 0 \Rightarrow \Gamma = - \left(\frac{dT}{dz} \right) < \Gamma_d$$

\Rightarrow gradiente subadiabatico, atmosfera stabile

Questo discorso è stato fatto sotto la condizione di aria secca priva di umidità; in presenza di umidità, oltre alla temperatura potenziale θ è utile introdurre la temperatura potenziale virtuale θ_v , definita come la temperatura

potenziale di una massa d'aria secca che possiede, alla pressione cui è sottoposta, la stessa densità dell'aria umida. Lontano da condizioni di saturazione la relazione tra θ e θ_v è la seguente:

$$\theta_v = \left(\frac{\theta}{T} \right) T_v = \theta (1 + 0.61q) \quad (25)$$

dove q rappresenta l'**umidità specifica**, cioè il rapporto tra la densità del vapore e la densità dell'aria (densità del vapore più densità aria secca). T_v (temperatura virtuale) è la temperatura (assoluta) alla quale l'aria secca ha la stessa densità dell'aria umida alla stessa pressione. L'uso dei gradienti di θ_v è più indicato per determinare la stabilità nel PBL, in quanto tiene conto della presenza del vapore acqueo nell'atmosfera.

Pasquill (1961) introdusse una suddivisione in sei classi di stabilità (aumentate successivamente a sette), normalmente usata attualmente per determinare lo stato di stabilità dell'atmosfera.

cat. A	Condizioni estremamente instabili	$\Gamma \geq 1.9 \text{ }^\circ\text{C}/100\text{m}$
cat. B	Condizioni moderatamente instabili	$1.7 \leq \Gamma < 1.9 \text{ }^\circ\text{C}/100\text{m}$
cat. C	Condizioni leggermente instabili	$1.5 \leq \Gamma < 1.7 \text{ }^\circ\text{C}/100\text{m}$
cat. D	Condizioni neutre	$0.5 \leq \Gamma < 1.5^\circ\text{C}/100\text{m}$
cat. E	Condizioni leggermente stabili	$-1.5 \leq \Gamma < 0.5 \text{ }^\circ\text{C}/100\text{m}$
cat. F	Condizioni stabili	$-4 \leq \Gamma < -1.5^\circ\text{C}/100\text{m}$
cat. G	Stabilità forte	$\Gamma < -4 \text{ }^\circ\text{C}/100\text{m}$.

Le prime tre categorie si riferiscono ad un gradiente di temperatura assoluta superadiabatico, la categoria D ad un gradiente adiabatico e le ultime categorie E, F e G ad un gradiente subadiabatico. Il gradiente termico verticale è espresso in $^\circ\text{C}/100\text{m}$. Ovviamente il metodo più esatto, per la valutazione del grado di stabilità, sarebbe quello della determinazione continua del gradiente termico verticale, fino ad una ragionevole altezza dal suolo, per poi procedere, dopo una congrua serie di osservazioni, alla classificazione dei dati ottenuti secondo opportuni intervalli di valori del gradiente rispetto all'adiabatica secca. Questo metodo però, richiedendo molto tempo e particolari strumentazioni di misura, presenta notevoli difficoltà di attuazione nella pratica. In mancanza di queste informazioni, si attribuisce un valore di stabilità, uniforme in tutto lo strato di atmosfera, utilizzando i dati disponibili al suolo. Il metodo di Pasquill, che prevede sette categorie di stabilità (come riportate sopra), propone la seguente tabella per la corrispondenza delle classi di stabilità a diverse condizioni d'insolazione, di cielo notturno e di vento.

