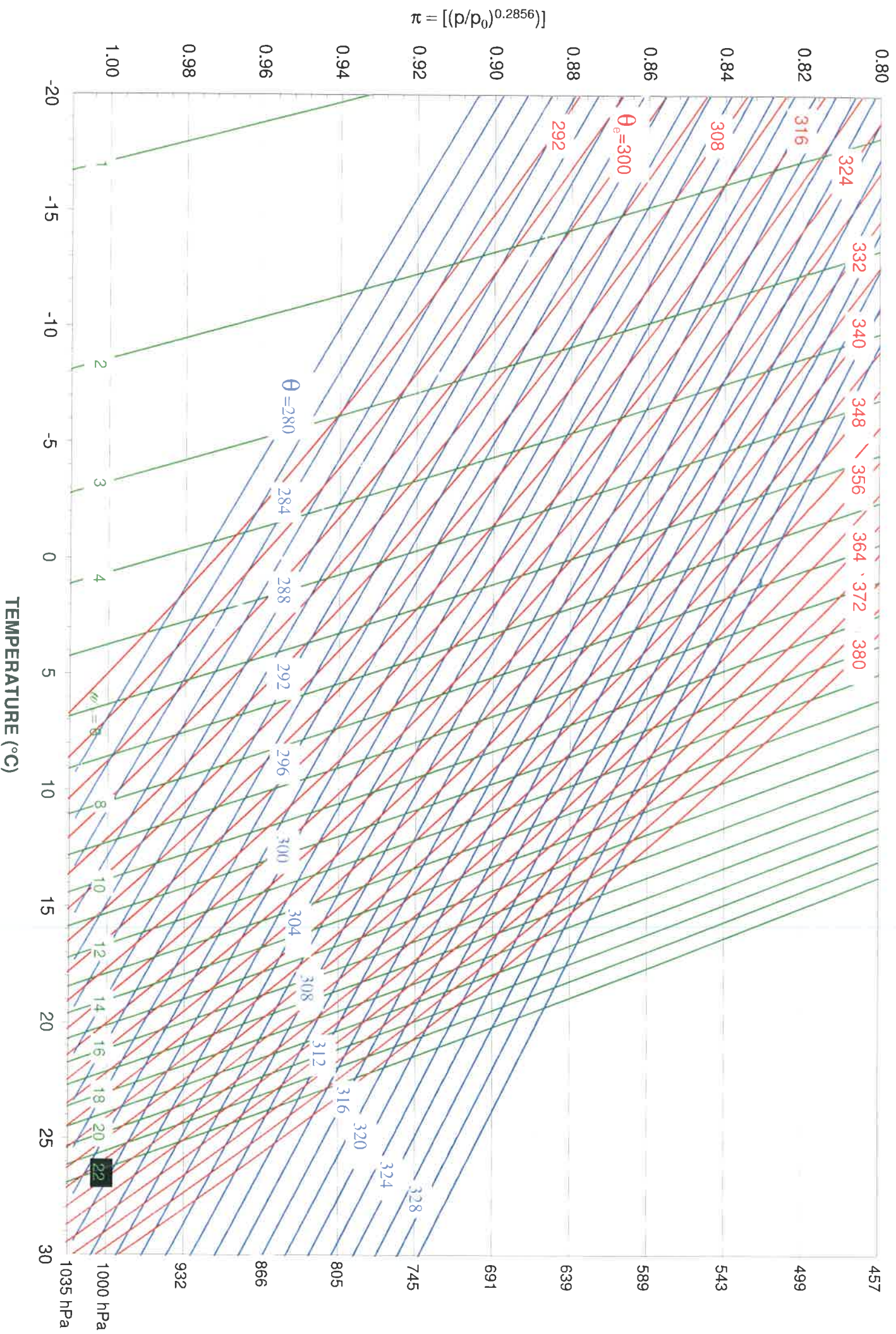


FISICA DELL'ATMOSFERA E DEL CLIMA

L. Giovannini

INTRODUZIONE	1
TERMODINAMICA	2
STABILITÀ IDROSTATICA	3
RADIAZIONE ATMOSFERICA	4
EQUAZIONI DEL MOTO	5
VORTICITÀ	6
STRATO LIMITE ATMOSFERICO	7
CIRCOLAZIONE FORZATA	8
EFFETTI AREE URBANE	8
MODELLI METEOROLOGICI	10
ENERGIE RINNOVABILI	11
DISPERSIONE INQUINANTI	12

PSEUDO-ADIABATIC CHART



Analisi su
scale diverse
spazio/Tempo

onda
lunga

→ grande scala,
meno accurata,
più veloce.

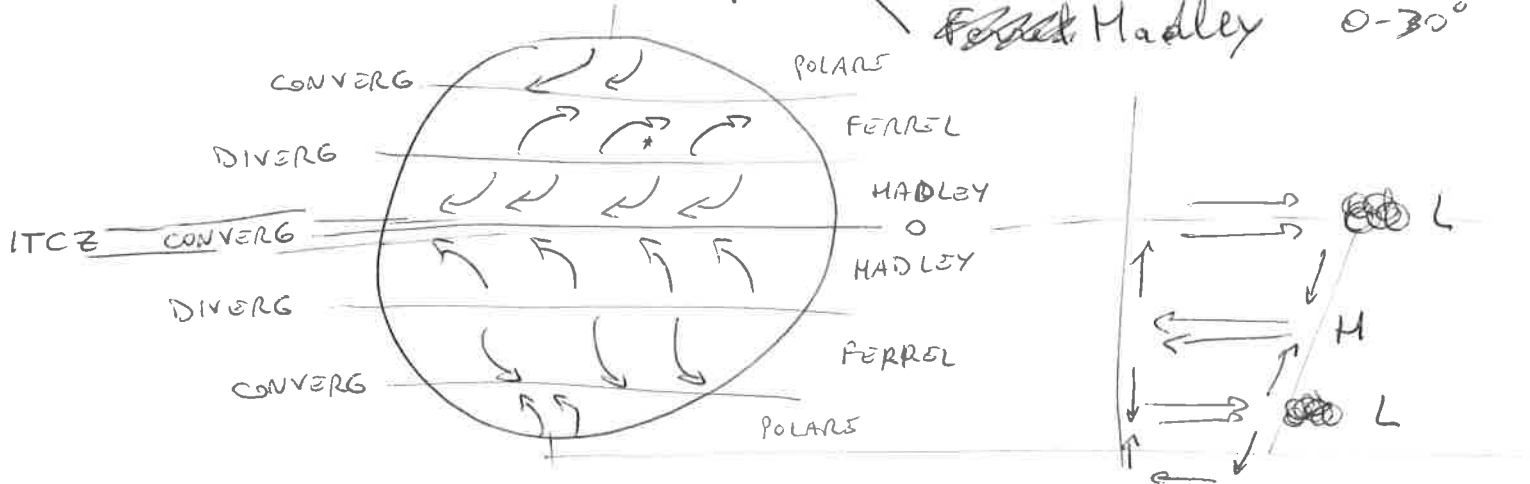
Turbolenza

→ piccola scala,
più accurata,
più lento.

• SCALA PLANETARIA

3 celle convettive per emisfero

polare 60-90°
~~Hadley~~ Ferrel 30-60°
~~Ferrel~~ Hadley 0-30°



• SCALA SINOTTICA

A livello continentale: isobere, fronti aria calda e fredda e venti in quota.

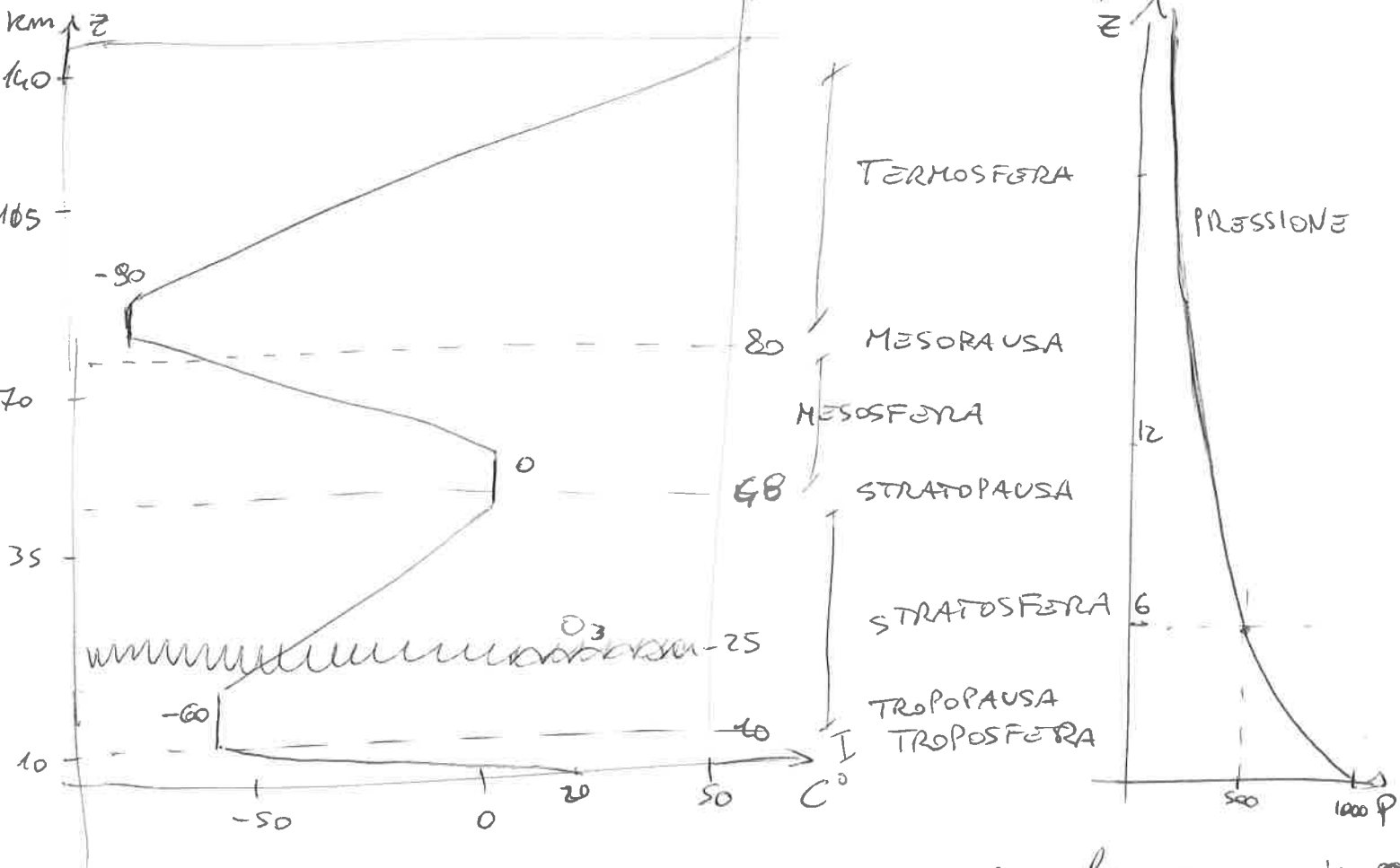
• MESOSCALA

Effetti a livello nazionale: circolazione venti e fenomeni locali di Temperatura

• SCALA LOCALE

Effetti sulle microscaletta: interferenza con il suolo, brezze/venti di valle, effetti urbani

STRUTTURA VERTICALE



La Troposfera varia lo spessore, minore ai poli e massima all'equatore.

- strato di ozono variabile da 280 DN e 4,50 DN.
- vapore acqueo concentrato al suolo.

2 I PRINCIPIO DELLA TERMODINAMICA

(2)

$$\boxed{\delta q = dU + \delta w}$$

Energia
interne + lavoro
infinitesimo

$$\delta q = dU + p \, dv$$

funzione della
Variazione di volume (v)

+ CALORE SPECIFICO $c = \frac{\delta q}{dT}$: quantità di calore necessaria per
innalzare, o ridurre, la Temperatura di una unità di
massa di $1K (= 1^\circ C)$

Condizioni

- isocore $c_v = \left(\frac{\delta q}{dT}\right)_v = \frac{dU}{dT}$
- isobare $c_p = \left(\frac{\delta q}{dT}\right)_p = \frac{\delta q}{dT}$

si pone sempre
 $\delta q = dU$ quindi
 $c_v = \frac{dU}{dT}$

$$\hookrightarrow \delta q = c_v dT + p \, dv = c_v dT + d(Pv)$$

La legge dei gas $Pv = RT$

$$\delta q = c_v dT + d(RT) = c_v dT + R dT = dT(c_v + R)$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{\delta q}{dT} = c_v + R = c_p} \quad \text{Allora } \underline{R = c_p - c_v}$$

Avendo $d(Pv) = dP \cdot v + p \cdot dv$

~~per pressione costante~~ $\hookrightarrow \delta q = c_v dT + d(Pv) - v \, dp$

$$\delta q = c_v dT + d(RT) - v \, dp$$

$$\delta q = c_v dT + R dT - v \, dp$$

Quindi

- variazione di volume ~~$\delta q = c_v dT + p \, dv$~~ $\delta q = c_v dT + p \, dv$

- variazione di pressione

$$\boxed{\delta q = c_p dT - v \, dp}$$

LEGGI DI STEVINO

pressione atmosferica

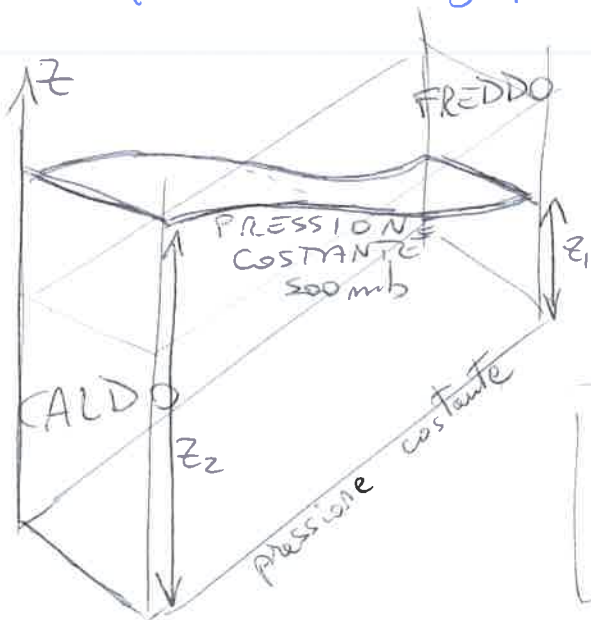
Bisogna tenere presente che l'atmosfera, nel formare la sottile "pellicola" che avvolge il nostro pianeta, si trova in sostanziale equilibrio tra due forze contrapposte: da una parte c'è la FORZA DI GRAVITÀ, che tende a "schiacciare" tutta l'aria verso il basso, cioè verso il suolo; dall'altra vi si oppone la forza di gradiente di pressione verticale. Infatti, visto che la pressione aumenta scendendo di quote, allora dato che l'aria si muove da dove la pressione è maggiore a dove è minore, si stabilisce una forza che tenderà a far salire l'aria stessa, opponendosi alla forza di gravità. L'atmosfera si trova in generale in equilibrio idrostatico. Tale condizione può essere assunta quasi sempre come vera, eccetto se siamo in presenza di forti moti verticali dell'atmosfera.

$$\begin{cases} F_g = -m \cdot g & \text{gravità} \\ F_p = \Delta P \cdot A & \text{forza di pressione} \end{cases} \quad F_g = F_p$$

$$-m \cdot g = \Delta P \cdot A \rightarrow \Delta P \cdot A = -\rho A \Delta z g$$

Legge di Stevino $\frac{\Delta P}{\Delta z} = -\rho g$

Altezza di geopotenziale



la pressione **500 mb** di riferimento è posta più in alto dove la temperatura è maggiore, e più in basso dove la temperatura è minore.

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi = - \int_{p_1}^{p_2} R_d \bar{T}_v \frac{dp}{p}$$

$$z_2 - z_1 = \frac{R_d \cdot \bar{T}_v}{g_0} \cdot \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right)$$

EQUAZIONE IPSOMETRICA

$$da \quad \phi_2 - \phi_1 = R_d \int_{p_2}^{p_1} \bar{T}_v \frac{dp}{p}$$

TERMODINAMICA

Dalle legge dei gas ideali $PV = nRT$

$$\rightarrow P = \rho RT$$

avendo i parametri

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho = \text{densità} \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right] \\ P = \text{pressione} \left[\text{Pa} \right] \\ R = \text{costante} \frac{R^*}{MM} \left[\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right] \\ T = \text{temperatura} \left[\text{K} \right] \end{array} \right.$$

In aria secca $R_d \approx 287,0856 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$

• CONDIZIONI DI ARIA SECCA (senza vapore acqueo)

$$P_d = \rho_d R_d T_d$$

• SOLO VAPORE ACQUEO

$$P_v = \rho_v R_v T$$

\Rightarrow aumento della pressione (Legge di Dalton)

$$\left\{ \begin{array}{l} P_d = \rho_d R_d T \\ P_v = \rho_v R_v T \\ P = P_d + P_v \end{array} \right.$$

temperatura indipendente dalle condizioni

$$\Rightarrow P = (\rho_d + \rho_v) RT$$

con R che dipende dai rapporti tra quantità di aria umida e secca -

$$R \rightarrow \epsilon = \frac{R_d}{R_v} \approx 0,622$$

con $q = \frac{\rho_v}{\rho}$ allora si elabora la formula:

$$P = \rho RT = (\rho_d + \rho_v) RT \Rightarrow P = \rho R_d \left[\frac{\rho_d}{\rho} + \frac{\rho_v}{\rho} \frac{R_v}{R_d} \right] T$$

$$P = \rho R_d \left[1 - q + q \frac{1}{\epsilon} \right] T \rightsquigarrow \boxed{P = \rho R_d [1 + 0,61q] T} \quad \text{Pressione totale}$$

con una correzione $R = R_d (1 + 0,61q)$ dell'aria secca

* Porre R costante e T variabile con la correzione

$$T_v = T (1 + 0,61q) \Rightarrow \text{TEMPERATURA VIRTUALE}$$

$$T_v \geq T$$

EQUILIBRIO IDROSTATICO

La pressione diminuisce con la quota secondo la legge di Stevino

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g$$

Per la legge dei gas $P = \rho RT$, la densità è $\rho = \frac{P}{RT}$
 in aria secca, conviene porre in funzione della temperatura (gradiente) invece che di densità

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{P}{Rd \cdot T} \cdot g \rightarrow \frac{dp}{P} = -\frac{g}{Rd} \frac{dz}{T(z)}$$

IPOTESI $\left\{ \begin{array}{l} \text{(A) } T(z) \text{ costante} \Rightarrow T_0 \\ \text{(B) } T(z) \text{ lineare} \Rightarrow T_0 - T' \cdot z \end{array} \right.$

A integrando si ha $\int_{P_1}^{P_2} \frac{dP}{P} = -\frac{g}{Rd \cdot T_0} \int_{z_1}^{z_2} dz$

considera $\left\{ \begin{array}{l} z_1 \rightarrow 0, z_2 \rightarrow z \\ P_1 \rightarrow P_0, P_2 \rightarrow P(z) \end{array} \right.$

$$\ln\left(\frac{P(z)}{P_0}\right) = -\frac{g}{Rd \cdot T_0} z \quad \text{quindi} \quad \boxed{P(z) = P_0 \cdot \exp\left[-\frac{g}{Rd \cdot T_0} z\right]}$$

Parametro della velocità di decadimento $H = \frac{Rd \cdot T_0}{g} : P(z) = P_0 \exp\left[-\frac{z}{H}\right]$

B integrando si ha $\int_{P_1}^{P_2} \frac{dP}{P} = -\frac{g}{Rd} \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{T_0 - T' \cdot z} dz$

$$\ln\left(\frac{P(z)}{P_0}\right) = \frac{g}{Rd T'} \ln\left(\frac{T_0 - T' \cdot z}{T_0}\right) \quad \text{quindi} \quad \boxed{P(z) = P_0 \cdot \left(\frac{T_0 - T' \cdot z}{T_0}\right)^{\frac{g}{Rd \cdot T'}}$$

↳ Conoscendo temperatura e pressione, si ricava l'altezza con l'equazione degli altimetri.

$$z = \frac{T_0}{T'} \left[1 - \left(\frac{P(z)}{P_0}\right)^{\frac{Rd \cdot T'}{g}} \right]$$

Diversi gradienti di Temperatura

in base alle condizioni dell'aria

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma_m \text{ medio} \approx 6,5 \text{ } \frac{\text{K}}{\text{km}} \\ \Gamma_d \text{ secca} \approx 9,8 \text{ } \frac{\text{K}}{\text{km}} \\ \Gamma_s \text{ saturata} \approx 4,5 \text{ } \frac{\text{K}}{\text{km}} \end{array} \right.$$

Il gradiente termico saturo $\bar{\Gamma}_s$ in condizioni NON-adiabatiche

$$\delta q = \delta dU - \delta W = c_p dT - v dp = -e_v \frac{dm_v}{m}$$

$e_v =$ entalpia di vaporizzazione

quindi $c_p dT - v dp = -e_v dw_s$

da Stevino $dp = -\rho g dz$

quindi $c_p dT + v \rho g dz = -e_v dw_s$

Trascurando la dipendenza dalla pressione $\frac{\partial w_s}{\partial p} \ll \frac{\partial w_s}{\partial T}$

$$\frac{dT}{dz} \approx \frac{g}{c_p} = - \frac{e_v}{c_p} \frac{\partial w_s}{\partial T} \frac{dT}{dz}$$

$$\frac{dT}{dz} = - \frac{\Gamma_d}{\left(1 + \frac{e_v}{c_p} \frac{\partial w_s}{\partial T}\right)} = - \Gamma_s$$

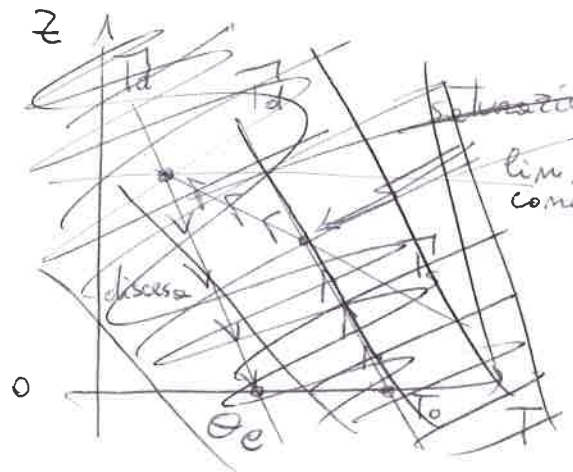
relazione tra gradiente
aria secca e aria
satura $\Gamma_s < \Gamma_d$

Temperatura Potenziale equivalente (Θ_e)

Temperatura che avrebbe una particella d'aria che, tramite il sollevamento, dopo aver esaurito il calore latente di condensazione venisse riportata alla quota di 1000 hPa seguendo l'adiabatica secca - Indica stabilità dell'aria.

Si immagina una massa d'aria umida che inizi a muoversi verso l'alto; fin quando non diventerà saturata essa si raffredderà con un tasso pari a circa 1°C ogni 100m (Γ_d). Una volta raggiunta la saturazione, il tasso di raffreddamento sarà mitigato dal calore liberato durante la condensazione del vapore ($\Gamma_s \approx 5 \text{ } \frac{\text{K}}{\text{km}}$).

Quando la massa d'aria in questione avrà condensato tutto il vapore, si immagini di portarla alla quota del suolo. Il riscaldamento che subirà durante la discesa avverrà secondo il Tasso T_d (secco), la Temperatura che avrà alla fine del processo corrisponde alla temperatura potenziale equivalente (Θ_e).



limite del Livello di Condensazione **LCL**

$$\text{in } \frac{dT}{T} - \frac{R_d}{C_p} \frac{dP}{P} = -e_v \frac{dW_s}{T \cdot C_p}$$

$$\frac{d\Theta}{\Theta}$$

$$d \ln \Theta = - \frac{e_v}{C_p} \frac{dW_s}{T}$$

integrando

$$\Theta_e = \Theta \cdot \exp \left[\frac{e_v}{C_p} \frac{W_s}{T} \right]$$

LCL → è il livello al quale una particella di aria umida non satura deve essere sollevata adiabaticamente per diventare satura. Durante il sollevamento ($w (= \frac{m_v}{m_d})$) resta costante poiché non c'è condensazione e quindi non cambia il contenuto di vapore acqueo. È costante anche $\Theta (= T (\frac{P_0}{P})^{\frac{R_d}{C_p}})$ in quanto il processo è adiabatico secco. Verifica il $W_s (= \frac{m_{vs}}{m_d})$ che diminuisce fino ad eguagliare W_0 in corrispondenza di LCL, che corrisponde alla base delle nuvole.

5 Gradiente Termico Verticale T_m

È il valore che indica quanto violentemente varia la temperatura dell'aria al variare della quota. In atmosfera standard, equivale a $-6,5^\circ\text{C}$ ogni 1000 m, ma dipende dalle condizioni atmosferiche.

Il gradiente termico verticale ~~è~~ è negativo se la temperatura diminuisce con la quota. Se il valore assoluto è superiore a 10°C ogni 1000 m l'aria è instabile (temporali), se inferiore è stabile. Se il gradiente è positivo si è nel caso dell'inversione termica, la situazione in cui l'aria è più calda in quota che al suolo; se invece è nullo si è nel caso dell'omoterminia verticale. Il gradiente termico verticale è rappresentato con una curva di stato.

Il G.T. adiabatico si riferisce alle variazioni di temperatura di una particella d'aria che si muove verso l'alto (o basso) senza scambiare calore con le masse d'aria vicine.

G.T. adiab. secco \rightarrow vale circa $3,2^\circ\text{C}$ ogni 1000 m

G.T. adiab. saturo \rightarrow vale circa 5°C ogni 1000 m

Il G.T. adiabatico si ha per un'atmosfera statica, priva di umidità e di scambi di calore con l'esterno.

- G.T. subadiabatico \rightarrow atmosfera stabile
- G.T. superadiabatico \rightarrow atmosfera instabile

$\nabla_m = - \frac{dT}{dz}$ decadimento di temperatura all'aumentare della quota.

Geopotenziale

$\phi(z)$

Si definisce come l'integrale dell'accelerazione gravitazionale sull'altezza $\phi(z) = \int_0^z g dz$ (da $d\phi = g \cdot dz$)

\Rightarrow Lavoro che deve essere compiuto contro il campo gravitazionale della Terra per sollevare una massa di 1kg dal livello del mare fino al punto z .