Vento al suolo (a 10 m)	Insolazione		
	Forte	Moderata	Debole
Calma	-	-	-
$< 2ms^{-1}$	A	A ÷ B	B
$2 \div 3ms^{-1}$	A ÷ B	B	C
$3 \div 5ms^{-1}$	B	B ÷ C	C
$5 \div 6ms^{-1}$	C	C ÷ D	D
$> 6ms^{-1}$	C	D	D

Vento al suolo (a 10 m)	Stato del cielo notturno		
	Coperto	Parzialmente coperto	Sereno
Calma	-	-	-
$< 2ms^{-1}$	-	-	F ÷ G
$2 \div 3ms^{-1}$	E	F	-
$3 \div 5ms^{-1}$	D	E ÷ C	-
$5 \div 6ms^{-1}$	D	D ÷ D	-
$> 6ms^{-1}$	D	D	-

In queste tabelle, si intende rispettivamente:

- per 'coperto', una copertura completa di nubi oppure $\geq 4/8$ di nubi basse;
- per 'parzialmente coperto', una copertura delle nubi $\leq 3/8$;
- per 'insolazione forte', una quantità di radiazione incidente ≥ 50 cal $cm^{-2}h^{-1}$, cioè un'altezza del sole sull'orizzonte $\geq 60^\circ$;
- per 'insolazione moderata', una quantità di radiazione incidente compresa tra 49 e 25 cal $cm^{-2}h^{-1}$, oppure un'altezza del sole sull'orizzonte tra 60° e 35° ;
- per 'insolazione debole', una quantità di radiazione incidente ≤ 25 cal $cm^{-2}h^{-1}$, oppure un'altezza del sole sull'orizzonte tra 35° e 15° .

Il grado di stabilità atmosferica è di fondamentale importanza per il comportamento e la dispersione degli inquinanti in atmosfera. Nei paragrafi successivi si vedrà infatti come il gradiente termico dell'aria ha un'importanza rilevante nel determinare la diffusione verticale degli inquinanti: la seguente figura esemplificativa già mostra (per preannunciare quanto verrà esposto meglio più avanti) come il gradiente termico verticale determini la modifica del comportamento dei pennacchi di inquinante, delineando la struttura della dispersione di un pennacchio in atmosfera nelle diverse condizioni meteorologiche, con alcuni casi possibili per il gradiente verticale di temperatura.

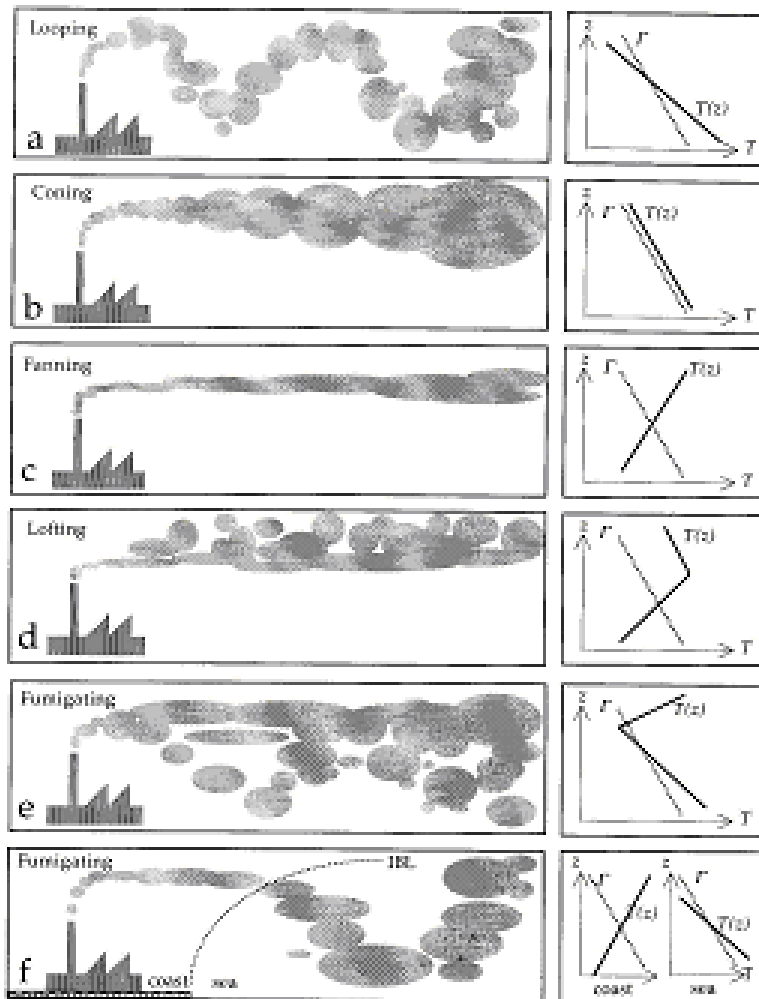


Figura 6: La struttura della dispersione di un pennacchio in atmosfera nelle diverse condizioni meteorologiche (da Camuffo)