\rightarrow ALTEZZA DI GEOPOTENZIALE

$$z = \frac{1}{g} \int_0^z g dz$$

Conoscere l'altezza di geopotenziale permette di capire dove le Temperature sono maggiori o minori, tramite le carte di altezze di geopotenziale.

Temperatura potenziale Θ

Temperatura che si avrebbe per una particella che parte da un livello qualsiasi ed un livello di riferimento.

$$\Theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R}{c_p}}$$

costante del livello per un moto adiabatico della particella

Non esente degli spostamenti verticali associati al moto del fluido in zone ~~verticali~~ turbolente.

indice di stabilità in atmosfera non saturata

$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0 \\ \frac{\partial \Theta}{\partial z} < 0 \end{array} \right.$	atmosfera stabile
	atmosfera instabile

6 Derivazione temperatura potenziale Θ

dal I principio della termodinamica $\delta q = c_p dT - v dp = 0$
con ipotesi di adiabaticità $\delta q = 0$

$$\begin{cases} c_p dT - v dp = 0 \rightarrow c_p dT = v dp \end{cases}$$

$$\begin{cases} p v = R_d \cdot T \rightarrow v = \frac{R_d \cdot T}{p} \quad \text{legge gas perfetti} \end{cases}$$

allora vale $c_p \cdot dT = \frac{R_d \cdot T}{p} dp \rightarrow \frac{dT}{T} = \frac{R_d}{c_p} \frac{dp}{p}$

integrando in temperatura e pressione con $R_d, c_p = \text{cost}$

$$\int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = \frac{R_d}{c_p} \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} \rightarrow \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = \frac{R_d}{c_p} \cdot \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)$$

da logaritmo e esponenziale

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{R_d}{c_p}} \quad \text{quindi si hanno 2 stati } (T_1, p_1) \text{ e } (T_2, p_2)$$

Per cui $T_1 p_1^{-\frac{R_d}{c_p}} = T_2 p_2^{-\frac{R_d}{c_p}} = \underline{\text{costanti}}$

Allora la temperatura allo stato di riferimento è la

temperatura potenziale $T_1 \rightarrow \Theta$; $p_1 \rightarrow p_0$

$$\Theta = T \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{c_p}} \quad \text{costante per un moto adiabatico}$$

Temperatura virtuale T_v

La temperatura dell'aria secca per eguagliare la densità dell'aria umida, a parità delle pressioni.

- aria secca, più pesante
- aria umida, più leggera

$$T_v = (1 + 0,619) T$$

$$(T_v > T)$$

Rapporti aria secca e umida
 Variano le composizioni chimiche dell'aria

$$\text{ARIA SECCA} \approx \begin{cases} 78\% & \text{N}_2 \\ 21\% & \text{O}_2 \\ 1\% & \text{Ar} \end{cases} \quad \text{con } \bar{M}_d = 28,96 \frac{\text{kg}}{\text{kmol}}$$

$$\text{Quindi } R_d = \frac{R^*}{\bar{M}_d} = \frac{8,314 \cdot 10^3}{28,96} = 287,0256 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$$

$$\text{ARIA UMIDA} = \text{ARIA SECCA} + \text{VAPORE ACQUO (H}_2\text{O)} \rightarrow \text{Masse aumentata}$$

$$M_v = 18,016 \frac{\text{kg}}{\text{kmol}}$$

$$\Rightarrow \text{rapporto delle costanti } \epsilon = \frac{M_v}{M_d} = \frac{R^*}{R_v} \frac{R_d}{R^*} = \frac{R_d}{R_v} = 0,622$$

$$\text{Masse Totale} = \text{Masse aria} + \text{Masse acqua} (= m_d + m_v) \quad (m_d \gg m_v)$$

$$\Rightarrow \text{rapporto di mescolamento } w = \frac{m_v}{m_d} = V_{p_v} \cdot \frac{1}{V_{p_d}} = \frac{p_v}{p_d}$$

$$\Rightarrow \text{umidità specifica } q = \frac{m_v}{m} = V_{p_v} \cdot \frac{1}{V_p} = \frac{p_v}{p}$$

$$\textcircled{*} \text{ rapporto di mescolamento a saturazione } (\text{funzione di } T)$$

$$w_s = \frac{p_{vs}}{p_d} = \frac{p_{vs}}{R_v T} \frac{R_d T}{p_d} = \frac{R_d}{R_v} \frac{p_{vs}}{p - p_{vs}} = \epsilon \frac{p_{vs}}{p - p_{vs}}$$

$\textcircled{*}$ umidità relativa

$$\phi = \frac{w}{w_s} \quad \text{Rapporto tra il massimo mescolamento ed il mescolamento a saturazione } 0 \leq \phi \leq 1$$

$$\text{L'aria secca: } m_v = 0, w = 0 \Rightarrow \phi = 0$$

$$\text{L'aria umida: } m_v \gg m_d, w \rightarrow w_s \Rightarrow \phi = 1$$

satura

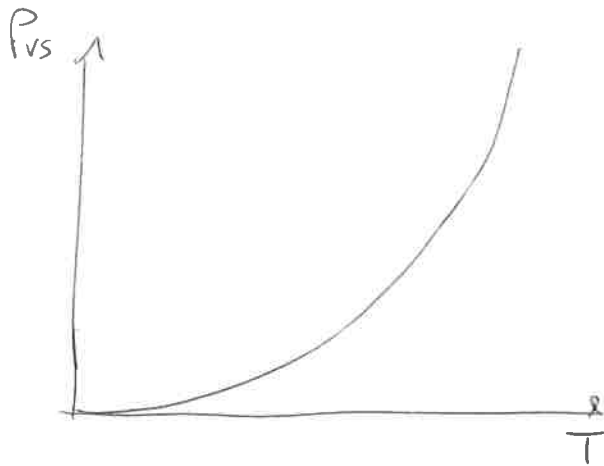
7 Stati di Saturazione

TERMODINAMICA
A SATURAZIONE

Non vale l'ipotesi di
adiabaticità $Sq \neq 0$

P_{vs} pressione parziale a saturazione

PASSAGGI DI STATO $\left\{ \begin{array}{l} \text{fusione - evaporazione} \quad Sq > 0 \text{ ASSORBITO} \\ \text{condensazione - solidificazione} \quad Sq < 0 \text{ RILASCIATO} \end{array} \right.$



La pressione parziale cresce con la temperatura in maniera esponenziale

↳ Clausius-Clapeyron

$$\frac{dP_{vs}}{dT} = \frac{1}{T} \cdot \frac{l_v}{(v_v - v_w)}$$

con $l_v =$ entalpie o calore latente / $v_v =$ volume specifico vapore / $v_w =$ volume specifico acqua ($v_w \ll v_v$)

$$\frac{dP_{vs}}{dT} = \frac{l_v}{T \cdot v_v}, \quad v_v = \frac{R_v T_v}{P_v} \text{ caratteristiche del vapore}$$

$$\frac{dP_{vs}}{dT} = \frac{l_v}{T} \cdot \frac{P_v}{R_v T_v} \rightarrow \frac{dP_{vs}}{P_{vs}} = \frac{dT}{T^2} \frac{l_v}{R_v} \text{ integrando in } P \text{ e } T$$

$$\ln \left(\frac{P_{vs}}{P_{vs0}} \right) = \frac{l_v}{R_v} \int_{T_0}^T \frac{dT}{T^2} \Rightarrow -\frac{l_v}{R_v} \left[\frac{1}{T} \right]_{T_0}^T$$

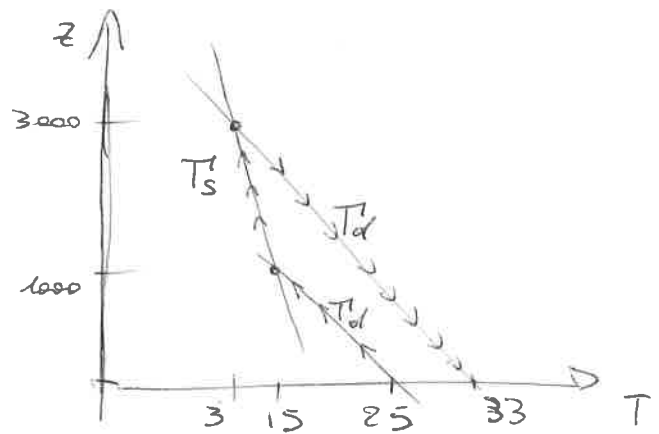
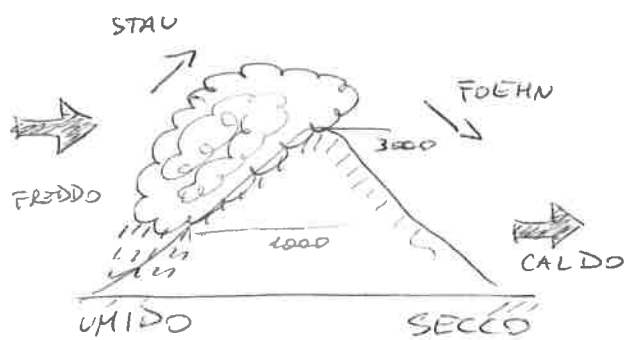
$$\rightarrow \boxed{P_{vs} = P_{vs0} \exp \left(\frac{l_v}{R_v} \frac{T - T_0}{T \cdot T_0} \right)}$$

andamento della pressione di vapore saturo con la temperatura

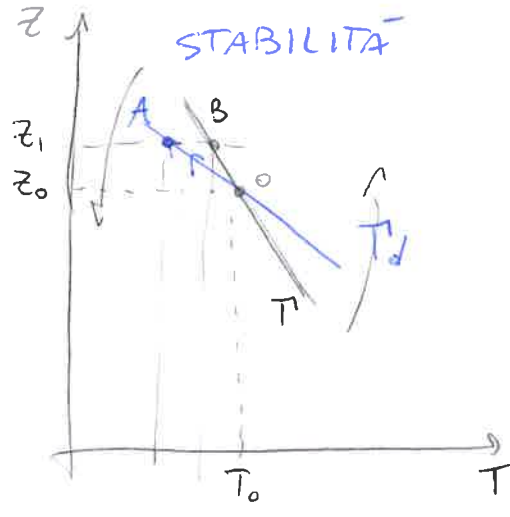
Fenomeno del Foehn

Temperatura di bulbo bagnato T_w : dato un campione di aria umida non satura caratterizzato da una pressione p , da una temperatura T e un rapporto di mescolamento w ($w < w_s$), si immagina di immettervi mediante evaporazione di acqua, altro vapore, a pressione costante, fino a saturazione. La temperatura raggiunta è T_w .

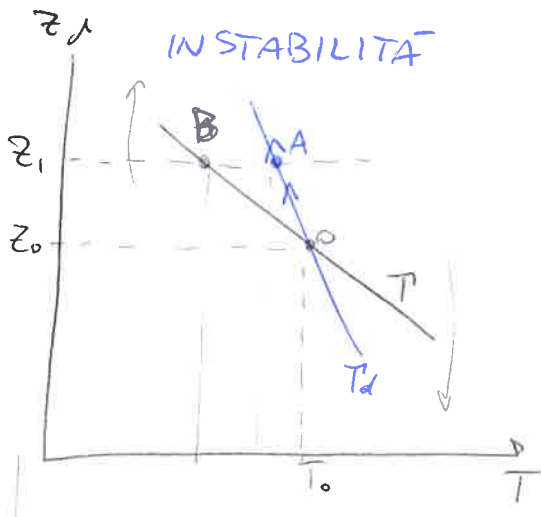
Quindi $T_d \leq T_w \leq T$.



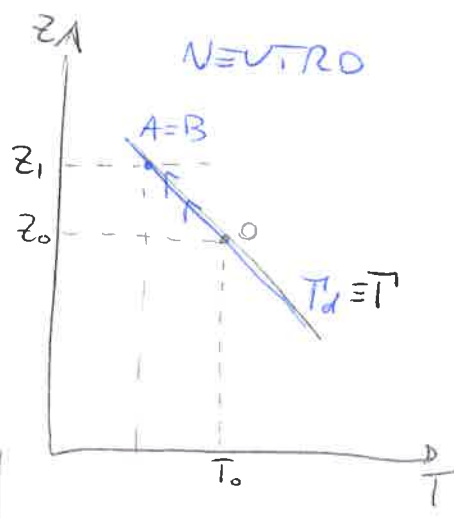
L'aria fredda ed umida di Stau si infrange sulle montagne, viene portata verso l'alto seguendo un gradiente secco T_d fino al livello LCL, in cui si ha $T_s < T_d$. Le nuvole che si formano scaricano acqua sul versante fino alla cima. Le particelle diventano secche e scendono con vento di Foehn secondo un gradiente T_d fino a valle, portando aria relativamente calda e secca.



$T_A < T_B$ allora $\rho_A > \rho_B$
 particella scende,
 convergenza
 $T < T_d$



$T_A > T_B$ allora $\rho_B > \rho_A$
 particella sale,
 divergenza
 $T > T_d$



$T_A = T_B$ allora $\rho_A = \rho_B$
 particella ferma

↳ Fenomeno dovuto alla FORZA DI BUOYANCY

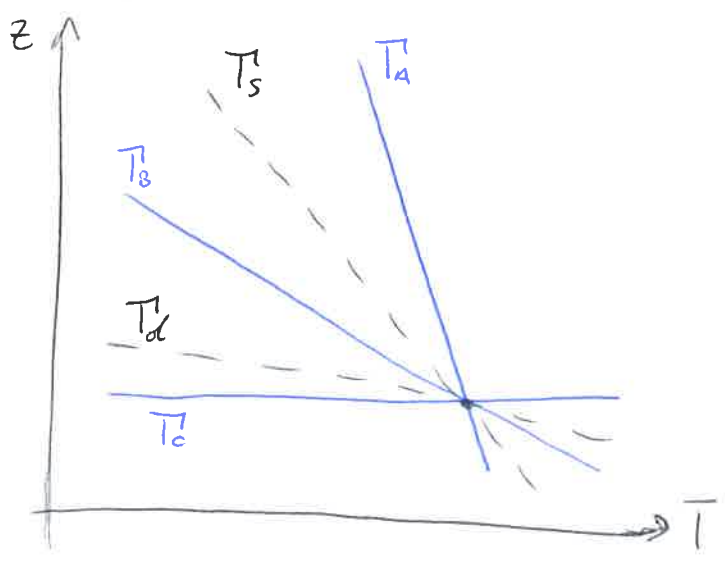
Pressione sempre uguale $P = P'$ (particelle)

$\rho' R T' = \rho R T$ e la particella risente di $\left(\frac{\rho - \rho'}{\rho}\right) \rho g$

quindi $\left\{ \begin{array}{l} \text{stabile} \quad T' < T, \rho < \rho' \rightarrow \text{forza fb verso il basso} \\ \text{instabile} \quad T' > T, \rho > \rho' \rightarrow \text{forza fb verso l'alto} \end{array} \right.$

$$fb = \left(\frac{\rho - \rho'}{\rho}\right) \rho g = \frac{d^2 z}{dt^2} = \left(\frac{T' - T}{T}\right) \rho g$$

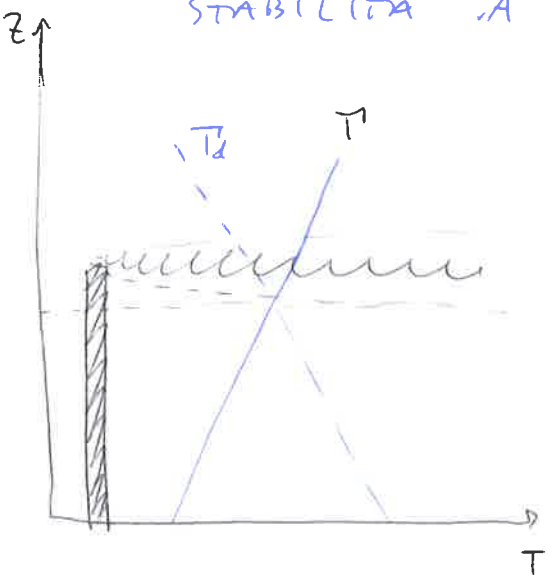
Condizioni sature $T_d \rightarrow T_s$ ma sempre $T_d > T_s$



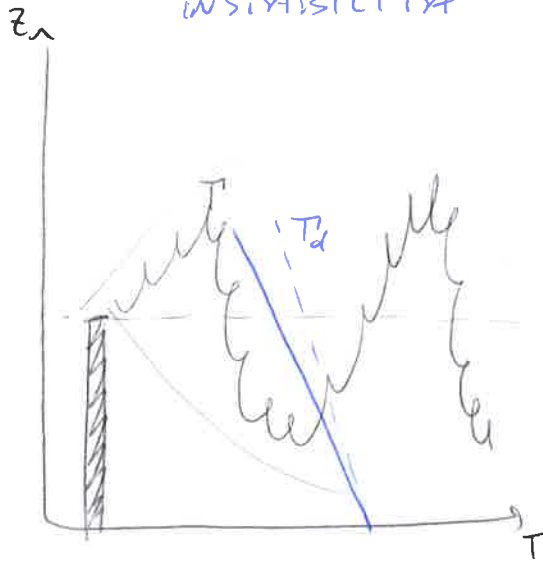
$\left\{ \begin{array}{l} T_A < T_s < T_d \quad \text{assoluta stabilit\`a} \\ T_s < T_B < T_d \quad \text{condizionata stabilit\`a} \\ T_s < T_d < T_C \quad \text{assoluta instabilit\`a} \end{array} \right.$

DISPERSIONE INQUINANTI

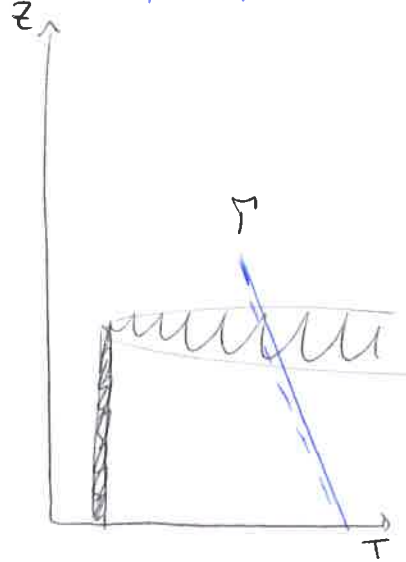
STABILITÀ A



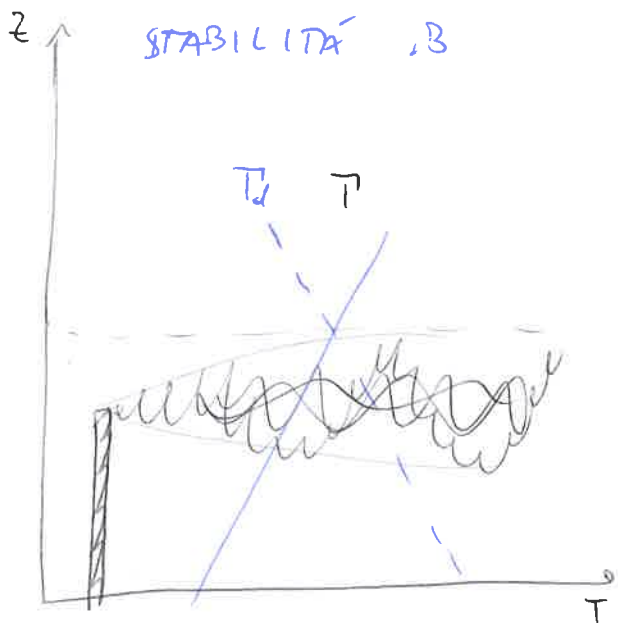
INSTABILITÀ



NEUTRO

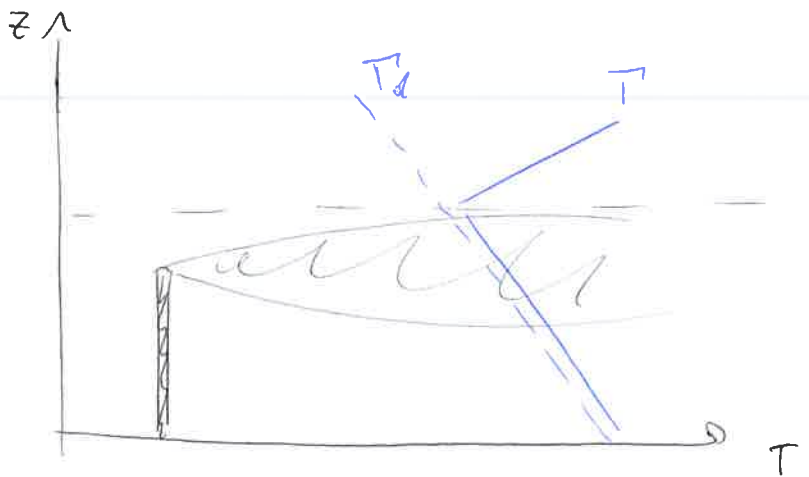
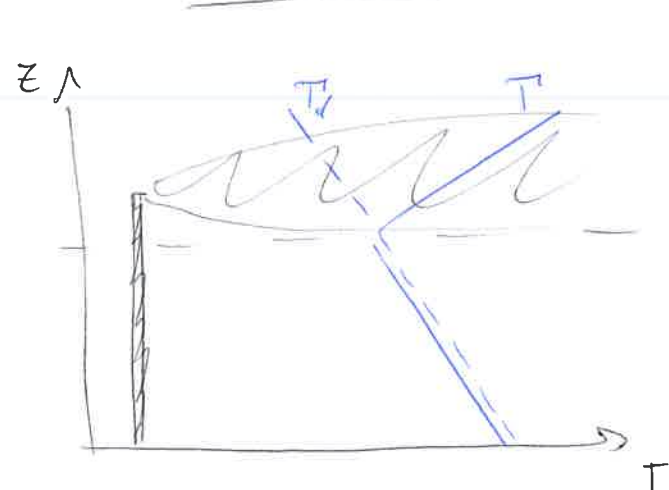


STABILITÀ B



Con i moti convettivi dovuti all'instabilità, l'inquinante ~~si~~ si disperde di più in atmosfera con un andamento sinusoidale. In atmosfera stabile l'inquinante tende ad addensarsi sopra (o sotto) la linea di intersezione dei gradienti $T = T_d$. In stabilità l'inquinante tende a conservare la sua quota senza disperdersi.

Con INVERSIONE



Con inversione del gradiente, l'inquinante tende a restare sopra (o sotto) l'intersezione $T = T_d$.

§ Frequenza di Brunt-Väisälä N

$N \rightarrow$ coefficiente di stabilità atmosferica

È la frequenza angolare alla quale oscilla una particella soggetta a uno spostamento verticale entro un ambiente staticamente stabile.

una particella di densità ρ_0 è posta in un fluido $\rho \rightarrow \rho(z)$.

$$\rho_0 \frac{d^2 z'}{dt^2} = -g(\rho(z) - \rho(z+z')) \quad \text{con spostamento } z' \text{ verticale}$$

approssimazione lineare: $\rho(z+z') - \rho(z) = \frac{\partial \rho(z)}{\partial z} z'$

$$\Rightarrow \frac{d^2 z'}{dt^2} = \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho(z)}{\partial z} z' \quad \text{equazione differenziale II ordine}$$

$$z' = z'_0 e^{\sqrt{-N^2} t}$$

$$\text{con } N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho(z)}{\partial z}} = \sqrt{\frac{g}{T_0} (T'_a - T')}$$

Si può scrivere solo per $N > 0$ condizioni stabili

$$\frac{d^2 z'}{dt^2} + N^2 z' = 0 \quad (\lambda_{1,2} = \pm iN)$$

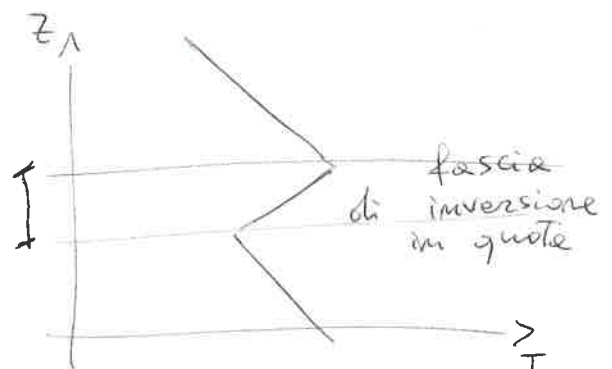
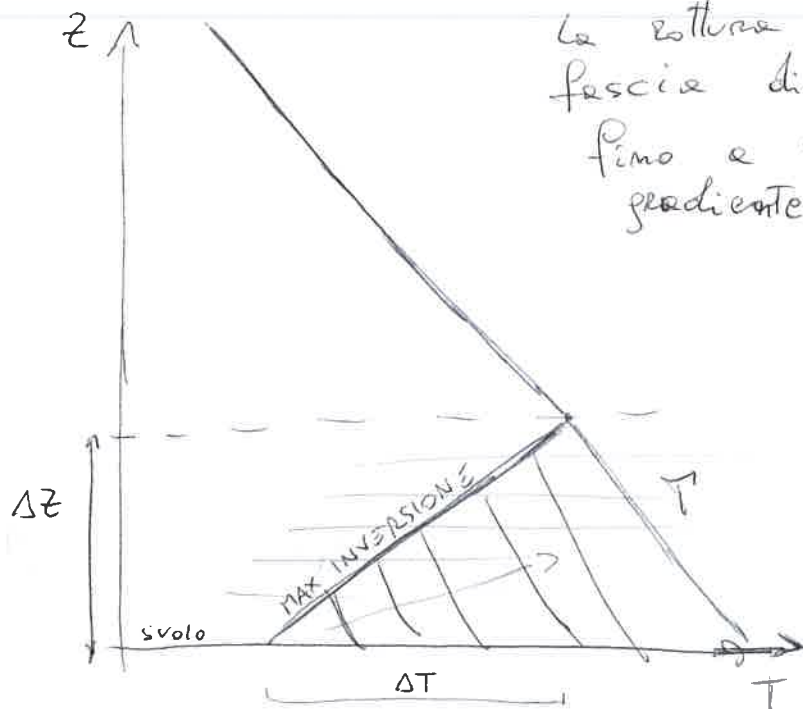
\rightarrow oscillazione armonica $z(t) = e^{-\alpha t} (C_1 \cos(\beta t) + C_2 \sin(\beta t))$

$$\Rightarrow z(t) = A \sin(Nt + \phi)$$

Altemanza multi orografiche con distanza tipica dell'oscillazione.