2 Altri parametri per le categorie di stabilità del PBL

La stima delle categorie di stabilità dell'atmosfera può essere effettuata seguendo diversi criteri empirici basati su differenti misure meteorologiche. Una stima della stabilità atmosferica è fornita anche dal parametro L , noto come lunghezza di Monin-Obukhov, definita come il rapporto tra il contributo alla turbolenza di natura meccanica e quello di natura convettiva:

$$L = -\frac{u_*^3 T_0}{kgH_0} \rho c_p \quad (26)$$

o, più correttamente:

$$L = -\frac{u_*^3}{k \frac{g}{(\bar{\theta}_v)_0} (\overline{w'\theta'_v})_0} \quad (27)$$

dove si è tenuto conto del contributo del vapor d'acqua e si è introdotta la temperatura potenziale (virtuale), essendo: ρ la densità dell'aria, g l'accelerazione di gravità (pari a 9.8 m s^{-1}), k la costante di Von Karman (pari circa a 0.4), T_0 la temperatura superficiale dell'aria (in Kelvin), $(\bar{\theta}_v)_0$ la temperatura potenziale virtuale alla superficie, $H_0 = \rho c_p (\overline{w'\theta'})_0$ il flusso di calore sensibile alla superficie.

Il segno di L dipende da H_0 essendo tutte le altre quantità positive. In particolare:

- in condizioni di forte convezione ($H_0 > 0$) L è negativo e si hanno le categorie instabili;
- in condizioni stabili, al contrario, L è positivo ($H_0 < 0$);
- mentre in assenza di flussi termici (cioè $H_0 = 0$) si ha la categoria neutra (ed $L = \infty$).

In definitiva L può essere visto, in valore assoluto, come l'altezza alla quale il termine di turbolenza convettiva, dovuto alla forza di galleggiamento, comincia a prevalere su quello di produzione meccanica, dovuto principalmente allo shear del vento (variazione del vento con la quota, in seguito alla corrispondente diminuzione dell'attrito viscoso). In figura 7 è riportato il diagramma di Golder (1972), che mostra la suddivisione in classi di stabilità in funzione dell'altezza di rugosità del terreno z_0 e del rapporto $1/L$. A sua volta, il parametro empirico 'lunghezza di rugosità' z_0 tiene conto dell'altezza media degli ostacoli presenti in una certa zona, è caratteristico del tipo di superficie,

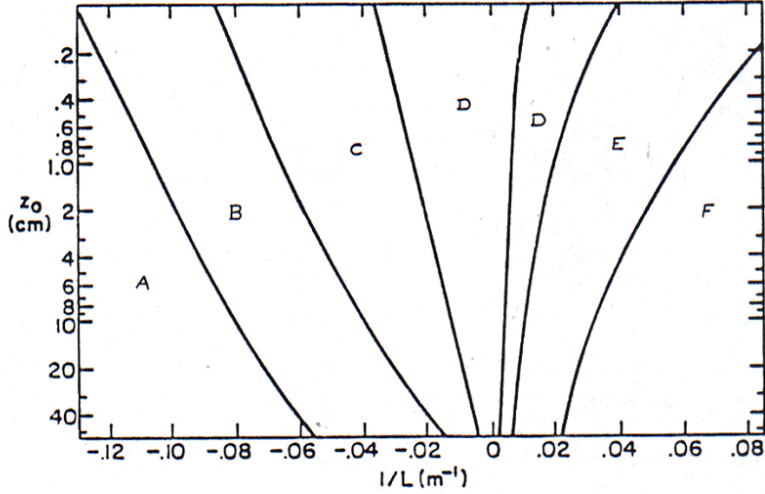


Figura 7: Determinazione delle classi di stabilità in funzione di z_0 e del rapporto $1/L$

e può variare tra 1 e 10 metri per grandi città e zone montagnose, sino (al limite) a 10^{-5} m per distese pianeggianti di ghiaccio: anch'esso può essere valutato da tabelle, una delle quali è riportata in figura.

Altri parametri importanti per la determinazione delle condizioni di stabilità nel PBL a partire da misure effettuate nel surface layer sono i seguenti:

$$w_* = \left(\frac{gH_0z_i}{\rho c_p T_0} \right)^{1/3} \quad (28)$$

$$u_* = -w_* \left(0.4 \frac{L}{z_i} \right)^{1/3} \quad (29)$$

$$\theta_* = -\frac{H_0}{\rho c_p w_*} \quad (30)$$

scale convettive delle velocità verticale e orizzontale e delle temperature, dove z_i è l'altezza dell'inversione alla sommità del PBL.

Valgono inoltre le seguenti relazioni:

$$z_i = C_s \sqrt{\frac{u_*}{f}} L \quad (31)$$

per condizioni stabili,

$$z_i = C_n \frac{u_*}{f} \quad (32)$$

per condizioni neutre,
dove f è il parametro di Coriolis e C_s, C_n sono costanti empiriche.

3 Struttura ed evoluzione giorno-notte del PBL

Quando abbiamo usato la temperatura potenziale o potenziale virtuale, per determinare la stabilità di una massa d'aria, l'abbiamo fatto in modo locale. Ciò significa che una massa d'aria si trova in una situazione stabile, instabile, neutra locale a seconda del valore locale del gradiente di temperatura media $\overline{\theta'_v}$ o $\overline{\theta}$, cioè a seconda del valore del gradiente ad una determinata quota. Per avere un'idea della stabilità complessiva (globale) del PBL bisogna considerare altri parametri. Prendiamo la quantità $\overline{w'\theta'_v}$, se è positiva vicino alla superficie allora vuol dire che w' e θ'_v hanno lo stesso segno, cioè che variazioni di w positive (velocità verso l'alto) trasportano variazioni di temperatura positive, trasportano calore verso l'alto, mentre variazioni di w negative (velocità verso il basso) trasportano variazioni di temperatura negative, trasportano aria fredda verso il basso. Tutto ciò significa che quando $\overline{w'\theta'_v}$ è positivo si possono avere due tipi di flussi, uno diretto verso l'alto e uno verso il basso, uno caldo e l'altro freddo, sinonimo di un moto di tipo convettivo, quindi possiamo dire di trovarci in una situazione di instabilità non locale. Se $\overline{w'\theta'_v}$ è negativo vuol dire che w' e θ'_v hanno segni discordi, quindi che le eventuali correnti ascensionali sono più fredde di quelle discendenti. Ciò è sinonimo di stabilità in quanto la forza di galleggiamento si oppone a moti con queste caratteristiche. Ci si trova in condizioni neutre quando la produzione meccanica di energia cinetica turbolenta è di gran lunga maggiore di quella dovuta alla convezione. Questa definizione di stabilità, pur essendo non-locale, trascura la presenza di vento ed è quindi statica. In un sistema di coordinate dove l'asse x è allineato con il vento medio, in condizioni di omogeneità orizzontale, partendo dalla conservazione della quantità di moto possiamo ottenere la seguente equazione per il bilancio della energia cinetica turbolenta (TKE) media e :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{g}{\theta'_v} (\overline{w'\theta'_v}) - (\overline{u'w'}) \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'e'}}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \epsilon \quad (33)$$

Il secondo termine a destra dell'uguale indica quanto la convezione influisce nella produzione di TKE. Il termine terzo rappresenta la produzione meccanica mentre il quarto e il quinto termine indicano la redistribuzione della TKE causata dal flusso turbolento verticale e dalle perturbazioni di pressione. L'ultimo termine indica la dissipazione della TKE in calore ad opera della viscosità. Come abbiamo visto, i vortici più grandi decadono in vortici sempre

più piccoli che vengono poi distrutti dall'attrito viscoso. Partendo da quest'equazione possiamo dare una definizione dinamica di stabilità introducendo il così detto numero di Richardson di flusso:

$$R_f = \frac{\frac{g}{\theta_v} (\overline{w'\theta'_v})}{(\overline{u'w'}) \frac{\partial \overline{U}}{\partial z}} \quad (34)$$