Inversione termica per stabilità

La rottura dell'inversione provoca una fascia di inversione termica in quota, fino a ristabilire la condizione di gradiente normale



Convezione

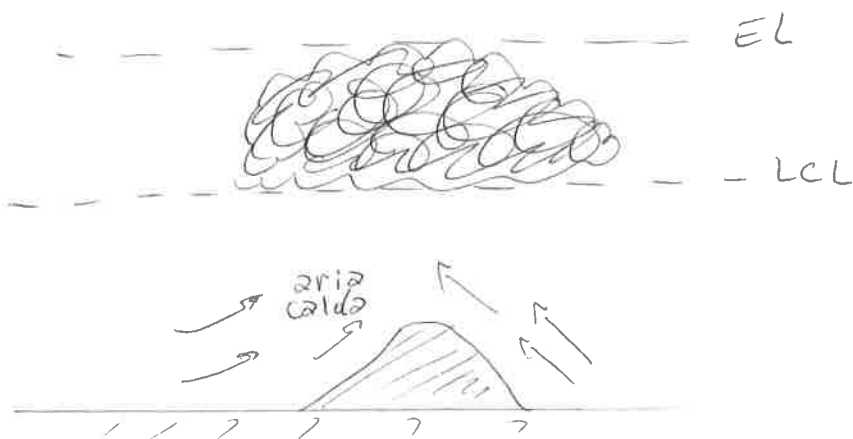
La convezione è un tipo di trasporto causato da un gradiente di pressione e dalla forza di gravità e caratterizzato da moti di circolazione interni al fluido. Il moto convettivo risultante è uno stato di moto caratterizzato da un alto grado di miscelazione, che dipende dal regime idrodinamico.

In meteorologia esistono due tipi di convezione:

- libera, che si instaura per differenze di temperatura tra le masse d'aria e l'aria circostante
- forzata, che si instaura su una massa d'aria per effetto orografico di una catena montuosa.

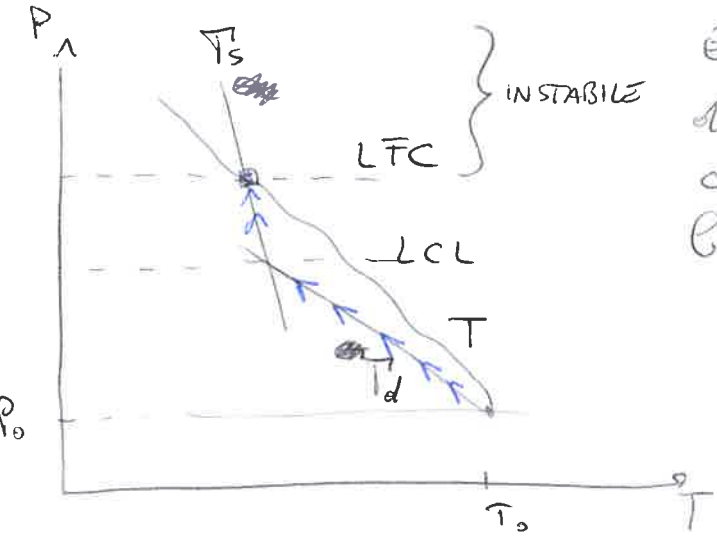
In un temporale l'aria calda ed umida sale in un moto convettivo, quando arriva in una zona di pressione inferiore si raffredda e si espande; l'aria fredda non può trattenere tutta l'umidità dell'aria calda per cui l'acqua in più viene espulsa. Queste, a causa di un moto convettivo moderato formano le nuvole, ma quando l'acqua è in quantità eccessiva ~~si ha~~ ^{si ha} la pioggia.

Passando allo stato liquido, l'acqua si raffredda cedendo calore latente in precedenza dal Sole per farne evaporare la massa e restituendo in questo modo energia all'aria. Come risultato l'aria che sale sarà più calda degli strati circostanti, per cui violentemente continuerà a salire (divergenza per forza di buoyancy).



LIMITI

LFC Livello di Convezione libero



È l'altezza raggiunta dalla particella d'aria sollevata per cause meccaniche che fino a LCL secondo l'adiabatica secca (T_d), poi secondo l'adiabatica saturata (T_s) fino al punto in cui la temperatura è quella dell'atmosfera ($T_p = T_{atm}$).

Raggiunto il LFC si è in atmosfera instabile, quindi la particella continuerà a salire finché l'adiabatica saturata non incontrerà la curva di stato in un punto passendole alle proprie destra (stabilità). In questo punto si ha il livello di equilibrio EL, quindi è il punto in cui

la temperatura della particella eguaglia quella circostante. Sopra il punto EL si ha stabilità atmosferica.

$$|CAPE| = \int_{LFC}^{EL} \left(\frac{f_b}{p^1} \right) dz \quad [J/kg]$$

misura l'energia di galleggiamento di qualunque bolla. È calcolata dai modelli matematici nell'ambito

di una simulazione, oppure da una misurazione diretta della temperatura dell'aria. Indica la possibilità di fenomeni temporaleschi:

- CAPE > 1000 J/kg rischio tangibile
- CAPE > 2500 J/kg rischio molto elevato

CAPE = Energia Potenziale Convettiva Disponibile

$$\boxed{\text{CIN}} = \int_{EL}^{\text{LFC}} (\bar{T}_v - T_v') dlnp \quad [J/kg]$$

indica la quantità di energia che impedisce alle particelle di salire dalla superficie al livello LFC - È effettivamente ~~una spinta~~ ~~un'energia~~ una spinta negativa, opposta al CAPE.

$\text{CIN} \equiv$ Inibizione Convettiva

Si misura quando gli strati d'aria più calda si trovano al di sopra di una particolare regione d'aria - l'effetto è quello di impedire che la particella fredda possa risalire - Questo crea una regione d'aria stabile - La CIN indica l'energia per forzare l'aumento d'aria fredda - L'energia proviene dai fronti, dal riscaldamento, dall'umidificazione o dai confini di convergenza della mesoscala o il sollevamento orografico.

(CIN alto \rightarrow stabilità
 CIN basso \rightarrow temporale

È rafforzata dall'avanzamento a basse quote dell'aria secca e dal raffreddamento di aria superficiale - Queste cause una leggera inversione del capping in modo da consentire la stabilità.

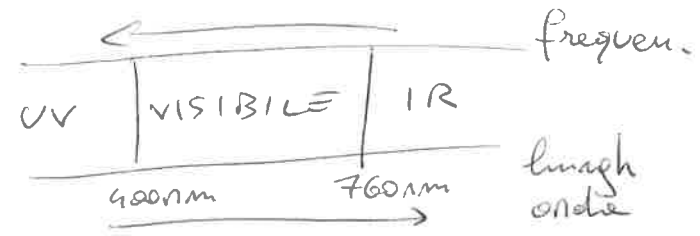
Temperatura di Bulbo bagnato T_w

Dato un campione di aria umida non satura caratterizzato da una pressione P , temperatura T e rapporto di mescolamento $w < w_s(P, T)$ si immagina di immettervi mediante evaporazione di acqua, altro vapore, mantenendo la pressione costante, fino a raggiungere le condizioni di saturazione - La temperatura a cui si raggiunge la saturazione si dice temperatura di bulbo bagnato T_w .

$T_w < T$ per assorbimento di entalpia - In questo caso la condizione finale si ottiene per effetto dell'evaporazione di acqua per un valore di $w_s(P, T_w) > w \Rightarrow T_d \leq T_w \leq T$.

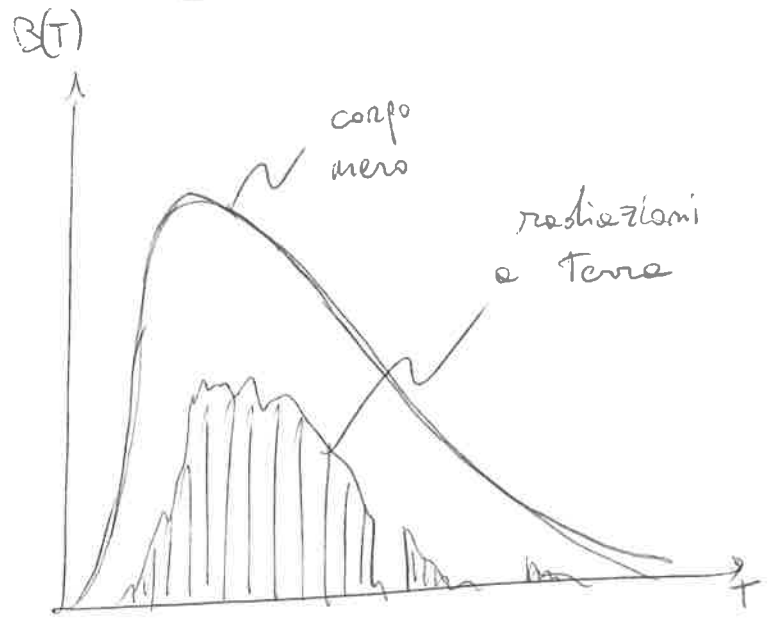
RADIAZIONE ATMOSFERICA (9)

La radiazione solare è l'energia radiante emessa nello spazio interplanetario dal Sole, generate a partire dalle reazioni termonucleari di fusione che avvengono nel nucleo solare e che producono radiazione elettromagnetica a varie frequenze o lunghezze d'onda, le quali si propagano poi nello spazio alle velocità tipiche di queste onde, trasportando con sé energia solare.



Legge di Planck
(campo elettromagnetico)

$$B_{\lambda}(T) = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\pi (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)}$$



Flusso di energie per la legge di Stefan-Boltzmann

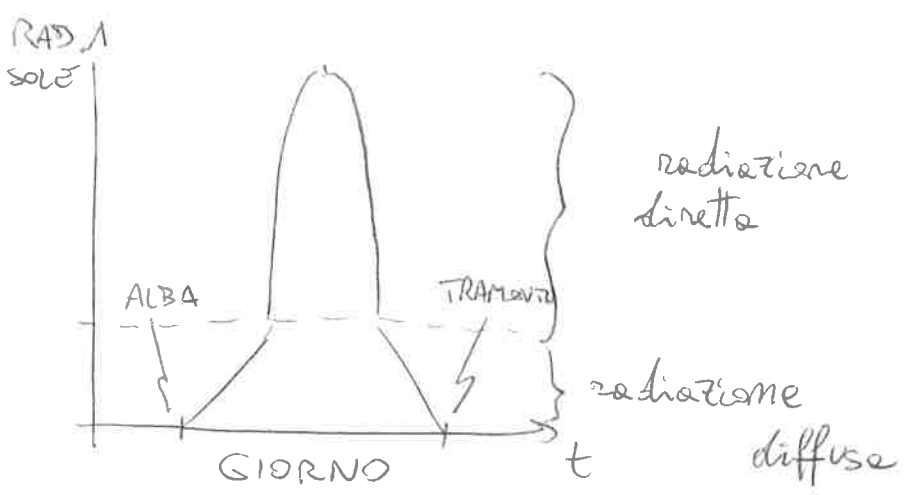
$$F = \sigma T^4 \quad [W/m^2]$$

La costante di S-B è massima

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4} \text{ è la costante di S-B}$$

Bilancio → Radiazione Incidente = riflessa + trasmessa + assorbita

* I gas serra sono in grado di assorbire la radiazione terrestre in uscita del tipo del visibile.



~~BIANCIO~~ ~~MONDO~~ ~~LOCALI~~

SENZA ATMOSFERA

Terre corpo nero in equilibrio

Energie del Sole

$$E = F_0 \cdot \text{Superf.} \quad [W]$$
$$\neq \sigma T^4 \cdot 4\pi r^2$$

Radiazione solare

$$S = \frac{\sigma \cdot T^4 \cdot r^2}{d^2} = 1353 \text{ W/m}^2$$

con Albedo 30% = A

$$\bar{F} = S(1-A) \frac{1}{4} = 237 \text{ W/m}^2$$

$$\Rightarrow T = \sqrt[4]{\frac{\bar{F}}{\sigma}} = 255 \text{ K}$$

CON ATMOSFERA

$$\epsilon_a = 0,8; \quad \alpha_v = 0,2 \text{ visibile}$$

$$\alpha_{IR} = 0,8 \text{ infrarossi } (= \epsilon_a)$$

$$\begin{cases} 237 = (1 - \alpha_{IR})x + \gamma & \text{atmosfera} \end{cases}$$

$$\begin{cases} (1 - \alpha_v)237 = x - \gamma & \text{suolo} \end{cases}$$

$$x = \frac{1,8}{1,1} \quad E = \cancel{111} 387 \text{ W/m}^2$$

flusso energetico

$$T = \sqrt[4]{\frac{x}{\sigma}} \approx 280 \text{ K}$$



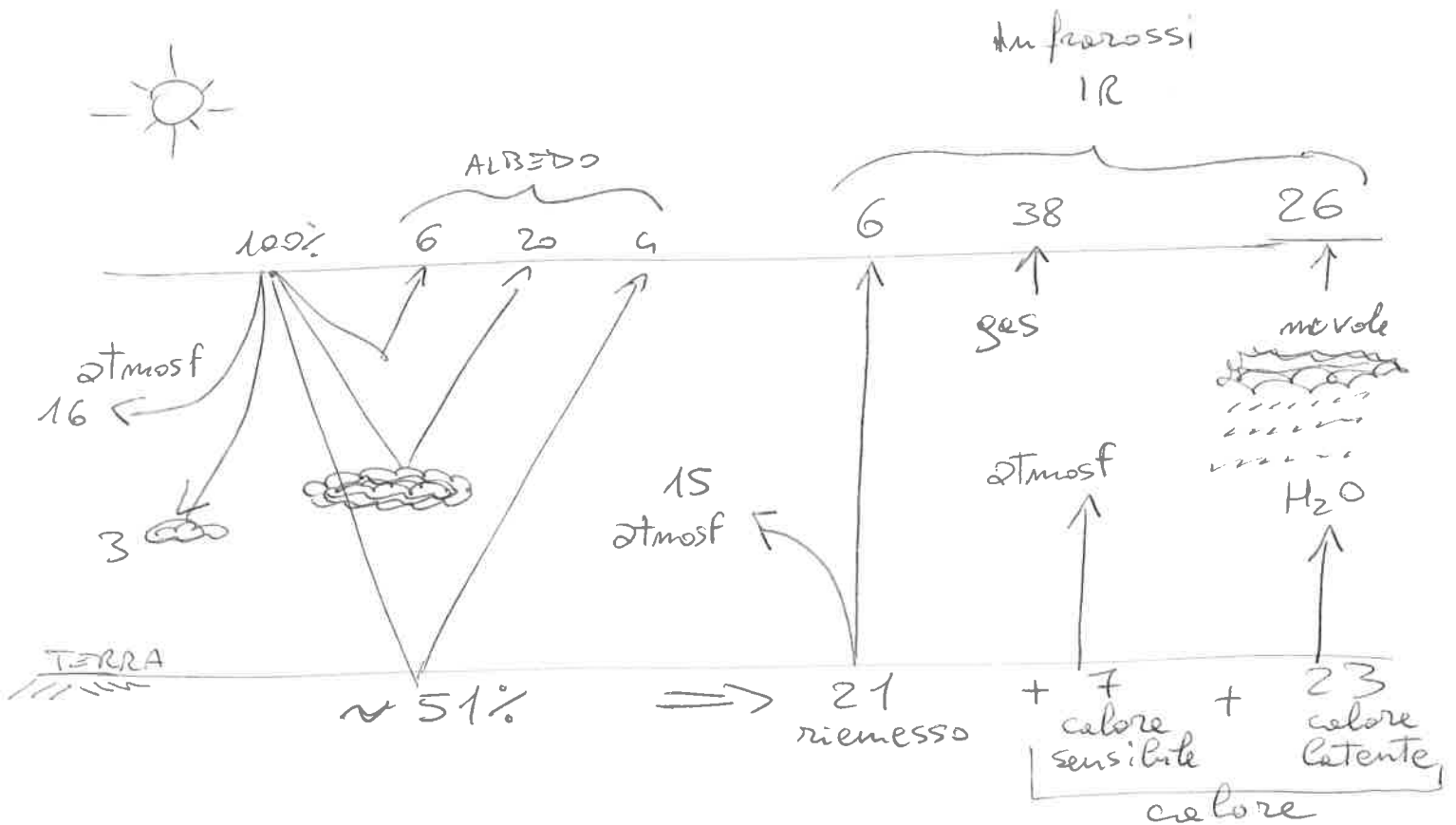
Effetto serra dell'atmosfera
conserva la temperatura per
la vita sulla Terra

→ Aumento di gas CO₂ tende ad aumentare la temperatura dell'atmosfera: cambiamento climato.



L'aumento di gas serra
alza α_{IR} , quindi la
Terra irradia minore
radiazione, innalzando
la temperatura.

(particelle
atmosfera)



ALBEDO: frazione di luce o di radiazione incidente che è riflessa in tutte le direzioni. Indica il potere riflettente di una superficie. L'esatto valore dipende dalla lunghezza d'onda della radiazione considerata.

Se ALBEDO = 1 oggetto perfettamente bianco

Se ALBEDO = 0 oggetto perfettamente nero

TERRA è circa 0,37 ÷ 0,38: zone ai poli o con neve

hanno ALBEDO maggiore e sono più fredde, i

Tropici hanno ALBEDO minore assorbendo più

radiazione.

Assiomi costitutivi

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{T} = f(\mathbf{D}) \\ \mathbf{T} \text{ è omogeneo} \\ \text{spazio isotropo} \\ \text{se } \mathbf{D} = 0, \mathbf{T} = -p\mathbf{I} \text{ quiete} \end{array} \right.$$

fluido Newtoniano

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{f} + \nabla \cdot \vec{T} \quad \rightsquigarrow \quad \vec{T} = (-p + \lambda \nabla \cdot \vec{v}) \vec{I} + 2\mu \vec{D}$$

matrice del tensore

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} \end{pmatrix}$$

simmetrici

$$\begin{bmatrix} -p + \lambda \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & -p + \lambda \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & -p + \lambda \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix}$$

$$T_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{termini simmetrici}$$

sulla diagonale

$$\nabla \cdot \vec{T} = -\nabla p + \nabla \left(\lambda \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right) + 2 \nabla \left(\mu \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \right)$$

↓
 $2\mu \nabla^2 \vec{v}$

$$\text{in } T_{11} = \dots + \mu \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \mu \nabla^2 \vec{v}$$

$$\text{in } T_{22} = \dots + \mu \left(\frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \mu \nabla^2 \vec{v}$$

$$\text{in } T_{33} = \dots + \mu \left(\frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \mu \nabla^2 \vec{v}$$

$$\mu \nabla (\nabla \cdot \vec{v})$$

$$\rightarrow \rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{f} - \nabla p + (\lambda + \mu) \nabla (\nabla \cdot \vec{v}) + \mu \nabla^2 \vec{v}$$

13 Fluido incompressibile $\rightarrow \nabla \cdot \vec{v} = 0$

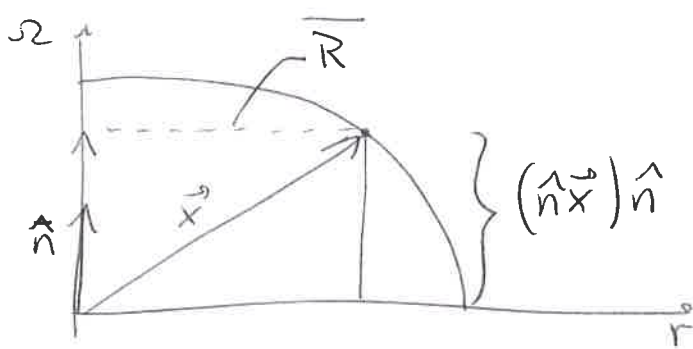
$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{f} - \nabla P + \mu \nabla^2 \vec{v}$$

Terre gira \rightarrow sistema di riferimento inerziale

$$\left(\frac{d\vec{v}}{dt}\right)_i = \frac{d\vec{v}_i}{dt} + \vec{\omega} \times \vec{v}_i = \underbrace{\frac{d\vec{v}}{dt}}_{\text{acc. momento inerziale}} + \underbrace{2 \vec{\omega} \times \vec{v}}_{\text{acc. Coriolis}} + \underbrace{\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{x})}_{\text{acc. Centripeta}}$$

ACC. centripeta

$$\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{x}) = (\vec{\omega} \cdot \vec{x}) \vec{\omega} - |\omega|^2 \vec{x}$$

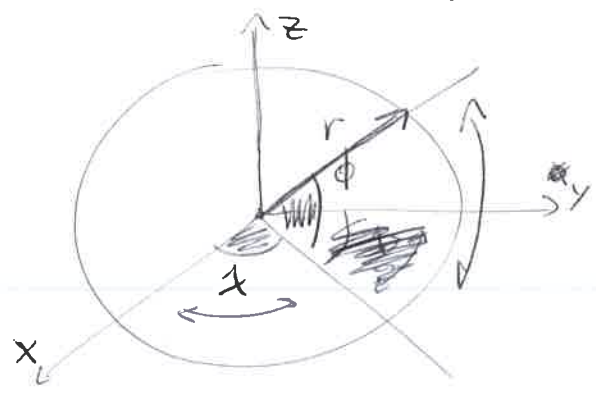


$\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{x}) = -\vec{R} \cdot |\omega|^2$
verso l'esterno,
bilanciata dalla forza
centrifuga verso l'interno

ACC. momento inerziale ~~+~~

\rightarrow trasformazione in coordinate sferiche (λ, ϕ, r)

$$\begin{cases} x = r \cos \phi \cdot \cos \lambda \\ y = r \cos \phi \cdot \sin \lambda \\ z = r \sin \phi \end{cases}$$



velocità in coordinate sferiche

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = v = r \cos \phi \frac{d\lambda}{dt} \rightarrow \frac{dv}{dt} = \left(\frac{dv}{dt}\right)_c - \frac{uv \tan \phi}{r} + \frac{vw}{r} \\ \frac{dy}{dt} = v = r \frac{d\phi}{dt} \rightarrow \frac{dv}{dt} = \left(\frac{dv}{dt}\right)_c + \frac{v^2 \tan \phi}{r} + \frac{vw}{r} \\ \frac{dz}{dt} = w = \frac{dr}{dt} \rightarrow \frac{dz}{dt} = \left(\frac{dz}{dt}\right)_c - \left(\frac{v^2 + w^2}{r}\right) \end{cases}$$

~~momento~~

Acc. Coriolis

$$2\vec{\Omega} = 2\Omega (\cos\phi \hat{j} + \sin\phi \hat{k})$$

$$\hookrightarrow 2\vec{\Omega} \times \vec{V} = 2\Omega \left[(w \cos\phi - v \sin\phi) \hat{i} + (u \sin\phi) \hat{j} - (u \cos\phi) \hat{k} \right]$$

dal determinante
della matrice

$$= 2\Omega \begin{bmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ 0 & \cos\phi & \sin\phi \\ u & v & w \end{bmatrix}$$

Aggiungendo le forze viscosse, il moto è

$$\frac{du}{dt} - \frac{uv \tan\phi}{r} + \frac{uw}{r} + 2\Omega (w \cos\phi - v \sin\phi) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + F_x$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{v^2 \tan\phi}{r} + \frac{vw}{r} + 2\Omega u \sin\phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + F_y$$

$$\frac{dw}{dt} - \left(\frac{u^2 + v^2}{r} \right) - 2\Omega u \cos\phi = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + F_z$$

SCALA SINOTTICA

Approssimazioni alla grandezza di scala planimetrica

III ordine

$$\begin{cases} -2\Omega v \sin\phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \\ 2\Omega u \sin\phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \end{cases}$$

quindi le
velocità
planimetriche

$$\begin{cases} u_G = -\frac{1}{\rho 2\Omega \sin\phi} \frac{\partial P}{\partial y} = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial P}{\partial y} \\ v_G = \frac{1}{\rho 2\Omega \sin\phi} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{1}{\rho f} \frac{\partial P}{\partial x} \end{cases}$$

\Rightarrow VENTO
GEOSTROFICO

$$\vec{V}_G = \frac{1}{\rho f} \hat{k} \times \nabla P$$

con f = parametro di
Coriolis

14
Ipotesi di scala Simottica

1. grandezze nell'analisi scale
2. medie latitudini $30^\circ \div 60^\circ$
3. sopra lo strato limite atmosferico

Bilancio forza di Coriolis e pressione $L \leftrightarrow H$

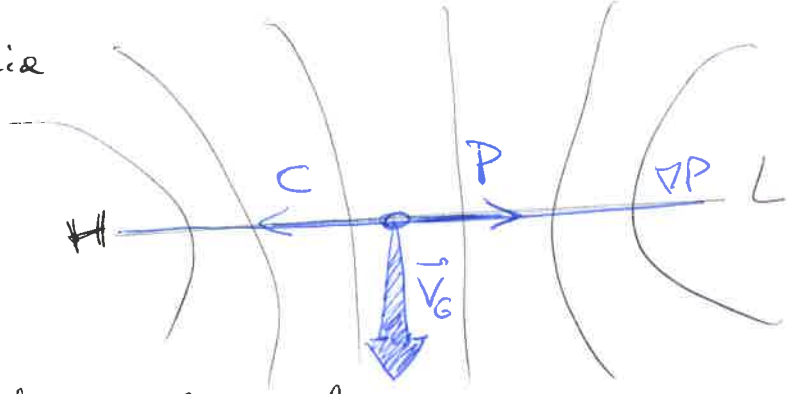
$$f \hat{k} \times \vec{V}_G = - \frac{1}{\rho} \nabla P \quad \rightsquigarrow \text{vento geostrofico}$$

$f \hat{k} \times \vec{V}_G$
Coriolis
 $-\frac{1}{\rho} \nabla P$
Pressione

Il gradiente ∇P è perpendicolare alle isobare

Coriolis bilancia il gradiente di pressione

$P + C = 0$



\vec{V}_G viaggia lungo le isobare, in senso antiorario per la bassa pressione (L), in senso orario per l'alta pressione (H) \rightarrow Intensità maggiore per gradienti alti.

Nello strato limite atmosferico \rightarrow EFFETTO SUOLO
inserimento Termini IV ordine $\frac{dv}{dt}$ e $\frac{dv}{dt}$

$$\begin{cases} \frac{dv}{dt} - 2\Omega v \sin\phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} + 2\Omega u \sin\phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \end{cases}$$

con $f = 2\Omega \sin\phi$
parametro di Coriolis

$$\begin{cases} \frac{dv}{dt} = fv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = fv - v_G f = f(v - v_G) \\ \frac{dv}{dt} = -fu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = -fu - u_G f = -f(u - u_G) \end{cases}$$

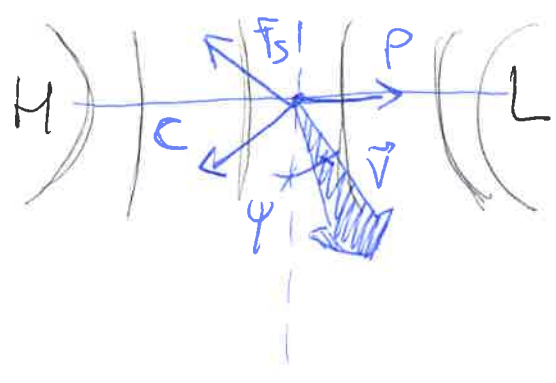
accelerazioni planimetriche deviate

alto ($\phi \rightarrow 0^\circ$) domina la forza centrifuga

Numero di Rossby $R_o = \frac{U}{fL} \left[\frac{\text{Inerzia}}{\text{Coriolis}} \right]$

basso ($\phi \rightarrow 90^\circ$) ~~alta~~ Coriolis domina e si ha il vento geostrofico

→ Nello strato limite atmosferico ci sono le forze dissipative del suolo $F_s \Rightarrow P + C + F_s = 0$



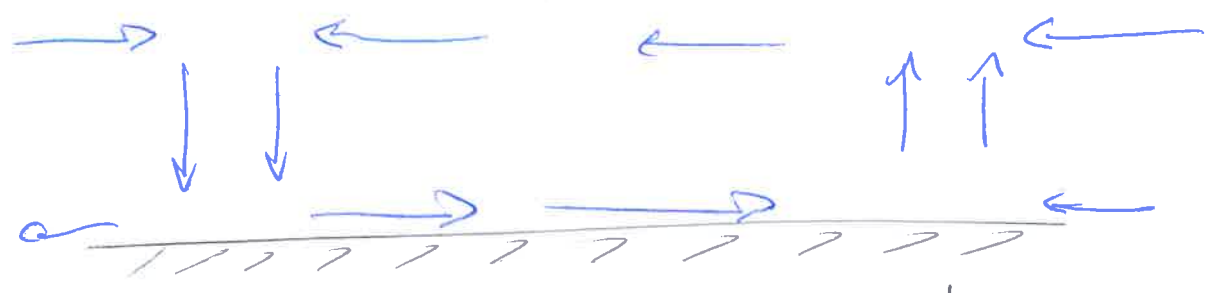
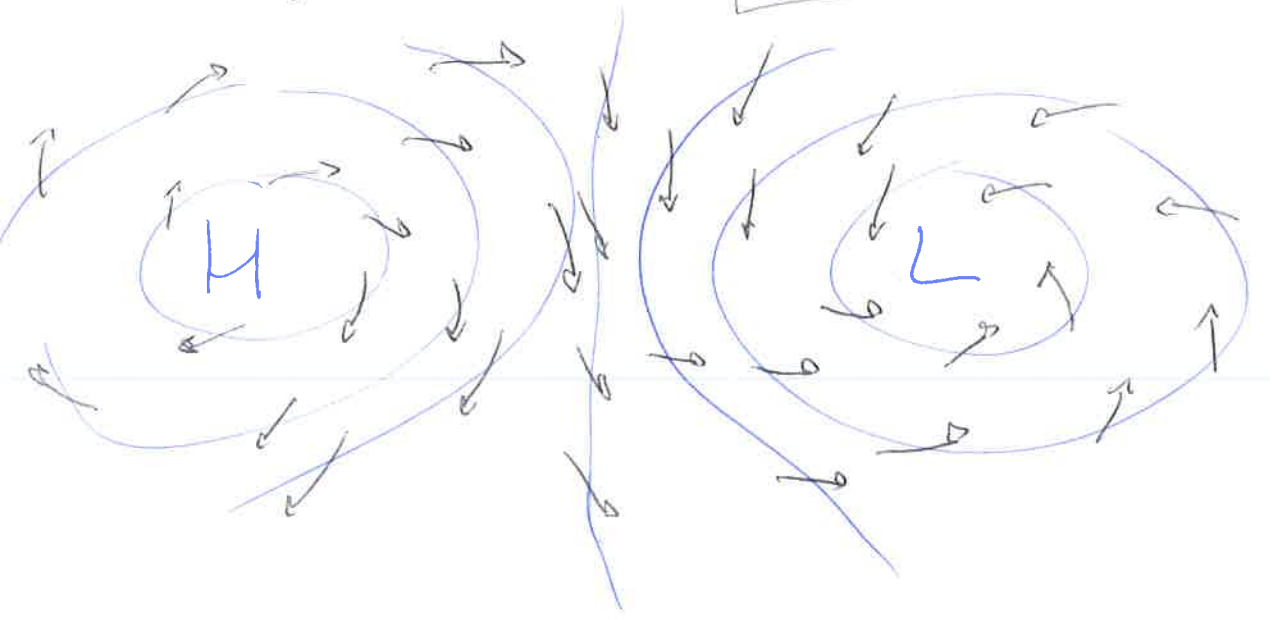
la forza di Coriolis bilancia il gradiente ∇P e la dissipazione; ne risulta un vento deviato ψ rispetto alle isolare.

→ Il vento va dall'alta alla bassa pressione, rispettivamente diverge e converge

sulla verticale

Equazione \vec{e} : $\frac{dw}{dt} - \left(\frac{u^2 + v^2}{r}\right) - 2\Omega u \cos\phi = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + F_z$

Approssimazione dell'analisi di scala conserva solo $0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \Rightarrow \frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g$ Legge di Stevino



H
aria secca

L
aria umida

SCALE DEI MOTI GEOFISICI

- **SCALA PLANETARIA** (onde di Rossby)
dimensioni paragonabili a quelle del pianeta, continenti o oceani, mediati su tempi lunghi (del mese in su).
Alla scala planetaria si riferiscono di solito i fenomeni climetologici. Si adotta l'approssimazione a livello omogeneo basso.
- **SCALA SINOTTICA** (fronti caldi e freddi)
i moti atmosferici con lunghezze ~~caratteristiche~~ variabili da centinaia a migliaia di chilometri, mediati su tempi dell'ordine delle 12-24 ore. È possibile analizzare gran parte della variabilità meteorologica e rientra nell'ambito della meteorologia sinottica.
- **MESOSCALA** (breeze e venti di valle)
i moti atmosferici con lunghezze caratteristiche che vanno da poche decine a poche centinaia di chilometri, come la circolazione atmosferica e le precipitazioni associate alle zone frontali, o eventi estremi come uragani o tempeste alle medie latitudini.
- **PICCOLA SCALA** (~~breeze e venti di valle~~) (effetto urbano)
i moti di ordine di lunghezza minori o uguali alle decine di chilometri. Si osserva una vasta varietà di fenomeni, tra i quali i moti che portano alla formazione di nubi convettive e le turbolenze che causano la dissipazione dell'energia cinetica dei moti di scala superiore.

ANALISI dell'ordine di Grandezza

EQUAZIONI DEL MOTO COMPLETA (pieno)

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = \frac{uv T_g \phi}{r} + \frac{uw}{r} + 2\Omega w \cos\phi - 2\Omega v \sin\phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + F_x \\ \frac{dv}{dt} + \frac{v^2 T_g \phi}{r} + \frac{vw}{r} + 2\Omega v \sin\phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + F_y \end{cases}$$

velocità $u = v = 10 \text{ m/s}$	lunghezza $L = 10^6 \text{ m}$
tempo $t = \frac{L}{u} = 10^5 \text{ sec}$	raggio $r = 10^7 \text{ m}$
vel. angolare $\omega = 10^{-2} \text{ m/s}$	oscillazione $2\Omega \cos\phi = 10^{-4} \frac{1}{s}$
pressione = 10^3 Pa	densità $\rho = 1 \text{ kg/m}^3$
forze viscosi $F_x = F_y = 10^{-16}$	

$$\frac{10}{10^5}; \frac{10 \cdot 10}{10^7}; \frac{10 \cdot 10^{-2}}{10^7}; 10^{-4} \cdot 10; \frac{1 \cdot 10^3}{10^6}; 10^{-16}$$

SCALA SINOTTICA \rightarrow termini di III ordine (10^{-3})

$$\begin{cases} -2\Omega v \sin\phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ 2\Omega u \sin\phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \end{cases} \left\{ \begin{array}{l} u = -\frac{1}{\rho 2\Omega \sin\phi} \frac{\partial p}{\partial y} \\ v = \frac{1}{\rho 2\Omega \sin\phi} \frac{\partial p}{\partial x} \end{array} \right.$$

STRATO LIMITE ATMOSFERICO \rightarrow termini di IV ordine (10^{-4})

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} - 2\Omega v \sin\phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} + 2\Omega u \sin\phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \end{cases} \left\{ \begin{array}{l} \frac{du}{dt} = f v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} = -f u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \end{array} \right.$$

$$\underbrace{\frac{du}{dt}}_{\text{acc. cartesiana}} - \underbrace{\left(\frac{uv T_g \phi}{r} + \frac{uw}{r} \right)}_{\text{acc. coord. sferiche}} + \underbrace{2\Omega w \cos\phi - 2\Omega v \sin\phi}_{\text{acc. Coriolis}} = -\underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}}_{\text{grad. P}} + \underbrace{F_x}_{\text{forze viscosi}}$$

acc. materiale inerziale

VORTICITÀ

(6)

Rappresenta la misura locale della rotazione in un fluido. Definita come il rotore del vettore velocità.

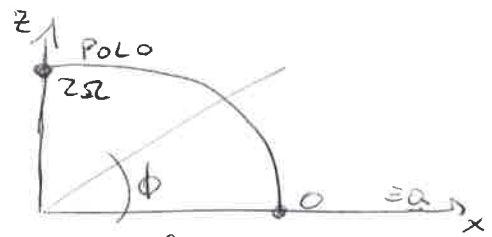
vorticità relativa $\omega = \nabla \times \vec{U} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}; \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}; \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right)$

$\zeta = \hat{k} (\nabla \times \vec{U})$

asse verticale Terra verticale punto vorticità

vorticità assoluta $\omega_a = \nabla \times \vec{U}_a$

$\eta = \hat{k} (\nabla \times \vec{U}_a)$



$\Rightarrow \boxed{f = \eta - \zeta}$

vorticità terrestre \Rightarrow accelerazioni di Coriolis $f = 2\Omega \sin \phi$

vorticità assoluta è la somma dei termini

$\eta = f + \zeta \rightarrow$ Equazione della vorticità della conservazione approssimata, derivandola e sottraendole:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) + f_v + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} - f_v + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 0$$

Equazione della vorticità

$$\frac{d(\zeta + f)}{dt} = - (\zeta + f) \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right)$$

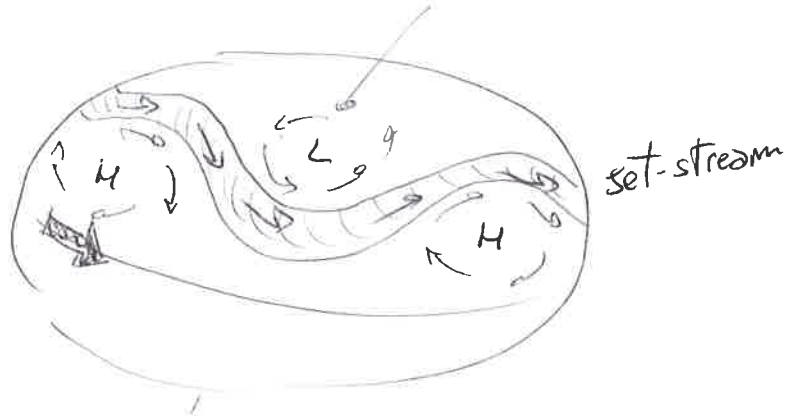
η dipende da
 - stretching \rightarrow rimpio raggio, velocità ridotta
 - tilting \rightarrow tende lungo l'asse verticale
 - solenoidal \rightarrow pressione varia diversamente della densità

Analisi dimensionale: $\boxed{\frac{d\eta}{dt} = - \eta \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)}$

dipende dalla convergenza/divergenza delle componenti orizzontali del vento (u, v).

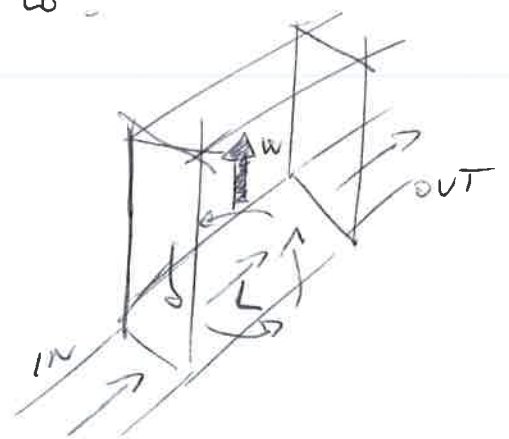
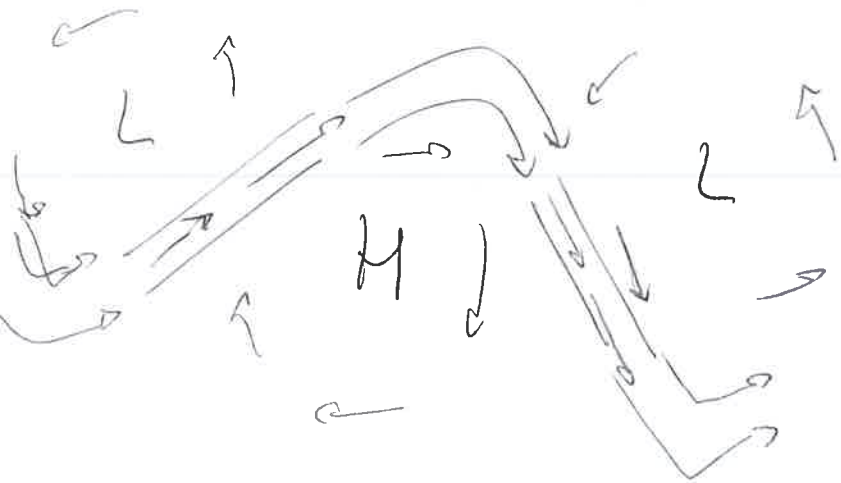
ONDE DI ROSSBY

Strutture caratterizzate dai moti dei fluidi geofisici a scala sinottica e planetaria. Si possono osservare sia in atmosfera, con i meandri del jet-stream sub-polare, sia nell'oceano. Sono dovute all'aumento del parametro di Coriolis con la latitudine, unitamente alla condizione di conservazione del momento angolare, presentandosi come oscillazioni inerziali attorno al "punto di equilibrio" dato dal perfetto bilancio geostrofico, caso in cui le forze di pressione sono esattamente bilanciate dalla forza di Coriolis.



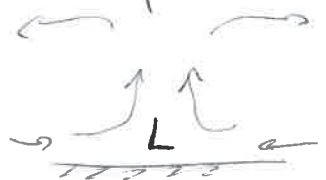
Ciclogenesi

La velocità del set-stream aumenta da L a H, quindi si ha perdita di massa nel volume di controllo.



La divergenza in aria in quota è compensata da convergenza al suolo, facendo scendere la pressione.

La formazione di L



17 CICLOGENESI

Processo di nascita e sviluppo o rafforzamento delle circolazioni cicloniche nell'atmosfera, cioè la formazione di una zona di bassa pressione. È opposta alle ciclosi.

Tre processi differenti, ognuno dei quali dà luogo allo sviluppo di una forma di ciclone, la cui dimensione può andare dalla macroscala alle scale sinottiche:

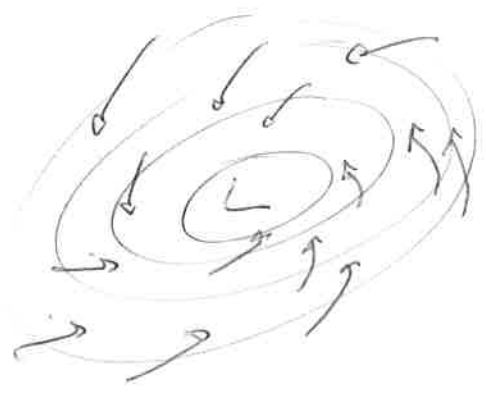
- CICLONE TROPICALE, originato da una cella calda e collegato a numerosi fronti temporaleschi;
- CICLONE EXTRATROPICALE, collegato ad una cella fredda;
- MESOCICLONE, che partendo da una cella calda all'interno di un temporale convettivo sopra la superficie terrestre, può condurre alla formazione di un

Tornado

Il processo attraverso cui in un ciclone extratropicale si ha un brusco abbassamento della pressione atmosferica viene chiamato ~~di~~ ciclogenesi esplosiva o bombe meteorologiche, ed è solitamente presente durante la formazione di un ~~masser~~ masser. L'equivalente anticiclonico viene chiamato anticiclogenesi, cioè il processo di formazione di una zona di alta pressione.

CICLONE

ANTICICLONE



TURBOLENZA IN STRATO LIMITE ATMOSFERICO

Nello strato superficiale bisogna considerare la turbolenza nelle equazioni del moto.

NUM. REYNOLDS $Re = \frac{L \cdot U}{\nu}$

~~velocità~~ velocità = media + fluttuazione

Tutti i parametri hanno una fluttuazione, allora

$\frac{P}{R_d} = \rho T$ diventa $\overline{\frac{P+P'}{R_d}} = (\overline{P+P'}) (\overline{T+T'})$

$\frac{\overline{P}}{R_d} + \frac{\overline{P'}}{R_d} = \overline{P} \overline{T} + \overline{P T'} + \overline{P' T} + \overline{P' T'}$

proprietà = 0

e con $\overline{P} \overline{T} \gg \overline{P' T'}$

$\Rightarrow \boxed{\frac{\overline{P}}{R_d} = \overline{P} \overline{T} + \overline{P' T'}}$ Allora l'equazione di stato si può porre $\frac{\overline{P}}{R_d} = \overline{P} \cdot \overline{T}$

Le fluttuazioni non trascurabili si trattano con le leggi di Boussinesq.

L'equazione di continuità

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0$$

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

in strato limite atmosferico è $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \ll \frac{\partial u}{\partial x}$

$\hookrightarrow \boxed{\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} = 0}$

con componenti fluttuanti e ~~media~~ ~~media~~ divergenze nulle.

L'equazione del Moto

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{du}{dt} = f v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} = -f u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \overline{\frac{d(\bar{u}+u')}{dt}} = \overline{f(\bar{v}+v')} - \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\frac{\partial(\bar{p}+p')}{\partial x}} \\ \overline{\frac{d(\bar{v}+v')}{dt}} = -\overline{f(\bar{u}+u')} - \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\frac{\partial(\bar{p}+p')}{\partial y}} \end{array} \right.$$

~~tras~~ sulle
verticale $\frac{d\bar{w}}{dt} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - g - \left(\overline{\frac{\partial u'w'}{\partial x}} + \overline{\frac{\partial v'w'}{\partial y}} + \overline{\frac{\partial w'w'}{\partial z}} \right)$

Il tensore T ha 8 componenti, si ha bisogno della legge di chiusura per rendere il problema determinato.

Conservazione dell'energia

Il principio della Termodinamica $\delta q = c_p dT - v dp$
dato che $\delta q = \int dt \rightarrow \int dt = c_p dT - v dp$

$$\frac{\delta}{T} = c_p \frac{dT}{T} \frac{1}{dt} - \left(\frac{v}{T} \right) \frac{dp}{dt} \quad \text{per } \frac{v}{T} = \frac{R_d}{P}$$

$$\frac{\delta}{T} = c_p \frac{dT}{T} \frac{1}{dt} - \frac{R_d}{P} \frac{dp}{dt}$$

$$\frac{\delta}{T \cdot c_p} = \frac{1}{dt} \left(\frac{dT}{T} - \frac{R_d}{R_p} \frac{dp}{P} \right) \quad \text{per } \frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} - \frac{R_d}{c_p} \frac{dp}{P}$$

$$\frac{\delta}{T c_p} = \frac{1}{dt} \frac{d\theta}{\theta} \quad \text{allora } \boxed{\frac{d\theta}{dt} = \frac{\int \theta}{c_p \cdot T}}$$

Variazione della temperatura potenziale nel tempo in funzione al tasso di riscaldamento per unità di massa

Chiusura della turbolenza

Con i termini di ordine superiore si hanno un set di parametri sempre maggiore

↳ parametrizzare il problema, stimando i termini del II ordine con le equazioni prognostiche del I ordine.

DIFFUSIONE
TURBOLENTA

$$\overline{u_i' \xi'} = -k \frac{\partial \overline{\xi}}{\partial x_i}$$

Dove una generica caratteristica ξ è in funzione della viscosità turbolenta k .

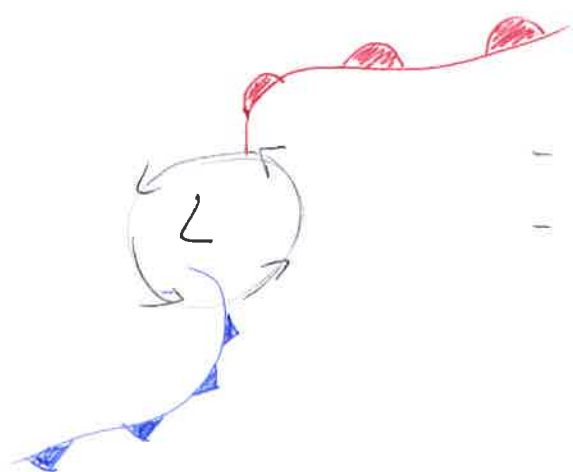
Per k alti, si favorisce la diffusione nel fluido di un carattere o una concentrazione.

FRONTI D'ARIA CALDA o FREDDA

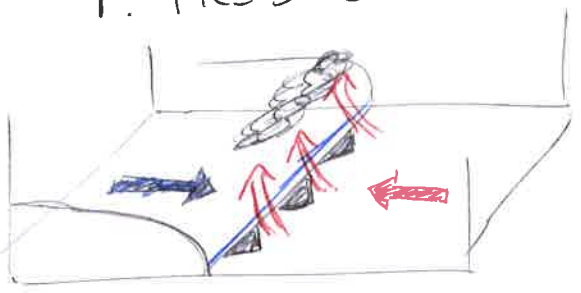
Con una zona di bassa pressione si creano due

fronti d'aria:

- fronte caldo, più lento e verso nord
- fronte freddo, più veloce e verso sud



F. FREDDO

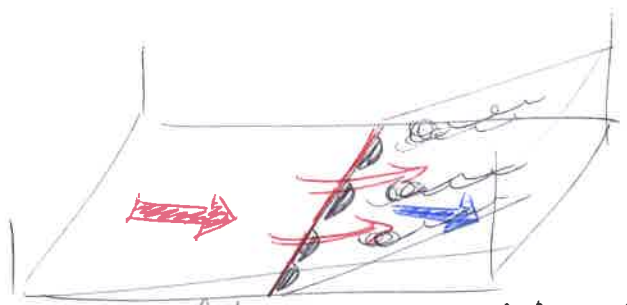


L'aria fredda in arrivo va sotto la calda, spostandola verso l'alto

↳ formano cumuloemuli temporaleschi

~~CARATTERE FREDDO~~

F. CALDO



L'aria calda in arrivo va sopra l'aria fresca, spostandosi verso l'alto

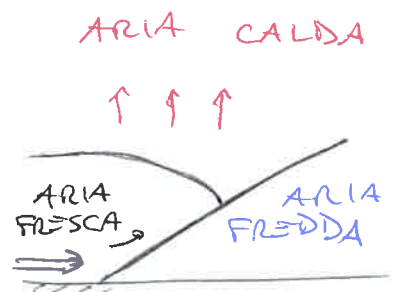
↳ formano nuvole diffuse

=> FRONTE OCCLUSO

Il fronte freddo più veloce incontra il fronte caldo e si distinguono i due caratteri delle temperature dell'aria