Come si vede R_f rappresenta il rapporto tra i termini il secondo e terzo termine (a destra dell'uguale) dell'equazione del bilancio della TKE. Il numeratore rappresenta la produzione di turbolenza convettiva mentre il denominatore rappresenta la produzione di turbolenza meccanica. In genere il denominatore è negativo in quanto $\frac{\partial \overline{U}}{\partial z}$ è positivo mentre $\overline{u'w'}$ è negativo dovendo reintegrare verso il basso la quantità di moto erosa dalla presenza dell'attrito superficiale. Il numeratore è positivo o negativo secondo il segno di $\overline{w'\theta'_v}$, flusso cinematico di calore.

- In condizioni di forte stabilità statica quest'ultimo è negativo e in valore assoluto molto maggiore del denominatore, cioè $R_f \gg 0$.
- Se si è in condizioni di forte instabilità, o convezione, il numeratore è positivo e in valore assoluto molto maggiore del denominatore, quindi $R_f \ll 0$.
- In condizioni neutre il numeratore è molto piccolo e quindi il denominatore tende ad essere, relativamente, molto più grande e quindi R_f tende a zero.

Tenendo conto del rapporto tra numeratore e denominatore di R_f è possibile dare una definizione dinamica di stabilità. Notiamo che un valore negativo del flusso di calore è legato ad un effetto stabilizzante delle forze di galleggiamento, mentre un valore positivo è legato ad un effetto di instabilità. L'entità di questi effetti può essere misurato in termini di variazione negativa o positiva di energia dal numeratore di R_f (secondo termine nell'equazione di e). Analogamente il denominatore (terzo termine nell'equazione di e) misura la variazione, sempre positiva, di energia dovuta alla turbolenza di origine meccanica. Definiamo, valore critico di R_f quando $R_f = +1$. In questo caso le forze di galleggiamento si oppongono allo sviluppo di flussi turbolenti in modo uguale a quanto la rugosità del terreno tende a provocare turbolenza meccanica.

- Se $0 < R_f < 1$ allora il tasso di produzione turbolenta di tipo meccanico sovrasta l'effetto stabilizzante della forza di galleggiamento, mentre per $R_f < 0$, entrambe contribuiscono a generare turbolenza.

- Per $R_f > 1$ la forza di galleggiamento, in questo caso di tipo stabilizzante, sovrasta l'effetto della rugosità e distrugge quindi la produzione meccanica di turbolenza.
- In definitiva possiamo definire dinamicamente stabile il PBL se $R_f > 1$, dinamicamente instabile se $R_f < 1$.

L'atmosfera terrestre è semitrasparente rispetto alla radiazione solare (radiazione a onda corta, SW). Solo il 20%, circa, dell'energia posseduta dall'atmosfera è assorbita direttamente dalla radiazione solare. Circa il 30% è riflessa nello spazio (albedo), mentre la restante parte passa attraverso l'atmosfera per poi essere assorbita, in buona parte, dal suolo. Successivamente, l'energia così accumulata dal terreno, viene trasferita allo strato d'aria adiacente alla superficie, cioè al PBL, sotto forma di calore sensibile o latente. Il ciclo diurno di questo scambio di calore (energia) controlla, in massima parte, il flusso nello strato limite planetario. Il bilancio di energia sulla superficie è espresso dalla relazione

$$R_n + G + H + E = 0 \quad (35)$$

dove:

- R_n è il flusso di radiazione netta (componente globale della radiazione solare ricevuta dal suolo più la radiazione diffusa dall'atmosfera meno quella emessa dalla superficie terrestre, onda lunga, LW),
- G è il flusso di calore nel suolo,
- H ed E sono, rispettivamente, i flussi di calore sensibile (conduzione) e latente (risultante dai cambiamenti di stato del vapore acqueo) nell'atmosfera.

Le variazioni diurne delle componenti del bilancio energetico sono illustrate in figura 9.

L'equazione precedente è valida solo in condizioni stazionarie. Al sorgere del sole il suolo, inizialmente freddo, viene riscaldato dalla radiazione solare causando così il formarsi dei flussi di calore sensibile, che riscalda l'aria circostante, e latente, sotto forma di vapore proveniente dall'acqua presente nel suolo. Dopo il tramonto il terreno incomincia a raffreddarsi a causa dell'assenza di irraggiamento, cedendo calore radiativamente verso l'alto, raffreddando così anche i primi metri di aria. L'andamento tipico giorno-notte appena descritto genera lo strato limite descritto dalla figura 10 e il profilo verticale di $\bar{\theta}$ descritto dalla figura 11.

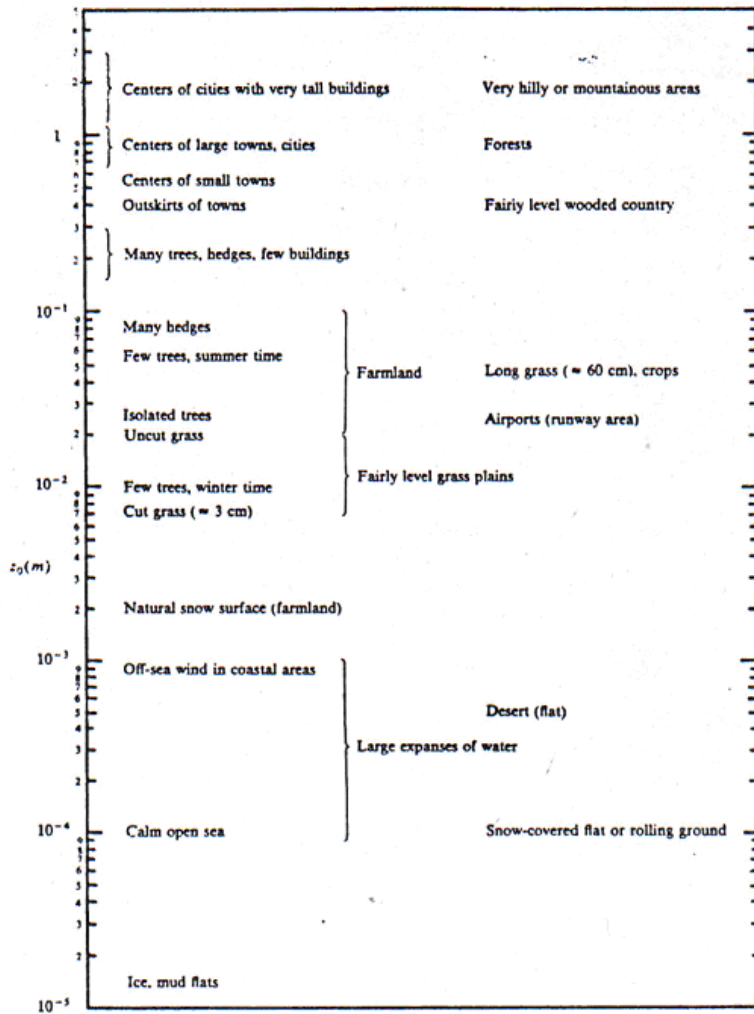


Figura 8: Scala delle altezze di rugosità z_0 (dalle tavole della Royal Aernaut. Soc. 1972)