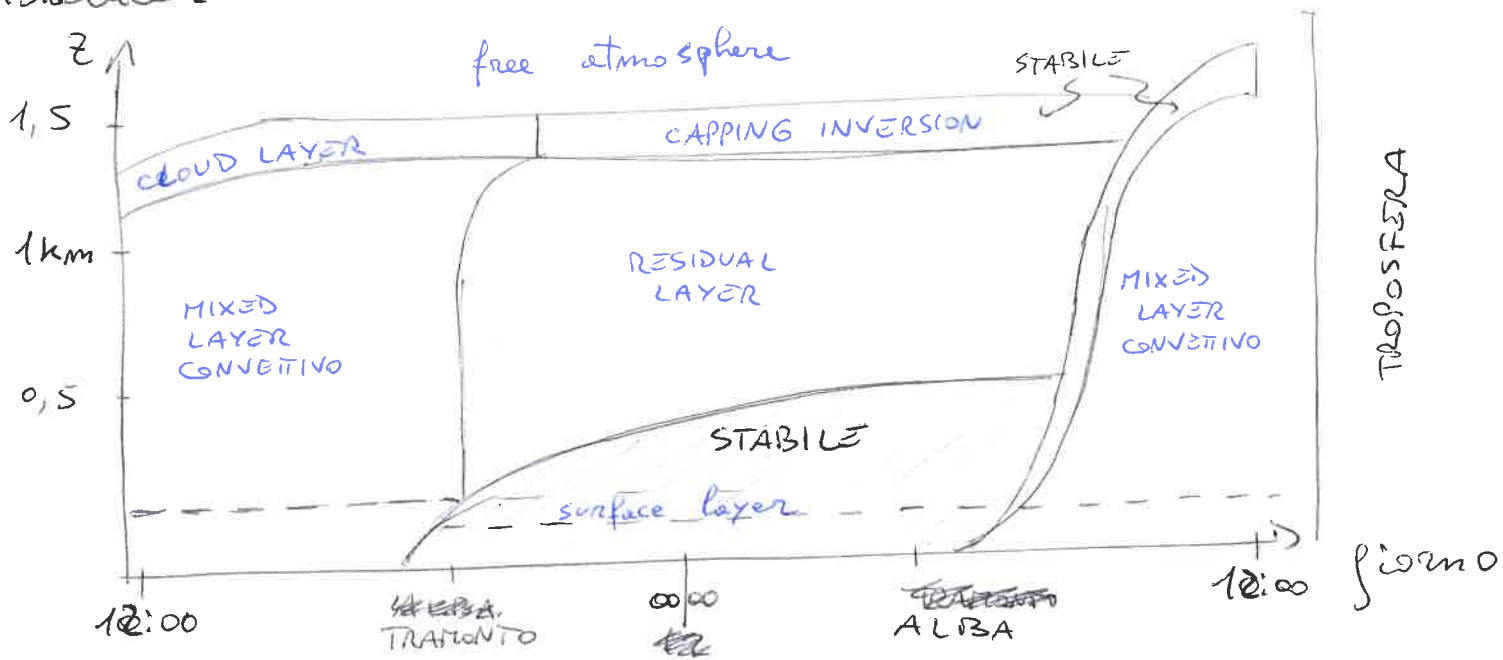
FREDDO



CALDO

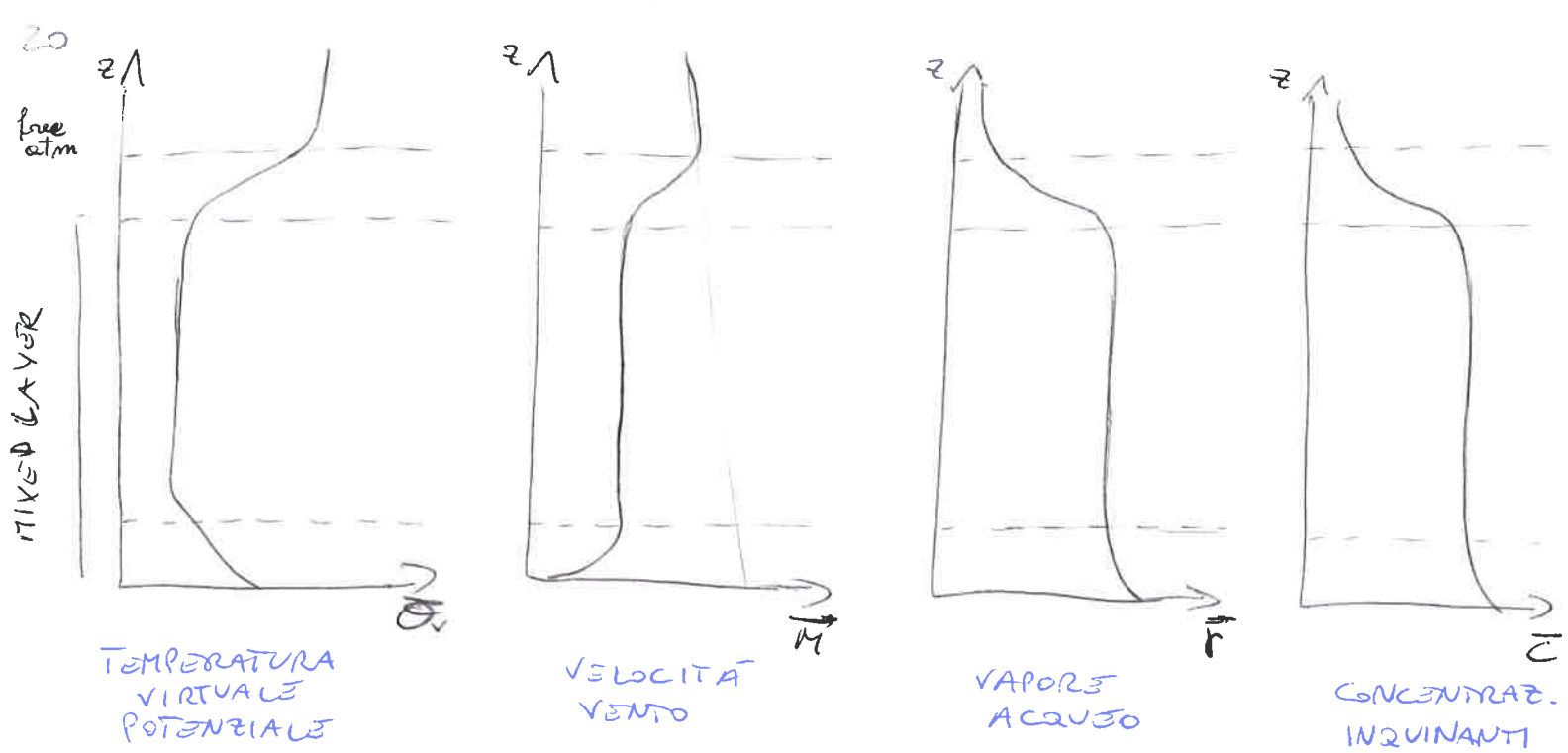
STRATO LIMITE ATMOSFERICO (7)

Parte della Troposfera direttamente influenzata dalle superficie terrestre e risponde alle forzanti superficiali con un tempo scala di circa un'ora o meno. Lo spessore varia a seconda delle condizioni climatiche, che, l'ora del giorno, la stagione, il tipo di suolo, da poche decime di metri se stabile, a chilometri se instabile.



La turbolenza nello strato "mixed layer" è generalmente generata dalla convezione, oppure da venti intensi. In giornate soleggiate la crescita dello strato limite ben miscelato è dovuta al riscaldamento del suolo. Nelle giornate tende a crescere di spessore fino al massimo del pomeriggio.

Il profilo della temperatura è circa adiabatico nella parte centrale dello strato e superadiabatico nello strato superficiale.



Il RESIDUAL LAYER si forma nelle ore notturne sopra lo strato limite stabile, senza contatto col suolo. Rappresenta il residuo dello strato MIXED LAYER che si era sviluppato nelle ore diurne.

PROPRIETA'	STRATO LIMITE	FREE ATMOSPHERE
TURBOLENZA	quasi continuamente turbolento su tutto lo spessore	CAT sporadico in strati sottili (clear-air turbulence)
FRIZIONE	forte resistenza al suolo; alta dissipazione energetica	piccola dissipazione viscosa
DISPERSIONE	miscelazione rapida turbolenta in verticale e in orizzontale	piccola diffusione molecolare
VENTI	velocita' logaritmica dal suolo. Flusso deviato dalle isobere	vento geostrofico
TRASPORTO VERTICALE	dominio della turbolenza	vento medio e scale di cumuli dominante
SPESORE	tra 100 m e 3 km in tempo e spazio, oscillazione giornaliera.	tra 8-18 km, basse variazioni temporale.

~~TURBOLANZA~~

Strato limite di Ekman

È quello in cui il flusso è il risultato del bilanciamento tra il gradiente di pressione, la forza di Coriolis e la resistenza fluidodinamica turbolenta; quindi nello strato limite, dove la turbolenza non è trascurabile.

ipotesi: moto stazionario omogeneo

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$$

equazioni del moto

$$\begin{cases} -f\bar{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} \\ f\bar{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{v'w'})}{\partial z} \end{cases}$$

per il vento geostrofico

$$\begin{cases} u_g = -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ v_g = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} f(\bar{v} - v_g) - \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} = 0 \\ -f(\bar{u} - u_g) - \frac{\partial(\overline{v'w'})}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{Turbolenza} \\ \overline{u'w'} = -k_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ \overline{v'w'} = -k_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \end{matrix}$$

k_m = viscosità diffusiva vortici

Per trovare la velocità del vento in funzione della quota

$$\begin{cases} f(\bar{v} - v_g) + k_m \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} = 0 \quad \text{I} \\ -f(\bar{u} - u_g) + k_m \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} = 0 \quad \text{II} \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{Elaborare in termini} \\ \text{immaginari} \\ \text{I} + i \text{II} \end{matrix}$$

$$\Rightarrow f(\bar{v} - v_g) + k_m \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + i(-f(\bar{u} - u_g) + k_m \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2}) = 0$$

ipotesi del vento geostrofico

$$\bar{u}_g (u_g, 0) \quad \text{quindi } v_g = 0$$

$$z_1 \quad k_m \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\bar{u} + i\bar{v}) + i f \left(-\bar{u} + \frac{\bar{v}}{i} \right) = -i f U_0$$

proprietà

$$k_m \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\bar{u} + i\bar{v}) - i f (\bar{u} + i\bar{v}) = -i f U_0$$

parametro $\bar{F} = \bar{u} + i\bar{v}$

$$k_m \frac{\partial^2}{\partial z^2} \bar{F} - i f \bar{F} = -i f U_0 \quad \leftarrow \text{eq. differenziale non omogenea}$$

soluzione omogenea

$$k_m \frac{\partial^2 \bar{F}}{\partial z^2} - i f \bar{F} = 0$$

$$\bar{F} = A e^{(i+1)\gamma z} + B e^{-(i+1)\gamma z} + U_0$$

condizioni al contorno

$$z=0 \rightarrow \bar{u}, \bar{v} = 0$$

$$z=\infty \rightarrow \bar{u}(U_0, 0)$$

$$\bullet \quad \bar{F}(z=\infty) = A e^{(i+1)\gamma z} + U_0 = U_0$$

allora $A=0$

$$\bullet \quad \bar{F}(z=0) = A + B + U_0 = 0$$

allora $B = -U_0$

$$\Rightarrow \text{formule di Ekman} \quad \boxed{\bar{F} = U_0 - U_0 e^{-(i+1)\gamma z}}$$

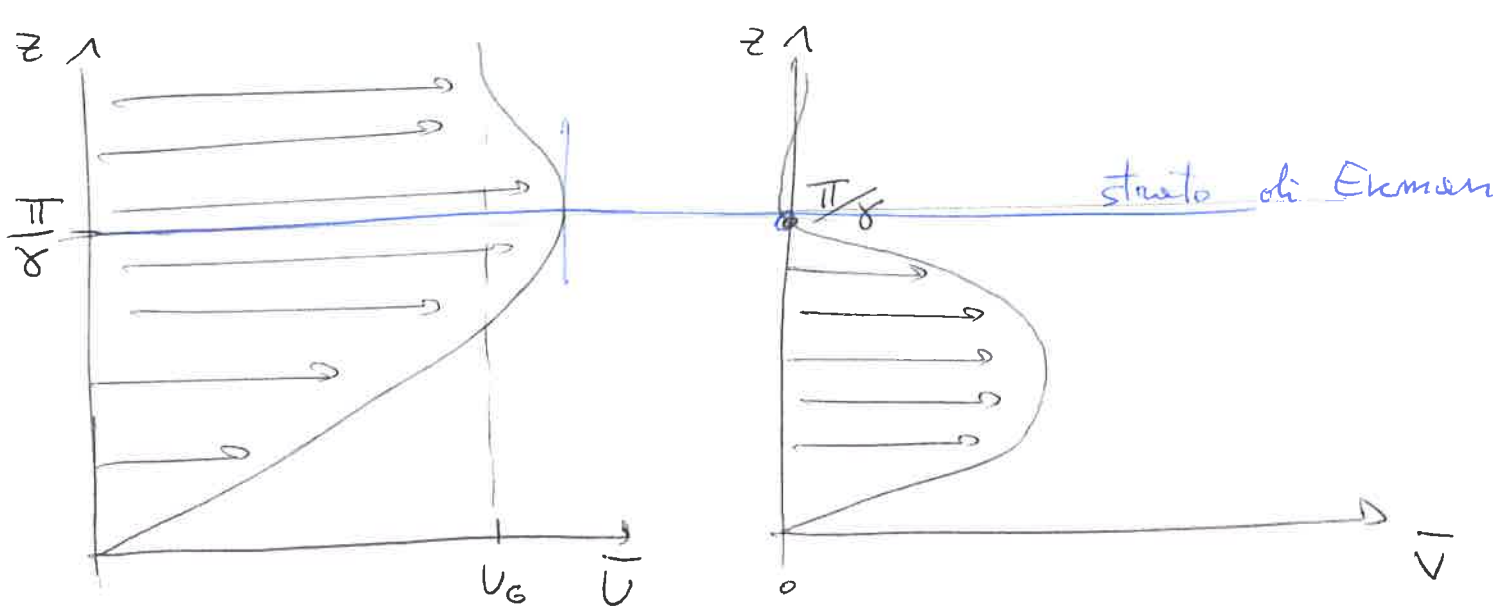
distinguendo le direzioni \bar{u} e \bar{v} con Eulero

$$e^{-i\gamma z} = \cos(\gamma z) - i \sin(\gamma z)$$

$$\bar{u} + i\bar{v} = U_0 (1 - e^{-\gamma z} (\cos(\gamma z) - i \sin(\gamma z)))$$

$$\text{velocità del vento} \quad \left\{ \begin{array}{l} \bar{u} = U_0 (1 - e^{-\gamma z} \cos(\gamma z)) \\ \bar{v} = U_0 \cdot e^{-\gamma z} \sin(\gamma z) \end{array} \right.$$

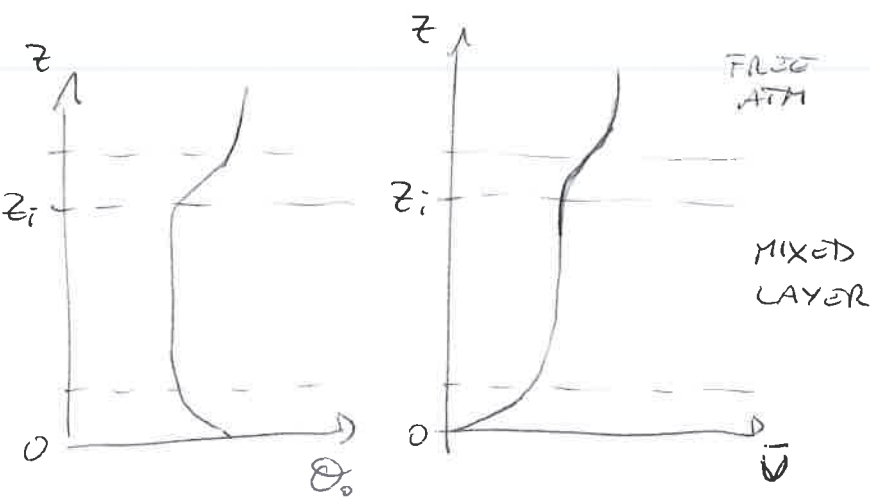
↳ funzione della quota, nelle due direzioni planimetriche



Le difficoltà nella determinazione dello strato di Ekman derivano dalla teoria troppo semplicistica, in quanto assume una velocità costante dei vortici.

Strato limite convettivo (CBL)

Se il mescolamento su un CBL è sovrastato da uno strato stabile, il mescolamento indotto dalla turbolenza può portare alla formazione di uno strato ben miscelato. In uno strato ben miscelato (MIXED LAYER) la velocità del vento e la temperatura potenziale sono indipendenti della quota.



Caratteristica generica

$$\bar{\xi} = \frac{1}{z_i} \int_0^{z_i} \xi dz$$

equazioni del moto

$$\begin{cases} f(\bar{v} - v_0) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} = 0 \\ -f(\bar{v} - v_0) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

ipotesi: $F_H = 0$ per $z \geq z_i$ (quantità di moto)

⇒ integrazione delle quantità di moto sulla quota nel mixed layer ($0 \div z_i$)

$$\left\{ \begin{aligned} \int_0^{z_i} f(\bar{v} - v_G) dz - \int_0^{z_i} \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} dz &= 0 \\ -\int_0^{z_i} f(\bar{u} - u_G) dz - \int_0^{z_i} \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} dz &= 0 \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} f(\bar{v} - v_G) z_i + \overline{u'w'}|_s &= 0 \\ -f(\bar{u} - u_G) z_i + \overline{v'w'}|_s &= 0 \end{aligned} \right.$$

Il flusso di quantità di moto alla superficie è

$$\left\{ \begin{aligned} (\overline{u'w'})_s &= -C_d |\bar{u}| \bar{u} \\ (\overline{v'w'})_s &= -C_d |\bar{u}| \bar{v} \end{aligned} \right.$$

Quindi

$$\left\{ \begin{aligned} f(\bar{v} - v_G) &= \frac{1}{z_i} C_d |\bar{u}| \bar{u} \\ -f(\bar{u} - u_G) &= \frac{1}{z_i} C_d |\bar{u}| \bar{v} \end{aligned} \right.$$

con $C_d =$ coeff di resistenza
per $k_s = \frac{C_d}{f \cdot z_i}$ (parametro)

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{v} - v_G &= k_s |\bar{u}| \bar{u} \\ \bar{u} - u_G &= -k_s |\bar{u}| \bar{v} \end{aligned} \right.$$

con l'ipotesi $u_G(u_G; 0)$
 $v_G = 0$

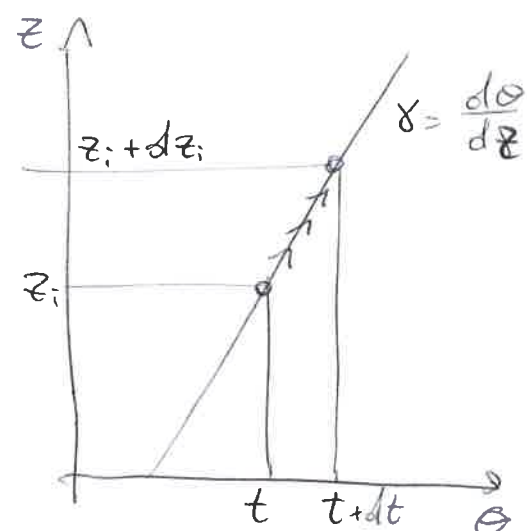
$$\left\{ \begin{aligned} \bar{v} &= k_s |\bar{u}| \bar{u} \\ \bar{u} &= u_G - k_s |\bar{u}| \bar{v} \end{aligned} \right.$$

Andamento del vento nelle due direzioni (nel mixed layer)

Altezza dello strato limite convettivo (CBL)

$$\frac{dz_i}{dt} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\bar{\theta}}{dt}$$

in funzione della variazione della temperatura potenziale $\bar{\theta}$.



La variazione è a causa dell'introduzione di calore nello strato:

- flusso di calore sensibile al suolo;
- calore che entra dall'alto.

ipotesi: flussi di calore variano linearmente con la quota.

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial T} = \frac{1}{z_i} (\overline{w'\theta'_s} - \overline{w'\theta'_{z_i}})$$

$$\Rightarrow \frac{\partial z_i}{\partial t} = \frac{1}{\gamma \cdot z_i} (\overline{w' \theta'_s} - \overline{w' \theta'_{z_i}})$$

↑

flusso
calore
suolo

↑

flusso
calore
alto

Si assume $\overline{w' \theta'_{z_i}} = 0$, quindi $\frac{dz_i}{dt} = \frac{1}{\gamma \cdot z_i} \overline{w' \theta'_s}$

allora si integra nella quota e nel tempo

$$\int z_i dz_i = \int \frac{1}{\gamma} \overline{w' \theta'_s} dt$$

$$\frac{z_i^2(t_2)}{2} - \frac{z_i^2(t_1)}{2} = \frac{H}{\gamma} (t_2 - t_1) \quad \text{dove } H = \text{flusso di calore } (\overline{w' \theta'_s})$$

↳ quote del CBL al
tempo successivo

$$z_i(t_2) = \sqrt{z_i^2(t_1) + \frac{2H}{\gamma} (t_2 - t_1)}$$

* con flusso dall'alto (20% del suolo)

$$z_i(t_2) = \sqrt{z_i^2(t_1) + \frac{2,4H}{\gamma} (t_2 - t_1)}$$

EFFETTI CIRCOLAZIONE FORBATA TERMICAMENTE

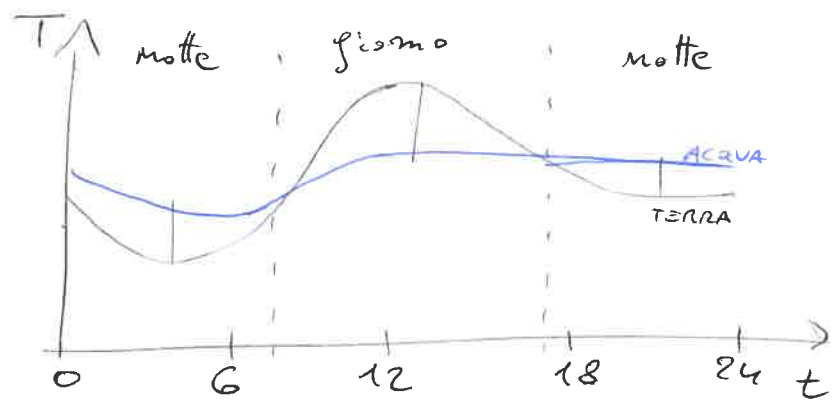
(8)

↳ scale locale o Mesoscale
 ↳ brezze acqua-terra
 ↳ venti di valle / pendio

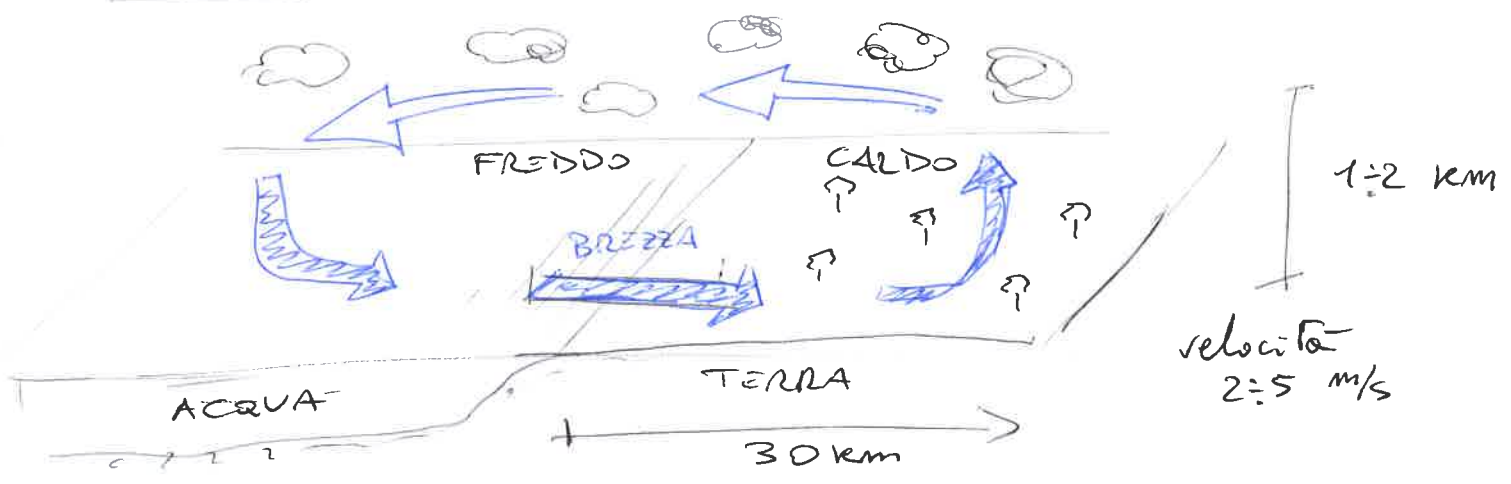
Dovuti alla differenza di temperatura per orografia eterogenea.

BREZZE

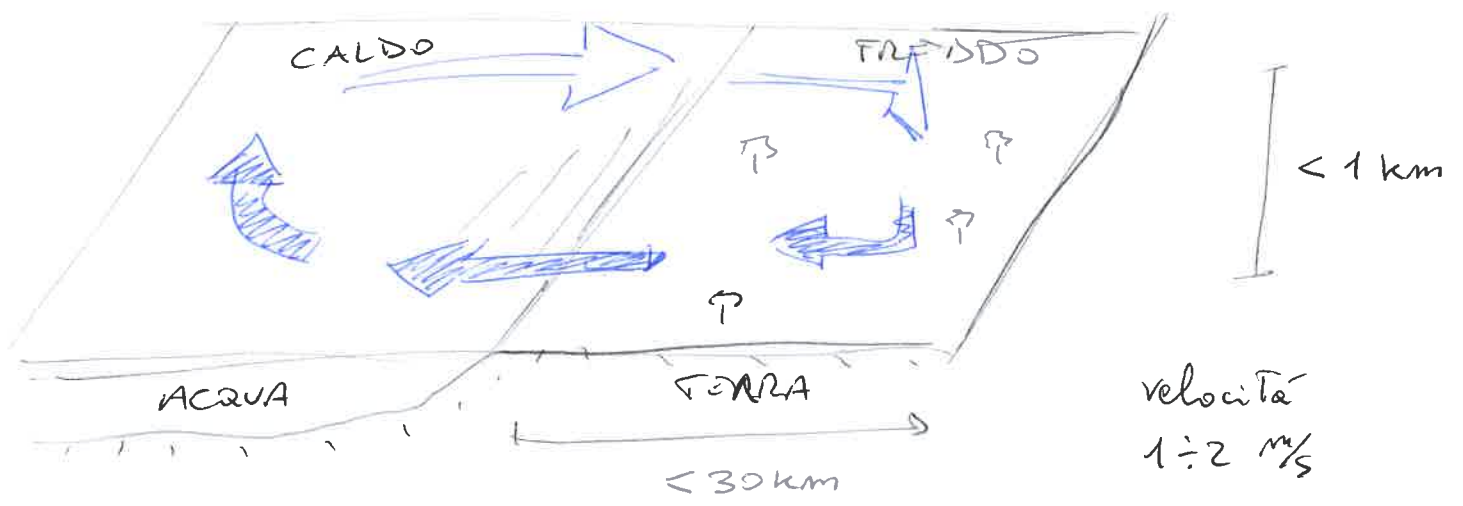
L'acqua ha un'escursione termica ridotta durante la giornata



GIORNO $T_{terra} > T_{H_2O}$



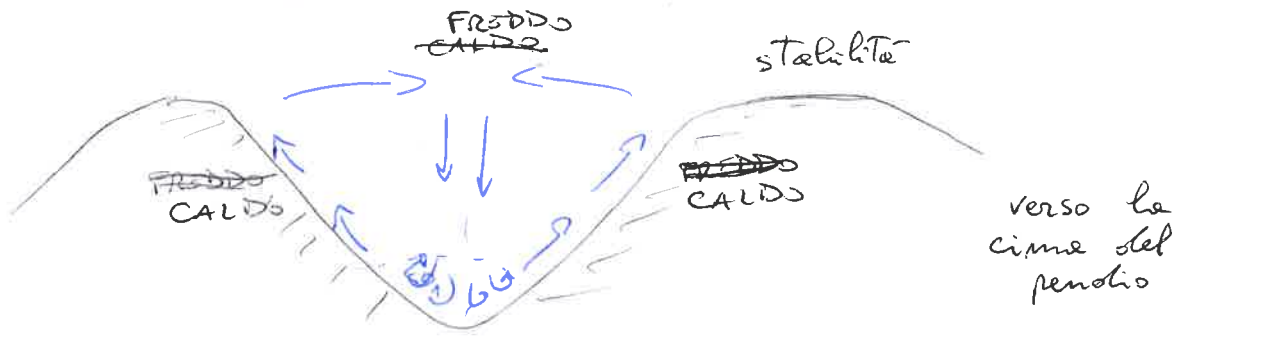
NOTTE $T_{H_2O} > T_{terra}$



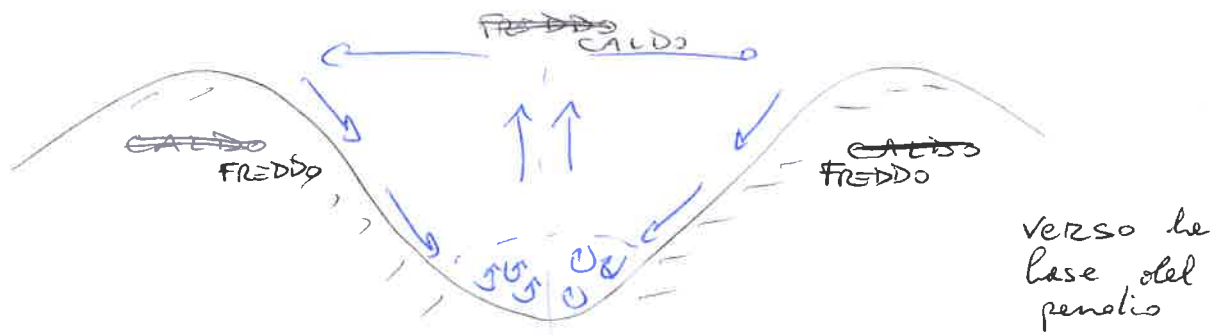
VENTI DI PENDIO

differente riscaldamento / raffreddamento dell'aria sopra i versanti della valle rispetto all'aria posta alla stessa quota al centro della valle.

GIORNO → up-slope $T_{aria} > T_{suolo}$



NOTTE → down-slope $T_{aria} < T_{suolo}$



VENTI DI VALLE

differente temperatura tra l'aria nella valle e l'aria alla stessa quota sopra la pianura.

GIORNO → up-valley $T_{valle} > T_{piana}$



NOTTE → down-valley $T_{valle} < T_{piana}$

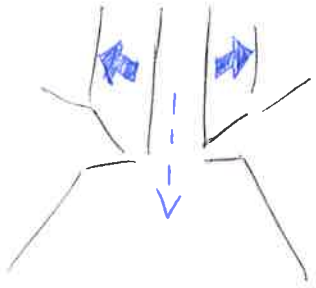


24
MECCANISMI

- (TAF) fattore Topografico
- convezione del vento
- riscaldamento maggiore del suolo di giorno

CICLO GIORNALIERO

ALBA



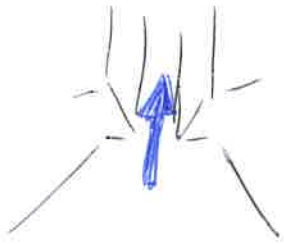
MATTINA



MEZZOGIORNO



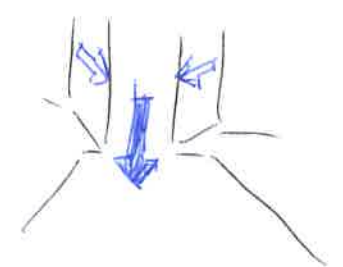
POMERIGGIO



SERA



NOTTE



* Nelle ore notturne si ha maggiore differenza di temperature nello sbocco di valle → vento forte verso la pianura. → Jet notturno

* Forte influenza dell'attrito del suolo del pendio, il vento massimo si ha al centro della valle, in quota.

Δ La differenza di temperatura tra suolo e aria e tra terra e acqua porta ad una differenza di pressione

(CALDO → bassa pressione
FREDDO → alta pressione

↳ vento da alta a bassa pressione

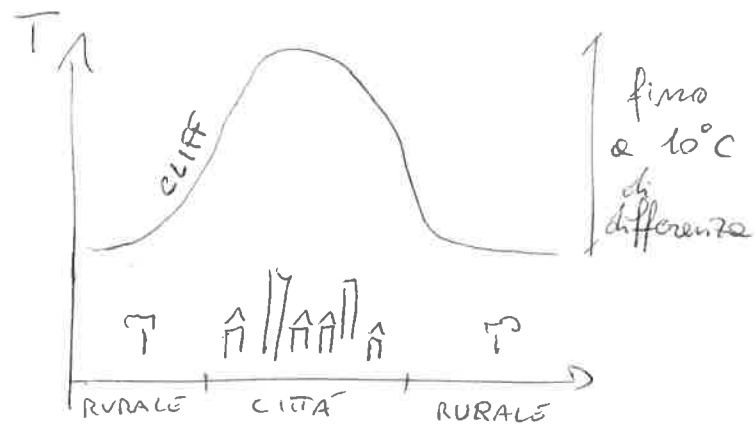
EFFETTI AREE URBANE

(8)

• ISOLA DI CALORE URBANA: la temperatura in città è più elevata rispetto alle aree urbane circostanti, causato dal bilancio energetico

$$Q^* + Q_F = Q_H + Q_E + \Delta Q_S + \Delta Q_A$$

\downarrow ORIGINE ANTROPICA \downarrow CAL SENSIBILE \downarrow CAL LATENTE \downarrow IMMAGAZZINATO \sim AVVEZIONI



Si assorbe molto calore di giorno, conservandolo di notte; a cause di

- traffico veicolare,
- riscaldamento città e raffreddamento vegetazione,
- industrie,
- metabolismo umano.

=> Massima differenza è la notte, dove la temperatura in campagna scende molto, ma in città scende poco.

Per caratteristiche fisiche l'umidità relativa è alta all'esterno, mentre l'aria è secca all'interno della città.

→ L'effetto urbano è misurato dall'INTENSITÀ, ovvero la differenza di temperatura tra un punto al centro città ed uno al di fuori.

• HEATING DEGREE DAY (HDD) sistema del fabbisogno di riscaldamento di un'abitazione.

$$T^{\circ} \text{ riferim.} - T^{\circ} \text{ media giorno} = x$$

nell'anno $\sum_{i=1}^{365} x_i = \text{HDD}$

(opposto al CDD del raffreddamento)

25 MITIGAZIONE ISOLA DI CALORE

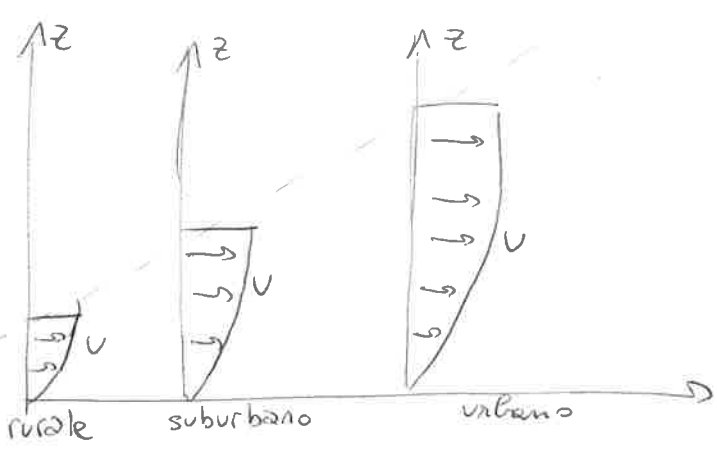
Aumento evaporazione
 Aumento riflettività suoli

- alberi e vegetazione
- tetti verdi
- tetti freddi (~~estivi~~)
- pavimenti freddi

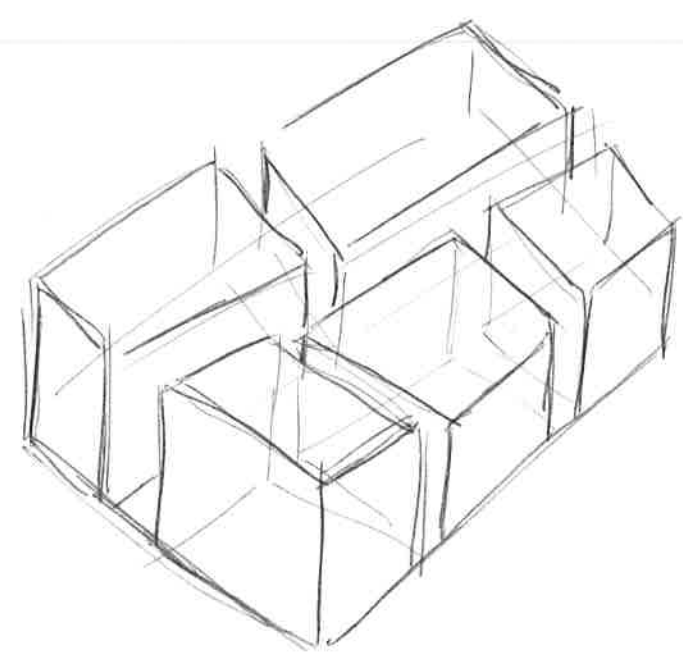
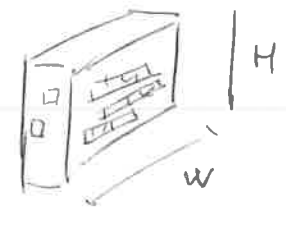
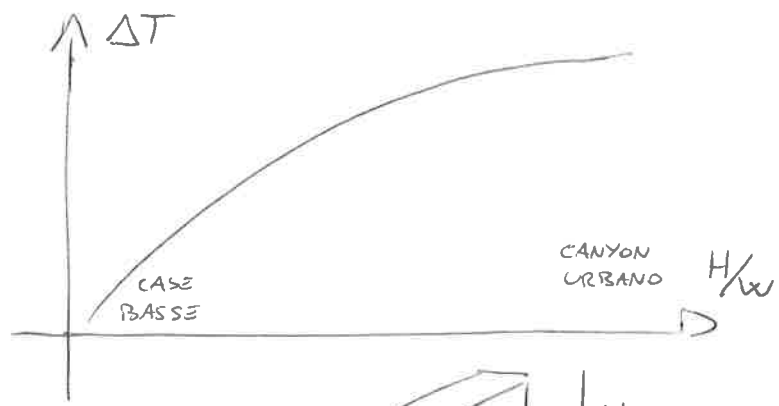
↳ Distinguere la stagionalità perché il guadagno è in funzione del clima, oltre che il caldo estivo e il freddo invernale.

+ EFFETTO BARRIERA del VENTO

CANYON URBANO per la micrometeorologia, strade strette ed edifici alti



- ristagno inquinanti
- aumento temperature intorno



CANYON URBANO

→ venti lungo la visibilità, ristagno inquinanti, ombreggiamento durante le ore diurne.

I modelli meteorologici si distinguono tra loro per capacità di calcolo e metodologia - È necessario trovare il compromesso tra ACCURATEZZA e TEMPISTICHE di calcolo, in base all'area di studio ed allo scopo.

⇒ Equazioni di stato dei gas con caratteristiche fisiche come variabili.

Spazio e tempo vengono DISCRETIZZATI, per creare modelli alle differenze finite: ~~maggiore~~ maggiore ~~risoluzione~~ discretizzazione aumenta l'accuratezza, ma allunga la Tempistica di calcolo.

* Se la rete è complessa su larga scala, non si possono considerare tutte le microvariabili locali.

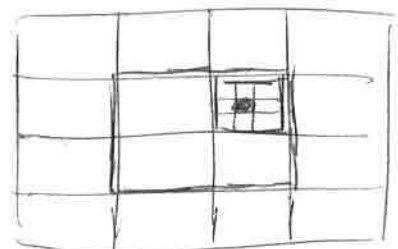
↳ PARAMETRIZZAZIONI: serie di leggi basate su misure sperimentali che risolvono i fenomeni trascurati del modello economico.

⚠ Errori su piccola scala possono amplificarsi sulle scale più large. Quindi bisogna avere accortezza e trascurare la turbolenza.

modello meteorologico $\left\{ \begin{array}{l} \text{globale: visione di ampia scala} \\ \text{locale: risoluzione su piccola scala} \end{array} \right.$

↳ tecnica del NESTING dalla scala globale alla scala locale per domini consecutivi.

In genere ogni dominio è 3 volte il successivo



LAM = Local Area Model (scala locale)

Il dominio inferiore calcola con più accuratezza del precedente, prendendone le condizioni al contorno.

mod. globali: ECMWF, GFS, UKMO, GEM...

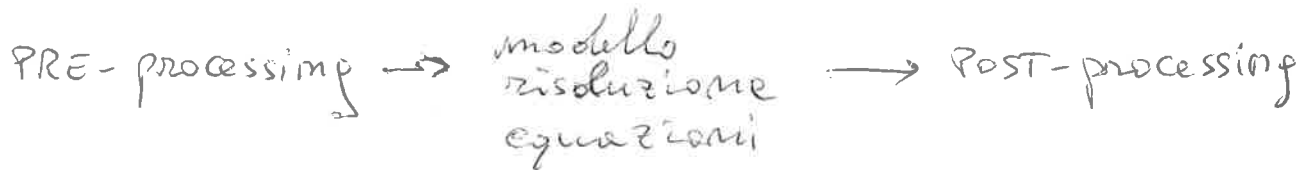
mod. locale: COSMO, WRF, BOLAM, MOLOCH...

La differenza maggiore è che i modelli globali tengono conto dei moti planimetrici ed in quota, mentre i modelli locali studiano anche le variazioni sulla verticale e gli effetti di suolo (nello strato limite atmosferico).

Le condizioni iniziali sono date dalle misurazioni in siti/stazioni, specifici con sondaggi e satelliti.

In una PREVISIONE si ha un grado di incertezza crescente col passare del tempo, quindi si parla di probabilità.

L'analisi è data dalla successione di passaggi in un modello:



ESEMPIO modello

GEOGRAPH DATA

→ GEOGRID
definisce domini spaziali (dati statici)

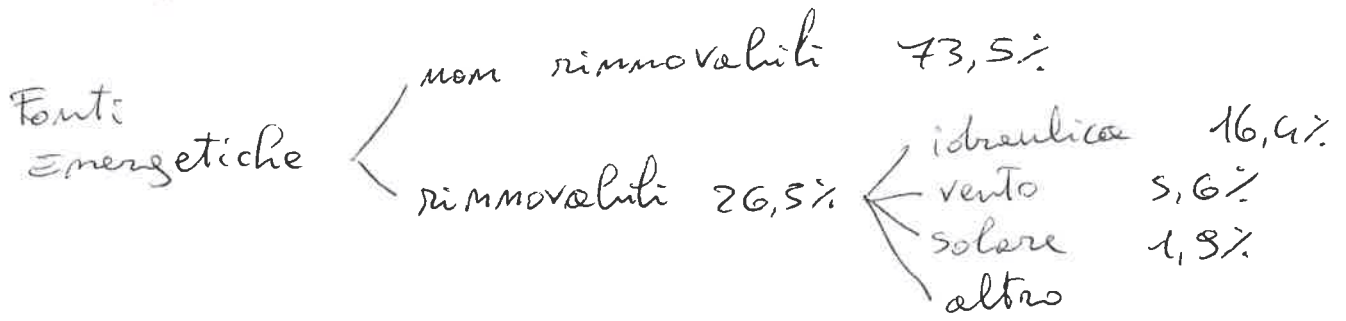
METEOROLOGIC GLOBAL DATA

→ UNGRIB
condizioni al contorno che odette la griglia

→ REAL → WRF locale
interpola dati meteo sulle griglia

ENERGIE RINNOVABILI

(11)



Energie solare ed eolico sono a fonte non costante, quindi necessitano di una previsione energetica in funzione delle fonti (vento e sole).

previsione del vento \rightarrow parco eolico
previsione del sole \rightarrow parco solare

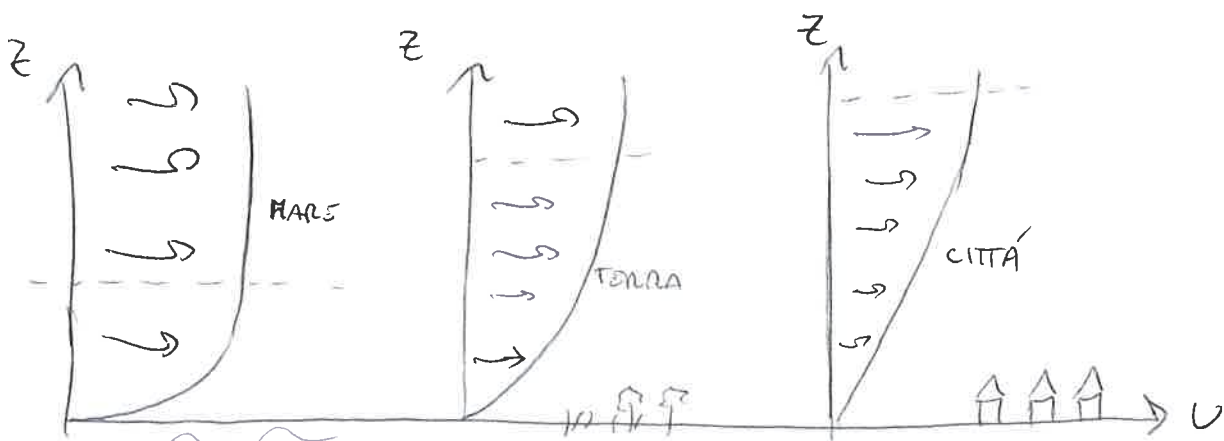
POTENZIALE EOLICO

Sulla scala globale si studia il vento geostrofico dato dalle differenze di pressione, più intenso sugli oceani e tra celle Polari e di Ferrel.

La valutazione viene fatto con la tecnica del NESTING, dalla scala globale alla scala più locale, che considera i fenomeni orografici e di turbolenza.

\Rightarrow ogni sito necessita di una valutazione caso per caso.

Il mare ha una scabrezza minima, aumenta sul terreno ed è massima nell'area urbana.



Teoria della similitudine (Monin e Obukhov)

metodo di valutazione del vento con teorie empiriche di misurazione, nello strato limite atmosferico.

variabili rilevanti \rightarrow variabili in gruppi adimensionali \rightarrow condurre misure \rightarrow fitte curve empirica tra gruppi adimensionali

\rightarrow altezza rugosità superficiale $z_0 \rightsquigarrow \frac{z}{z_0}$

\rightarrow velocità attrito $u_* \rightsquigarrow \frac{\bar{u}}{u_*}$

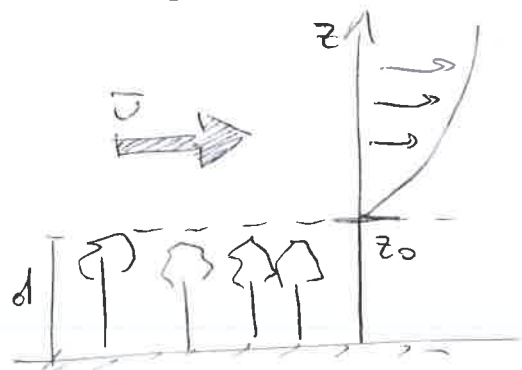
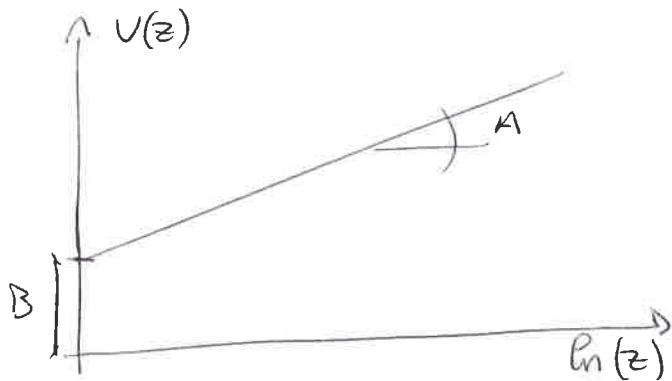
$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad \text{andamento logaritmico}$$

\Rightarrow regressione lineare della curva fittizia

$$U(z) = \frac{u_*}{k} \ln(z) - \frac{u_*}{k} \ln(z_0) = A \cdot \ln(z) + B$$

quindi $\begin{cases} B = -\frac{u_*}{k} \ln(z_0) \\ A = \frac{u_*}{k} \end{cases}$

risulta $z_0 = e^{-\frac{kB}{u_*}}$



Con vegetazione si valuta un displacement height d

quindi $\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right)$

Δ Gli effetti termici in funzione alla stabilità atmosferica influenzano la turbolenza -

- parametro di galleggiamento $\frac{\rho}{\rho_0}$
 - flusso di calore sensibile $H_0 = \rho C_p \overline{w'\theta'}$
- se $\begin{cases} H_0 > 0 & \text{verso l'alto} \rightarrow \text{instabile} \\ H_0 < 0 & \text{verso il basso} \rightarrow \text{stabile} \end{cases}$

• lunghezza di Obukhov $L = - \frac{\overline{\theta'v'^3}}{k \cdot g (\overline{w'\theta'})_s}$

se $\begin{cases} L < 0 & \text{instabile} \\ L > 0 & \text{stabile} \end{cases}$

Dagli effetti turbolenti atmosferici si ha una correzione della funzione sperimentale

$$\frac{\overline{U}}{U_*} = \frac{1}{k} \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + \Psi M\left(\frac{z}{L}\right) \right] \rightarrow \text{termine variabile in funzione delle condizioni}$$

Atlanti del Vento

Primo strumento di valutazione di un'area, con diverse risoluzioni per la scala (Europea / Italiana)

output \leftarrow mappe \leftarrow velocità su diverse alture
 coefficienti medi
 frequenze delle velocità

Gli atlanti del vento applicano una generalizzazione dei dati al suolo (non realistico) -

EUROPEAN WIND ATLAS (1980):

1. misure stazioni meteorologiche
2. modo empirico di descrizione orografica
3. climatologia vento sito specifico

ITALIAN WIND ATLAS (del CESI):

1. scala locale per simulare il vento a più quote
2. analisi misure al suolo
3. adattamento simulazione alle misure al suolo

modelli \rightarrow DIAGNOSTICO: conservazione della massa, nesting dalla scala ampia alla scala locale, senza fenomeni di turbolenza (passato) -

\hookrightarrow PROGNOSTICO: downscaling fino a rete molto fitta, relativa ai dati misurati - (previsione futura)

Le METODOLOGIE di approccio sono diverse e sempre più accurate, grazie allo sviluppo dei software di calcolo:

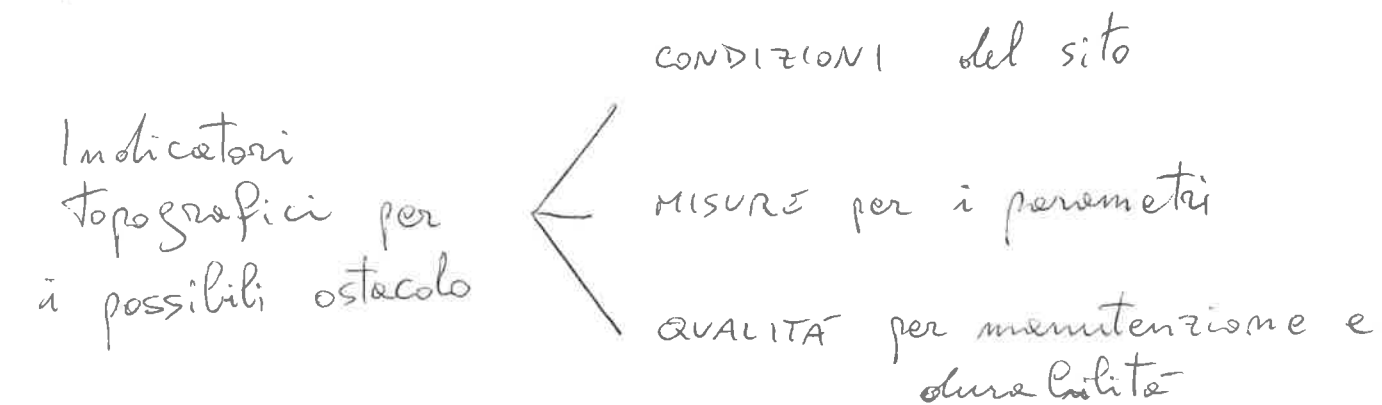
- generalizzazione osservazione,
- downscaling statistico con simulazioni,
- downscaling dinamico a grande scala,
- combinazione downscaling,
- downscaling dinamico con dati osservati.

Si può trovare la relazione del vento globale sul vento locale, grazie all'adattamento del dataset su grande scala alle condizioni locali. Il metodo è veloce ma approssimato.

Per la previsione futura, si adottano le misure locali alla modellistica degli eventi passati, correggendo l'errore di previsione della scala ampia.

Risorse eolica
La valutazione energetica della risorsa eolica segue i passaggi (downscaling):

1. identificazione preliminare dell'area,
2. misure di verifiche dell'area,
3. analisi risorsa per ottimizzare il progetto del parco.



Bisogna conoscere il vento a quote diverse per capire l'andamento verticale e valutare la rugosità del terreno.