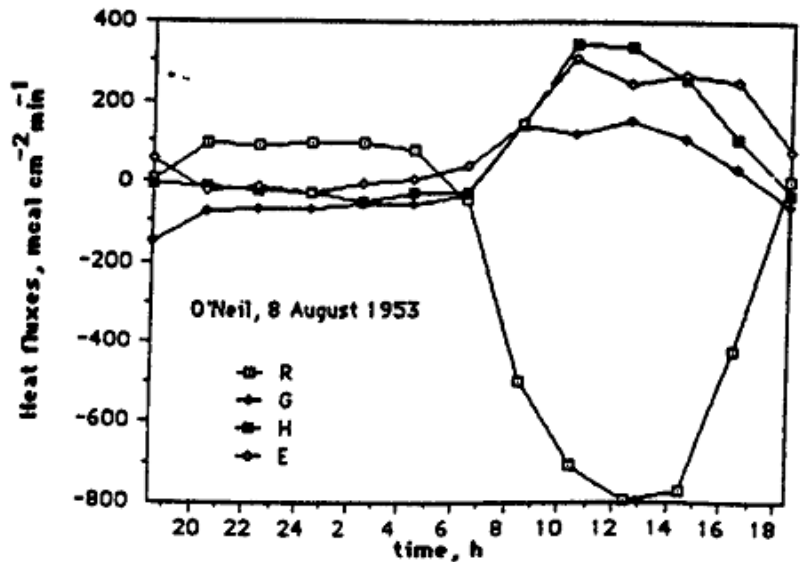


Figura 9: Variazione diurna dei termini dell'equazione di bilancio del flusso di calore. Da Sorbjan (1989)

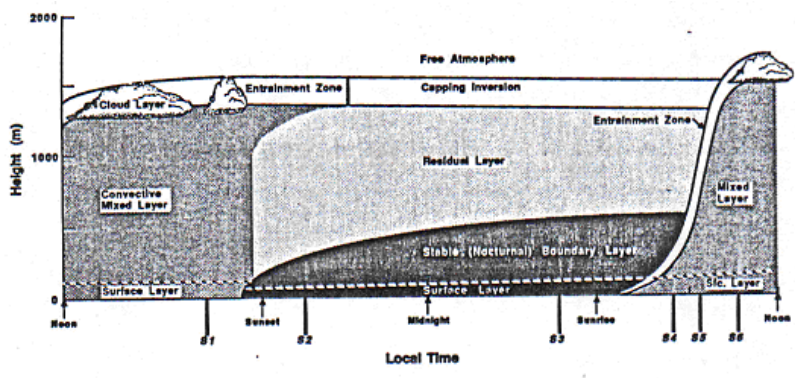


Figura 10: L'evoluzione temporale del ciclo diurno del PBL; da Stull (1988)

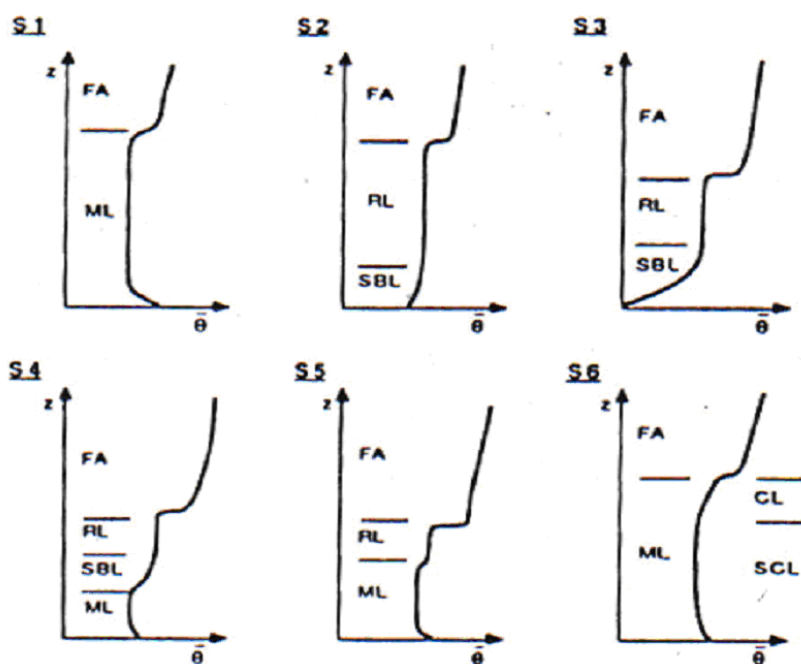


Figura 11: Profili del valore medio della temperatura potenziale a diverse ore del giorno: S1 giorno, S2 sera, S3 notte, S4 mattino, S5 fine dell'erosione dello strato notturno, S6 strato rimescolato formato. Stull (1988)