Il monitoraggio e raccolta dati prevede l'uso degli anemometri con parametri di umidità relativa, radiazione solare globale, velocità del vento ~~su~~ lungo la verticale, gradiente di temperatura e pressione atmosferica -

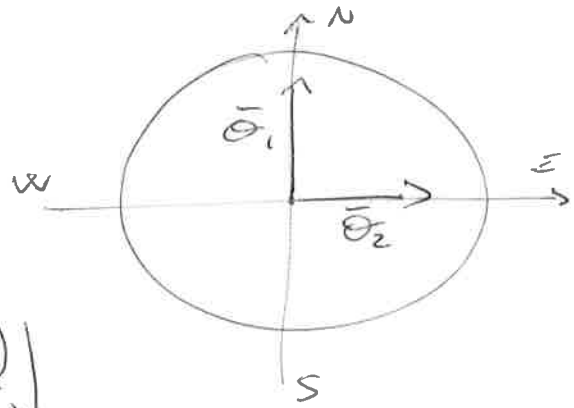
Richiedono manutenzione e controllo per evitare dati falsati - Effetto di ICING dei rilevatori: vento nullo per troppo tempo è improbabile, succede se il rilevatore si congela -

=> si registrano dati per almeno un anno con 80% di dati eccettabili -

ANALISI dei VENTI

velocità media

$$\bar{V}_e = \frac{1}{n} \sum_i^n v_i$$



direzione venti:

$$\bar{\theta}_0 = \arctg\left(\frac{\left(\frac{1}{n} \sum_i^n \sin\theta_i\right)}{\left(\frac{1}{n} \sum_i^n \cos\theta_i\right)}\right)$$

$$\neq \arctg\left(\frac{\bar{\theta}_1}{\bar{\theta}_2}\right)$$

Dalla velocità si trova la potenza della turbolenza

$$\bar{V}_3 = \left(\frac{1}{n} \sum_i^n v_i^3\right)^{1/3} \quad \rightarrow \quad \bar{P} = \frac{1}{2} \rho A_0 \frac{1}{n} \sum_i^n v_i^3 = \frac{1}{2} \rho A_0 \bar{V}_3^3$$

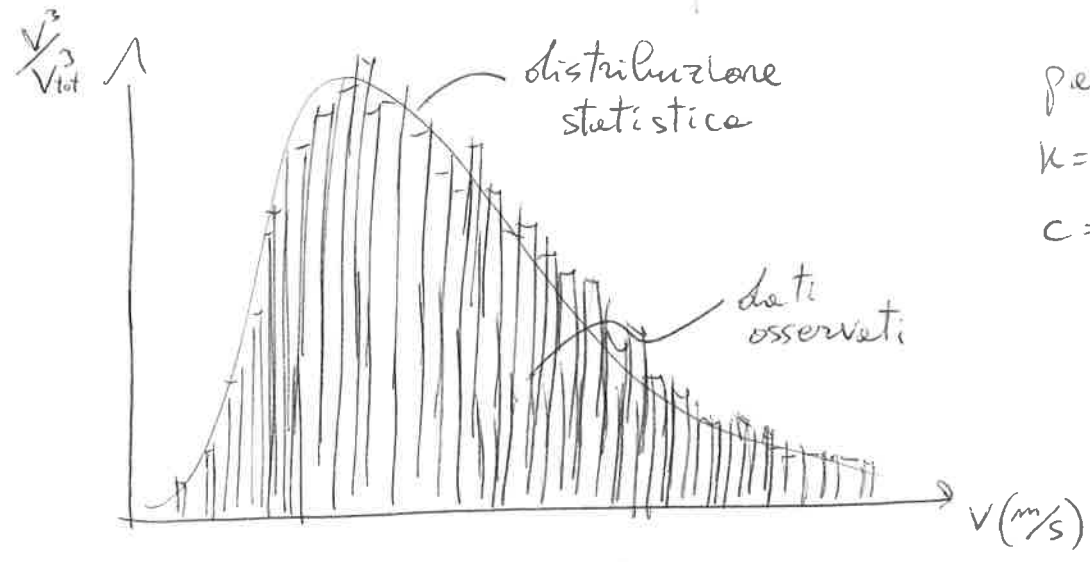
Velutazione delle velocità registrate con distribuzioni di probabilità Gaussiane

Distribuzione di Weibull

$$f_w(v) = \frac{k}{c} \left(\frac{v}{c}\right)^{k-1} \cdot \exp\left[-\left(\frac{v}{c}\right)^k\right]$$

distribuzione di Rayleigh

$$f_r(v) = \frac{\pi v}{2\sqrt{v^2}} \cdot \exp\left[-\frac{\pi}{2} \left(\frac{v}{v_0}\right)^2\right]$$



parametri
 k = forma
 c = scala

velocità medie calcolata

$$\bar{v} = \int_0^{\infty} v \cdot f_w(v) dv = \int_0^{\infty} v \cdot \frac{k}{c} \left(\frac{v}{c}\right)^{k-1} \exp\left[-\left(\frac{v}{c}\right)^k\right] dv =$$

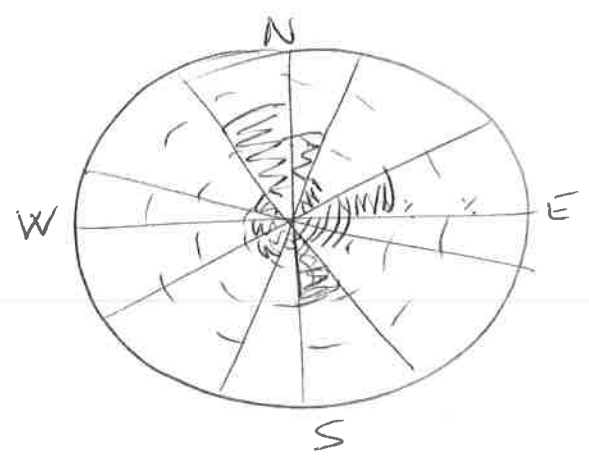
$$= c \int_0^{\infty} e^{-x} x^{1/k} dx = c \int_0^{\infty} e^{-x} x^{1/k} dx \Rightarrow \bar{v} = c \cdot \Gamma\left(1 + \frac{1}{k}\right)$$

Combinazione di parametri

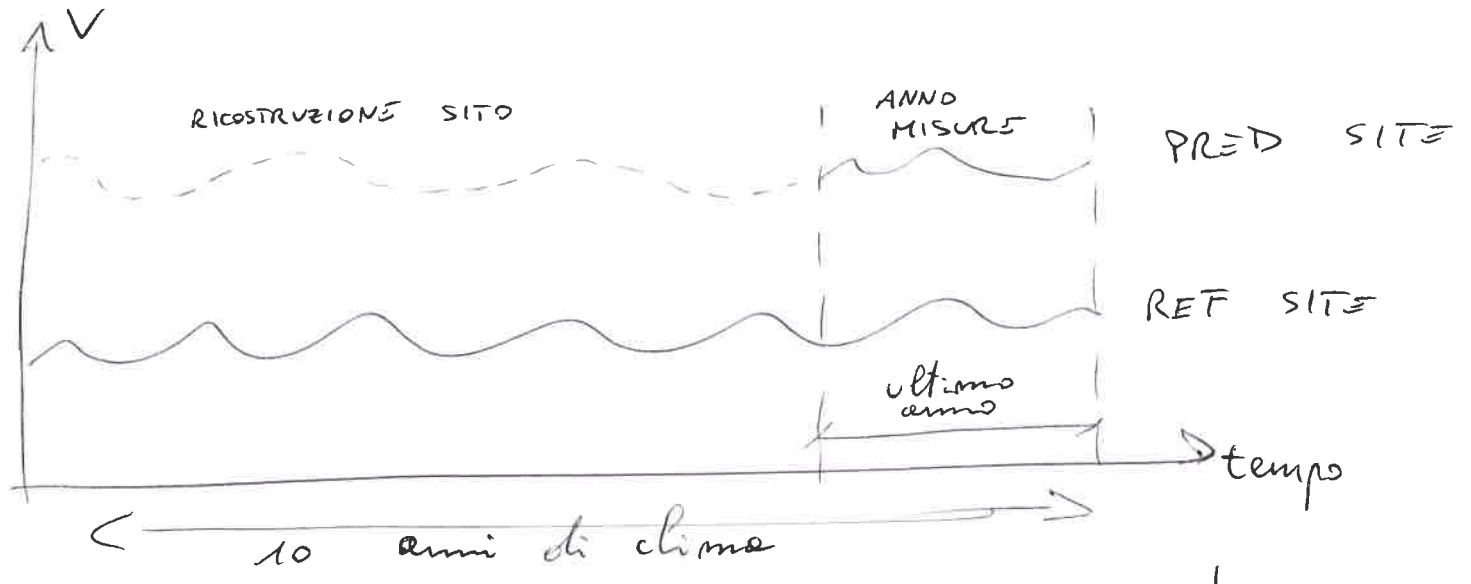
direzione + intensità

↳ ROSA dei VENTI

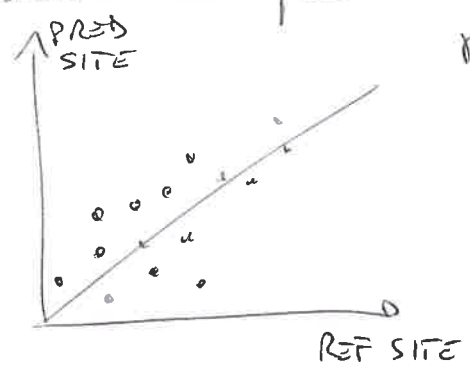
corrisponde la Rosa d'Energia dei venti.



Metodo Measure - Correlate - Predict (MCP)

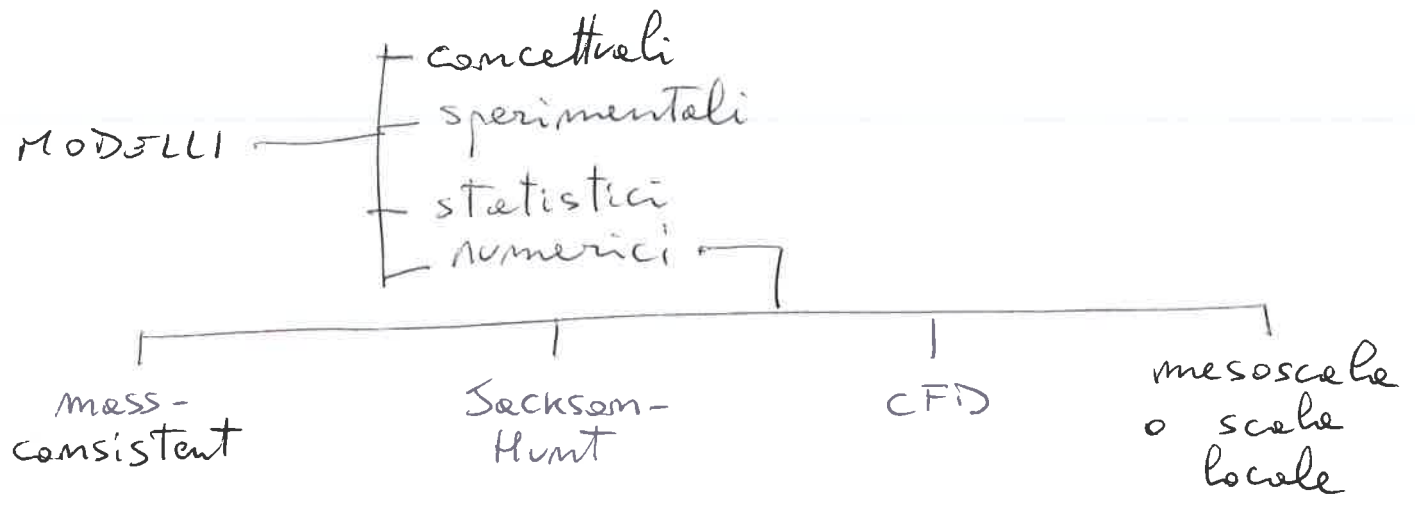


Analisi dell'ultimo anno di misure e ricostruzione del sito in funzione al Reference site - Correlazione statistica per adattare la ricostruzione -



$r^2 \rightarrow 1$ tecnica di regressione lineare per adattare il sito

→ Simulazione di software del campo di vento



Diversi modelli per metodo di analisi e accuratezza.

POTENZIALE SOLARE

La fonte energetica solare è utilizzata per energie elettrica, con il FOTOVOLTAICO, e per energie termica dell'acqua, con il TERMICO.

Come nella valutazione di un parco eolico, anche l'installazione del parco solare sarà soggetta alla previsione meteorologica futura per fonte discontinua -

Metodo Clear-Sky

Ipotesi cielo sereno, considerare solo l'orografia

- Modelli spettrali, valuta l'atmosfera divisa in molti livelli verticali;
- Modelli a banda unica, valuta l'atmosfera come unica fascia con trasmittanza rappresentativa (τ).

↳ RADIAZIONE DIRETTA (W/m^2)

$$B = S \cdot \epsilon \cdot \sin(h) \cdot \exp[-0,8862 \cdot T_L(AM2) \cdot m \cdot S_R(m)]$$

↳ RADIAZIONE DIFFUSA (W/m^2)

$$D = S \cdot \epsilon \cdot T_{01}[T_L(AM2)] \cdot F_d[h, T_L(AM2)]$$

coefficienti:

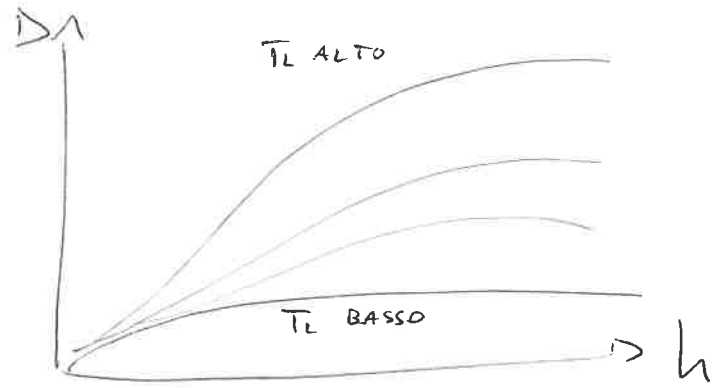
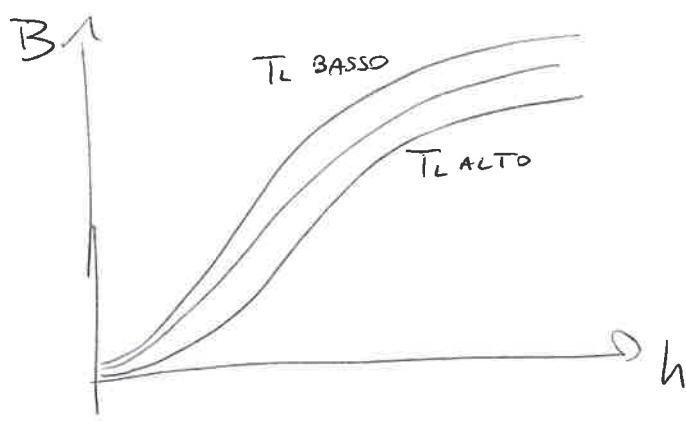
T_L : torbidità di Linke (da 2 a 6) alta ai poli e aria inquinata, basse all'equatore e aria limpida

$\tau \equiv \exp[-0,8862 \cdot T_L(AM2) \cdot m \cdot S_R(m)]$ trasmittanza

T_L dipende dall'Air Mass, che rappresenta l'irradiazione
 h = angolo del Sole ; ϵ = distanza terra-sole ; S = cost. solare
 m = relative optical AM ; $S_R(m)$ = spessore ottico integrale di Rayleigh

T_{rd} = funzione di Trasmissione delle radiazioni diffuse

F_d = funzione effetto dell'inclinazione d'elevazione solare



⇒ Modello ESRA (European Solar Radiation Atlas)

Atlanti diversi in base alla scala e alla risoluzione

ESRA 2000

clear-sky ESRA

MISURE SUOLO + SATELLITE

CLIMA '81-'80

RISOLUZ. 10km

PVGIS 2007

clear-sky r.sun

566 MISURE SUOLO

CLIMA '81-'80

RISOLUZ. 1km

PVGIS 2012 CMSAF

CMSAF model

MISURE SATELLITARI

CLIMA 88-2011

RISOLUZ. 2,5km

+ Atlanti a livello regionale fino alla risoluzione di 100m, su scala locale.

Metodo Real-Sky

Si prende in considerazione anche il clima.

⇒ Combinazione del modello clear-sky con la climatologia dei dati misurati al suolo.

$$k_c = \frac{GHI}{GHI_{cs}}$$



$$GHI = k_c \cdot GHI_{cs}$$

Global
Horizontal
Irradiation

stima di k_c tramite interpolatori geostatistici (kriging)

↳ valutazione dell'irradiazione reale dal modello clear-sky e kriging.

DISPERSIONE INQUINANTI (12)

La dispersione di inquinanti nell'aria avviene nello Boundary layer (strato limite atmosferico) e lo studio richiede due approcci diversi nello spazio (PBL):

- EULERIANO: divisione in griglia dello spazio in coordinate cartesiane, con metodi numerici statistici.
- LAGRANGIANO: ~~evoluzione~~ evoluzione del moto di una particella nel fluido.

APPROCCIO EULERIANO

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial(CU)}{\partial x} + \frac{\partial(CV)}{\partial y} + \frac{\partial(CW)}{\partial z} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) + R + S$$

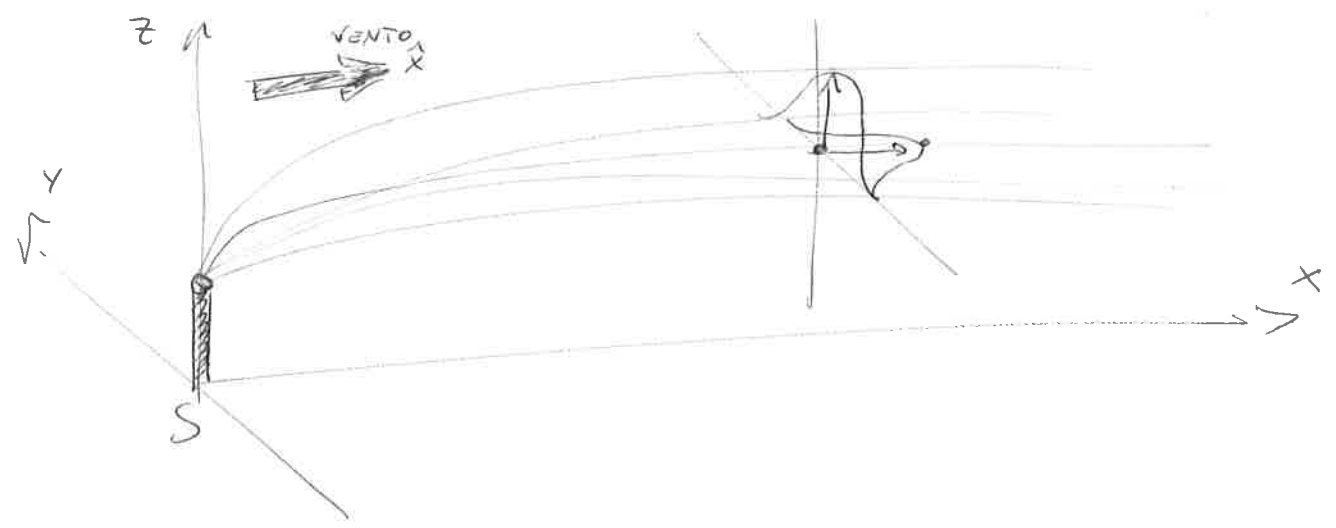
media di Reynolds $\rightarrow \frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} = K_x \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial z^2}$

semplificazione di moto unidirezionale dell'inquinante passivo con coefficienti dispersivi.

- D \rightarrow diffusività molecolare
- R \rightarrow cinetica chimica delle reazioni
- S \rightarrow Termine sorgente

Condizioni al centroso $\left\{ \begin{array}{l} T=0, \quad C(x,y,z)=0 \\ T \rightarrow \infty, \quad C(x,y,z)=0 \end{array} \right.$ Forma Gaussiana

$$C(x,y,z,t) = \frac{Q}{(4\pi t)^{3/2} \cdot (K_x K_y K_z)^{1/2}} \cdot \exp \left[-\frac{1}{4t} \left[\frac{(x-ut)^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y} + \frac{z^2}{K_z} \right] \right]$$



Del doppio profilo Gaussiano in \hat{y} e \hat{z} , si denota un massimo in $C(u, t, 0, 0)$ quindi vale

$$C_{(max)} = \frac{Q}{(4\pi t)^{3/2} (k_x k_y k_z)^{1/2}}$$

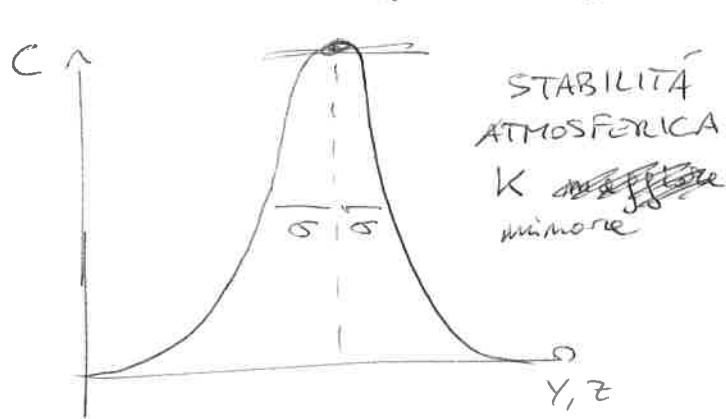
decrescendo con il tempo $t^{3/2}$

(IPOTESI di emissione in continuo di q [g/s] emessi, perde la dipendenza dal tempo.

$$C(x, y, z) = \frac{q}{2\pi \sigma_y \sigma_z U} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right)$$

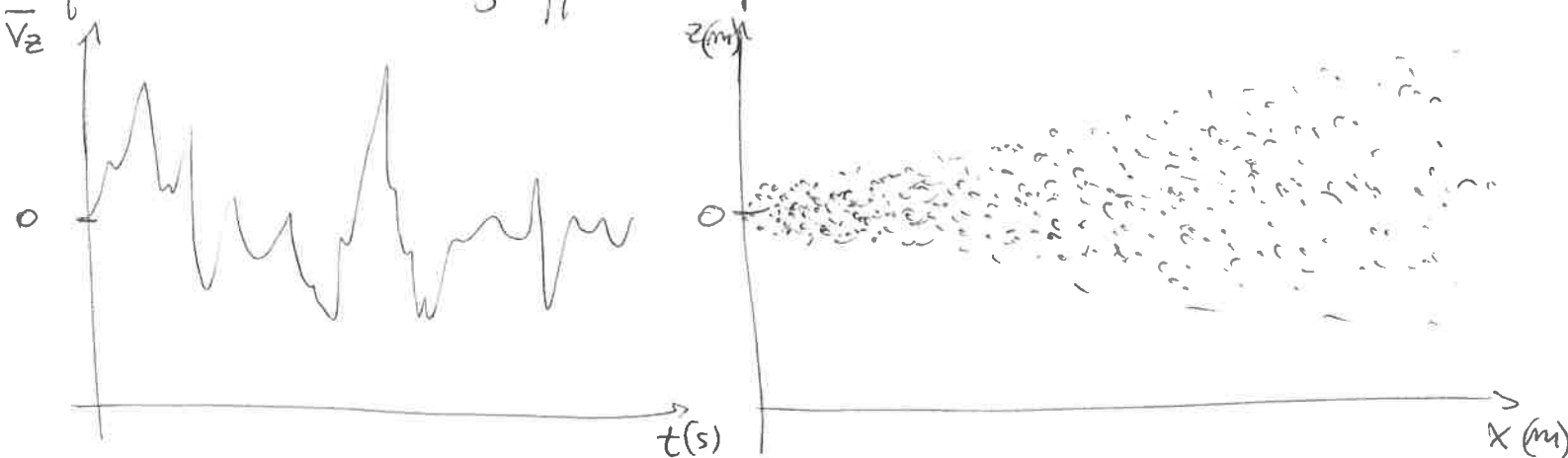
ampiezza delle curve

$$\begin{cases} \sigma_y = \left(\frac{2x}{U} k_y\right)^{1/2} \\ \sigma_z = \left(\frac{2x}{U} k_z\right)^{1/2} \end{cases}$$



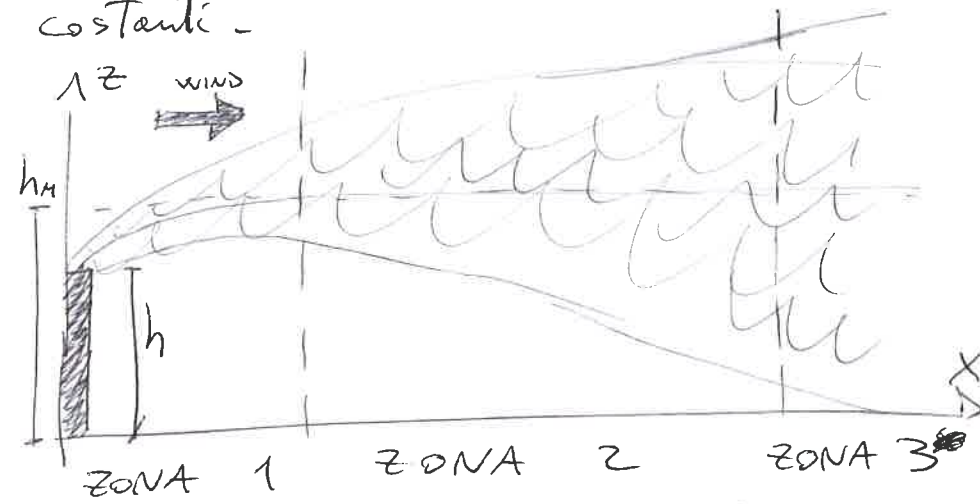
APPROCCIO LAGRANGIANO

Ipotesi della presenza di un numero elevatissimo di particelle nella troposfera del PBL - Si ricostruisce la distribuzione spatio-temporale delle concentrazioni di inquinante in termini di proprietà statistiche degli spostamenti di gruppi di particelle rilasciate nel fluido.



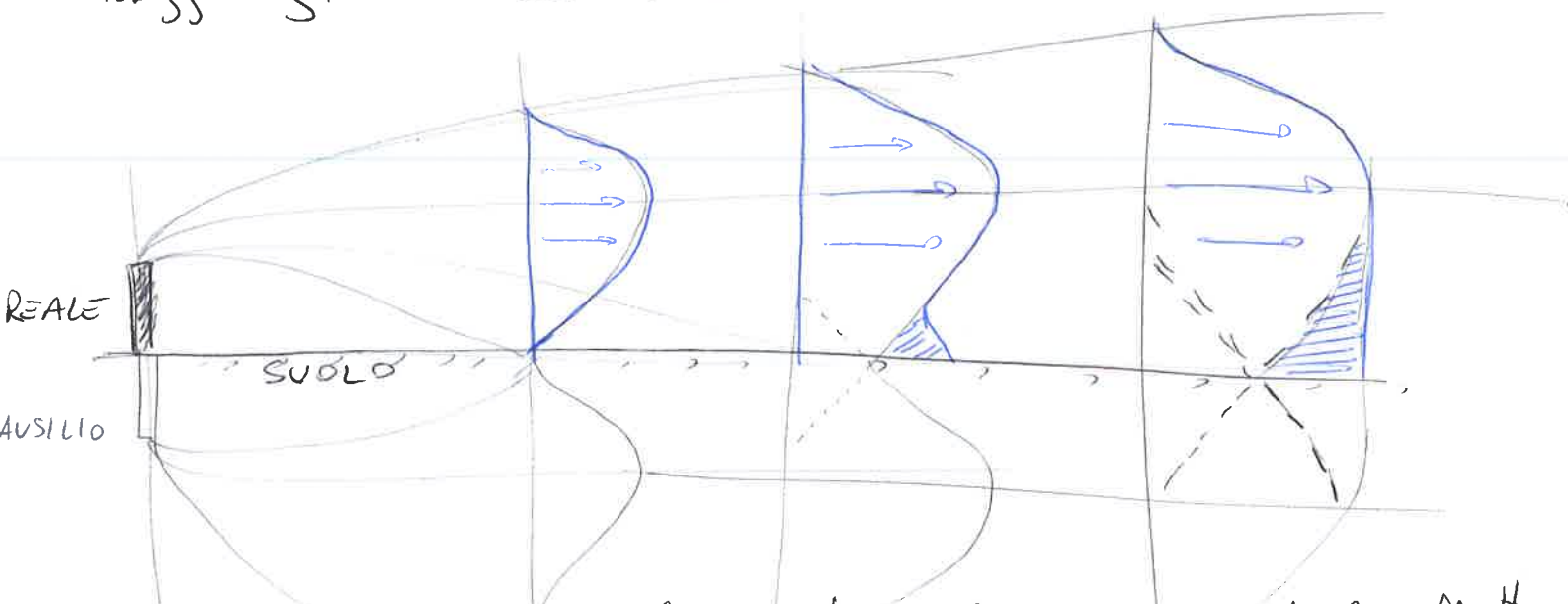
Modello Gaussiano Plume (e pennacchio)

È un modello stazionario semplice e più utilizzato, ma necessita di orografia semplice, non considera le reazioni chimiche e ha bisogno di condizioni meteo costanti.



Si distinguono
3 zone del pennacchio lungo \hat{x}

- ZONA 1: ascensionale, il plume va in verticale fino a raggiungere la quota media h_m .
- ZONA 2: trasporto, il pennacchio si allarga con andamento gaussiano in \hat{y} e \hat{z} .
- ZONA 3: riflessione, il plume tocca il suolo e si riflette verso l'alto, allo stesso modo del raggiungimento del PBL.



La riflessione al suolo porta alla somma degli effetti di più sorgenti, quindi ad una modifica dell'andamento del Plume.

↳ La turbolenza atmosferica interregisce nella valutazione dell'ampiezza delle curve σ_y e σ_z .

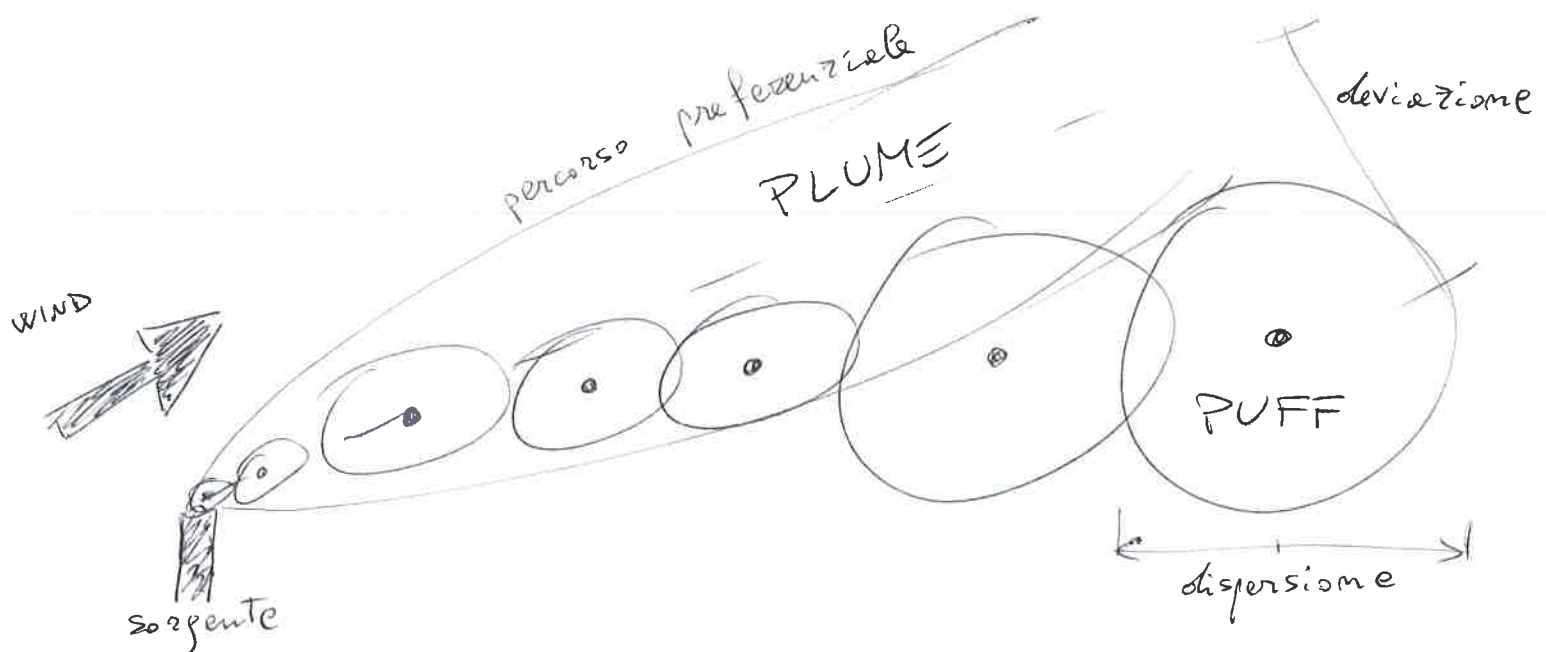
$$\sigma_y = t \left(\underbrace{\frac{0,25 W_*^2}{1 + 0,8 \frac{x W_*}{h U}}}_{\text{Turbolenza convettiva}} + \underbrace{U_*^2}_{\text{effetto meccanico}} \right)^{1/2} \quad \text{con } W_*^3 = g(\overline{w'\theta'})_0 \frac{h}{\overline{\theta_v}}$$

Modelli Puff (sluffo)

Ipotesi di emissione in successione di sluffi di gas da una sorgente puntuale - Il puff emesso evolve indipendentemente nello spazio e nel tempo, in base alle condizioni meteorologiche medie e alla turbolenza -

Nell'evoluzione del Puff risiedono due fenomeni:

- il vento medio impone una direzione preferenziale secondo l'approccio Lagrangiano,
- la dispersione e deviazione sono cause dell'approccio Euleriano, grazie all'effetto turbolento.



=> Modello CALPUFF
di U.S. EPA

Dimostrazione Formula di Stefan-Boltzmann



$$F = \int_0^{\infty} \pi \cdot B_{\lambda}(T) d\lambda$$

↑
intensità di radiazione
del corpo nero
flusso di radiazione

Legge di Planck $B_{\lambda}(T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\pi (e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1)}$

con $\begin{cases} C_1 = 3,74 \cdot 10^{-16} \text{ Wm}^2 \\ C_2 = 1,45 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K} \\ \lambda = \frac{2897}{T} \end{cases}$

$$\hookrightarrow F = \int_0^{\infty} \pi B_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} d\lambda$$

Cambio variabili

$x = \frac{C_2}{\lambda T}$ quindi $\begin{cases} \lambda = \frac{C_2}{x \cdot T} \\ d\lambda = -\frac{C_2}{T} \frac{dx}{x^2} \end{cases}$

$$\Rightarrow = \int_0^{\infty} \frac{C_1 \left(\frac{C_2}{xT}\right)^{-5}}{e^x - 1} \left(-\frac{C_2}{T}\right) \frac{dx}{x^2} = - \int_0^{\infty} \frac{C_1 C_2^{-5} x^5 T^5 \cdot C_2}{(e^x - 1) T x^2} dx =$$

costanti fuori dall'integrale

$$= - \frac{C_1}{C_2^4} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3}{(e^x - 1)} dx = + \frac{C_1}{C_2^4} T^4 \frac{\pi^4}{15}$$

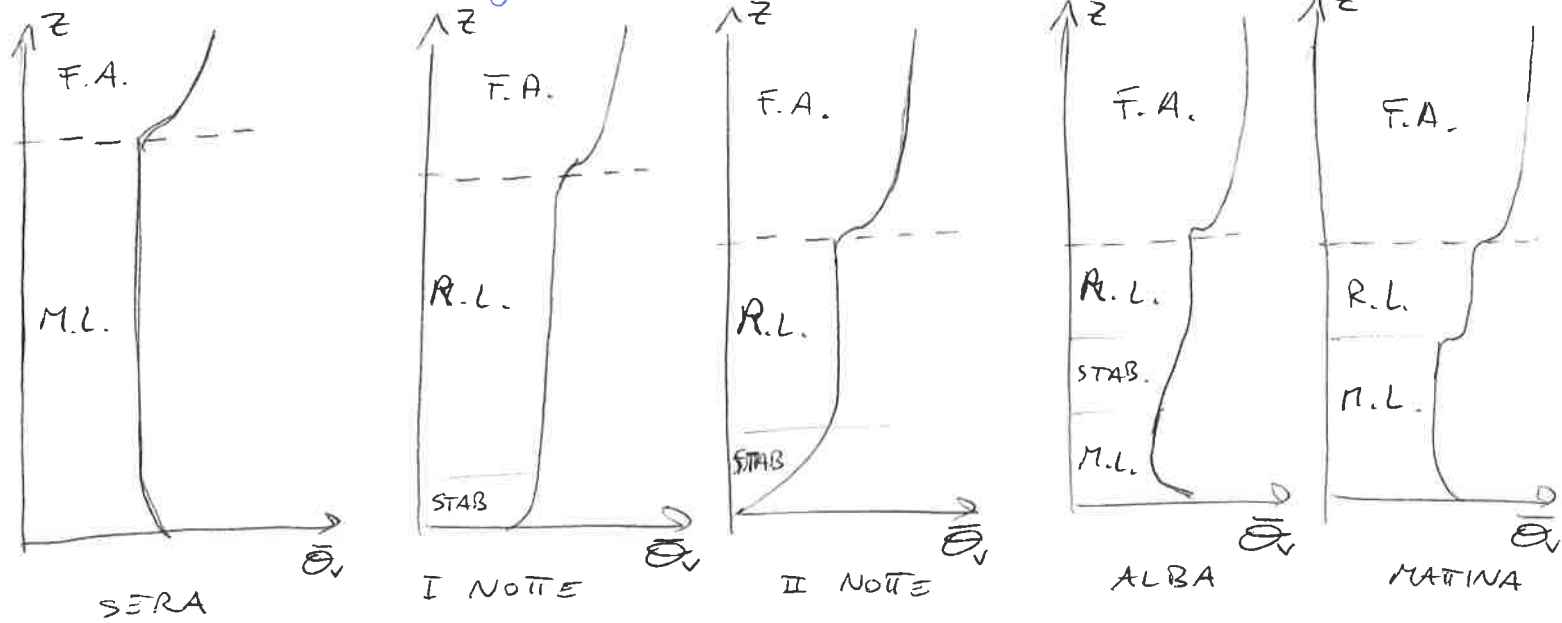
$$\hookrightarrow F = + \frac{C_1 \pi^4}{C_2^4 15} T^4 \Rightarrow \boxed{F = \sigma T^4}$$

costante di Boltzmann

con $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}$

F = flusso di energia sulla superficie, fortemente dipendente dalla temperatura

Evoluzione nel giorno del boundary layer



GEOPOTENZIALE (meteo.web.eu)

Con il termine **GEOPOTENZIALE** nella meteorologia sinottica si intende l'energia necessaria che occorrerebbe spendere contro la forza di gravità per portare una massa d'aria unitaria dal suolo (geopotenziale nullo) fino ad una certa altitudine. L'altezza di geopotenziale si ottiene dal rapporto tra il geopotenziale e la forza di gravità media al livello del mare. Se l'aria è costretta a salire verso l'alto, allontanandosi dalla Terra, viene spesa dell'energia per vincere la forza retroattiva. Il geopotenziale rappresenta l'energia necessaria che serve per spostare verso l'alto una massa d'aria unitaria. L'altezza di geopotenziale è direttamente correlata. Se l'aria viene fatta salire a circa 5500m (500hPa) occorrerà una determinata energia per farla arrivare a tale altezza. Pertanto la pressione dell'aria stessa sarà di certo inferiore rispetto a quanto essa era al suolo. In tal modo vengono rappresentate carte di altezza di geopotenziale alle varie quote in cui vengono tracciate isolinee che uniscono punti altimetrici in cui si vengono a determinare uguali pressioni a quella stessa quota.

Trasformazioni adiabatiche

se un certo volume d'aria si innalza, è soggetto ad una pressione che diminuisce con la quota. Esso subisce un'espansione. Se la massa d'aria ascende, per effetto della turbolenza, non si mescola subito con l'aria ambiente, essa scambia pochissimo calore con il mezzo circostante a causa della cattiva conducibilità calorifica dell'aria. L'espansione è in pratica adiabatica. Se l'aria discende, subisce una compressione adiabatica.

Nei bassi strati dell'atmosfera il raffreddamento o il riscaldamento adiabatico dovuti alla salita o alla discesa di una massa d'aria, se non interviene nessun fenomeno di condensazione o evaporazione, è di $10 \text{ }^\circ\text{C}/\text{km}$.

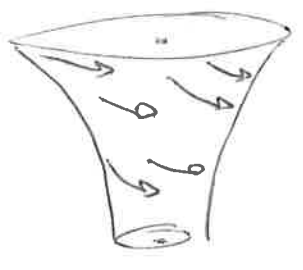
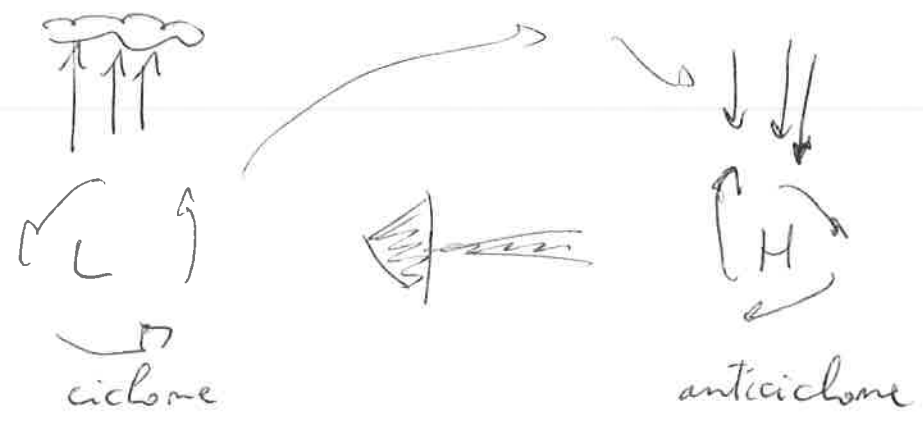
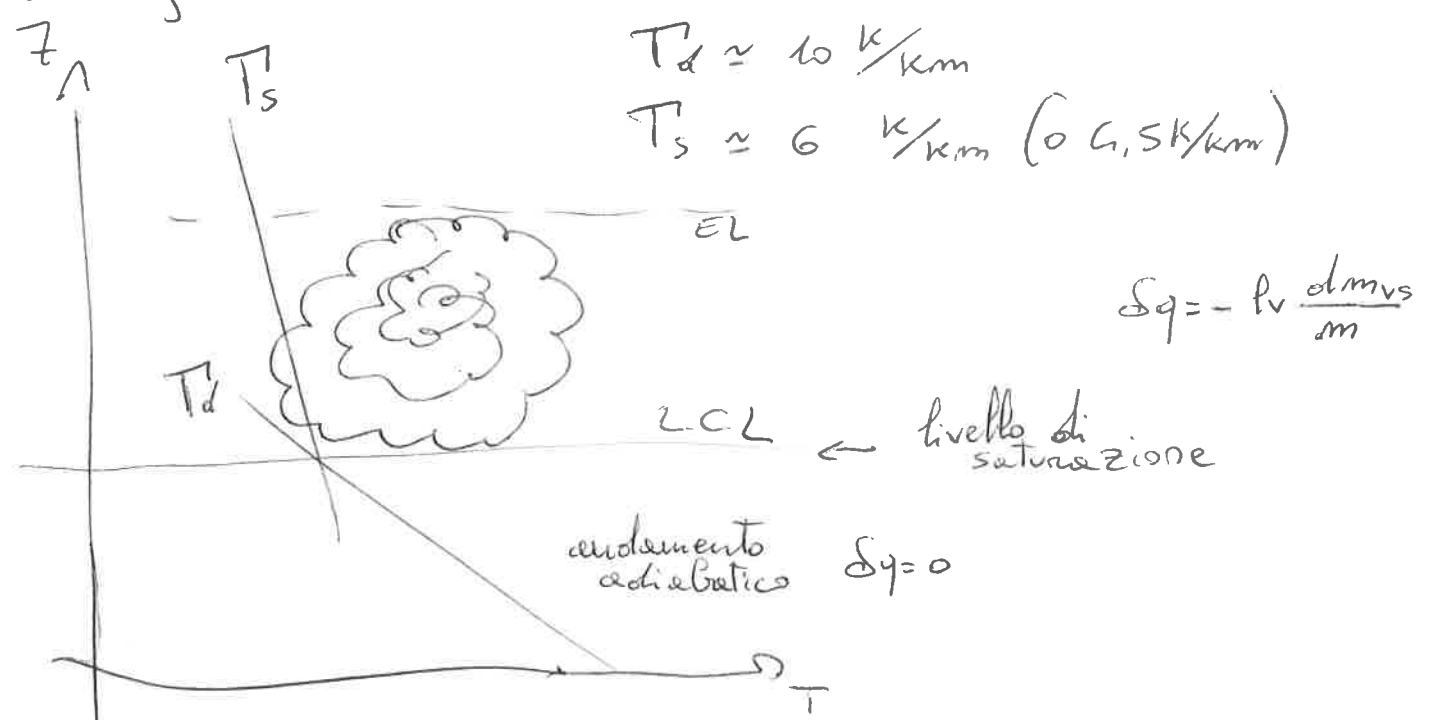
Questo valore è il gradiente adiabatico in aria secca Γ_d .

La linea tracciata nel diagramma viene chiamata adiabatica secca, anche se viene usata per le trasformazioni di aria umida purché non saturata.

Poiché una massa d'aria che si sposta verso l'alto per qualsiasi ragione subisce un raffreddamento di $10 \text{ }^\circ\text{C}/\text{km}$, la sua umidità relativa aumenterà. Se la salita d'aria prosegue sino a che si raggiunge il punto di ~~saturazione~~ rugiada, l'umidità relativa arriva al 100% e il vapore acqueo contenuto nell'aria comincia a condensarsi sotto forma di minuscole goccioline che ~~si~~ formano una nube. Il livello corrispondente si chiama livello di condensazione.

Ne risulta che l'effetto di raffreddamento ~~diventa~~ più piccolo dovuto all'espansione adiabatica ne è in parte diminuito. Il gradiente di raffreddamento è più piccolo. Esso varia leggermente in funzione della pressione e della temperatura con ordine di grandezza sui $6 \text{ }^\circ\text{C}/\text{km}$ (o $4,5 \text{ }^\circ\text{C}/\text{km}$), ovvero il gradiente adiabatico saturo.

Si chiama adiabatica saturo o pseudo-adiabatica la linea che rappresenta il ~~riscaldamento~~ ~~e il~~ raffreddamento o il riscaldamento al di sopra del livello di condensazione. Ne risulta che un movimento ascendente dell'aria determina la formazione di nubi non appena viene superato il livello di condensazione. Un movimento discendente determina il dissolvimento delle nubi. Se ne può concludere che si avranno delle formazioni nuvolose nelle depressioni e dissolvimento delle nubi negli anticicloni.



VENTO de quantitate di moto

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{f} - \nabla P + \rho \vec{\omega} \times \nabla^2 \vec{v}$$

→ accelerazioni — $\left\{ \begin{array}{l} \text{inertie} \\ \text{Coriolis} \\ \text{centripeta} \end{array} \right.$

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} - \frac{uv \tan \phi}{r} + \frac{uw}{r} + 2\Omega w \cos \phi - 2\Omega v \sin \phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + F_x \\ \frac{dv}{dt} + \frac{v^2 \tan \phi}{r} + \frac{vw}{r} + 2\Omega u \sin \phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + F_y \\ \frac{dw}{dt} - \left(\frac{u^2 + v^2}{r} \right) - 2\Omega u \cos \phi = -\rho - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + F_z \end{cases}$$

ordine III scala sinottica (Piano)

$$\begin{cases} -2\Omega v \sin \phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} & f = 2\Omega \sin \phi \quad \text{parametro di Coriolis} \\ 2\Omega u \sin \phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \end{cases}$$

$$\begin{cases} v_G = \frac{1}{\rho f} \frac{\partial P}{\partial x} \\ u_G = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial P}{\partial y} \end{cases}$$

$$\boxed{v_G = \frac{1}{\rho f} \hat{k} \times \nabla P}$$

ordine IV scala superficiale (Piano)

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} - 2\Omega v \sin \phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} + 2\Omega u \sin \phi = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = 2\Omega v \sin \phi - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = f(v - v_G) \\ \frac{dv}{dt} = -2\Omega u \sin \phi - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = -f(u - u_G) \end{cases}$$

scala verticale

$$0 = \rho + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \quad \leadsto \quad \frac{\partial P}{\partial z} = -\rho \rho \quad \begin{array}{l} \text{legge} \\ \text{di Stevino} \end{array}$$

Vorticità

assoluta = relativa + Coriolis

$$\eta = \zeta + f$$

$$w = \nabla \times \vec{u}$$

$$w = \hat{i} \left[\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right] + \hat{j} \left[\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \hat{k} \left[\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right]$$

rotazione sul piano
vorticità verticale

f = parametro di Coriolis da 0 a $2\Omega = 2\Omega \sin\phi$

Equazioni in \hat{i} e \hat{j} :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - f \cdot v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + f \cdot u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \end{cases}$$

$$\rightarrow \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - f \cdot v + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + f \cdot u + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right) =$$

$$\text{ma} \frac{d}{dt} (\zeta + f) = - \underbrace{(\zeta + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)}_{\text{stretching } 10^{-8}} - \underbrace{\left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right)}_{\text{tilting } 10^{-10}} + \frac{1}{\rho^2} \underbrace{\left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right)}_{\text{solenoidal } 10^{-11}}$$

approssimazione

$$\left| \frac{d}{dt} \eta = - \eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right|$$

Le variazioni di vorticità assoluta sono dovute essenzialmente alle convergenze o alla divergenza delle componenti orizzontali del vento.

Aumento di η favorito per ^{maggior} ~~aumento~~ del tasso aumento -
 Il minimo si ha per $\zeta = -f$, quindi $\eta = 0$ (nel polo Sud)

Nello strato limite atmosferico

→ Termine della viscosità turbolente

• Conservazione della massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0$$

con $\rho = \text{costante} \rightarrow \boxed{\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0}$

• Conservazione quantità di moto

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = f_v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} = -f_u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{d(\bar{u} + u')}{dt} = \overline{f(\bar{v} + v')} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x} \\ \frac{d(\bar{v} + v')}{dt} = -\overline{f(\bar{u} + u')} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial y} \end{cases}$$

raccolgere medie e fluttuazioni

$$\begin{cases} \frac{d\bar{u}}{dt} = \overline{f(\bar{v})} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \left(\frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right) \\ \frac{d\bar{v}}{dt} = -\overline{f(\bar{u})} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right) \\ \frac{d\bar{w}}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - g - \left(\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial z} \right) \end{cases}$$

• Conservazione dell'energia

definizione $\frac{d\theta}{dt} = \frac{J \cdot \theta}{c_p \cdot T}$, con $J = \frac{dq}{dt}$

$dq = c_p dT - v dp = J \cdot dt$ dalla I principio termodinamico

$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} - \frac{R_d}{c_p} \frac{dp}{p} \rightarrow \theta = T \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-\frac{R_d}{c_p}}$

$\frac{J dt}{c_p T} = \frac{dT}{T} - \left(\frac{v}{T} \right) \frac{dp}{c_p} \Rightarrow \frac{v}{T} = \frac{R_d}{p}$

$\frac{J dt}{c_p T} = \frac{dT}{T} - \frac{R_d}{c_p} \frac{dp}{p} = \frac{d\theta}{\theta} \Rightarrow \boxed{\frac{d\theta}{dt} = \frac{J \theta}{c_p \cdot T}}$



↳ legge di chiusura

Necessità di una legge di chiusura per il termine di viscosità → Maggiore è l'ordine, maggiore è il numero di incognite.

prognostiche per \bar{U}_i : $\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} = \dots - \overline{\frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j}}$ 3 equazioni con 6 incognite

Con un parametro di viscosità k :

$$- \overline{U_j \epsilon'} = -k \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial x_j} \rightsquigarrow \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} = \dots + k \frac{\partial^2 \bar{\epsilon}}{\partial x_j^2}$$

termini II ordine

EQUAZIONI di Ekman

$$\begin{cases} f(\bar{v} - v_G) - \frac{\partial(\bar{v}'w')}{\partial z} = 0 \\ -f(\bar{u} - u_G) - \frac{\partial(\bar{v}'w')}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} f(\bar{v} - v_G) + k_m \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} = 0 \\ -f(\bar{u} - u_G) + k_m \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} = 0 \end{cases}$$

$$f(\bar{v} - v_G) + k_m \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + i(-f(\bar{u} - u_G) + k_m \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2}) = 0$$

ipotesi $v_G = 0$
 $\vec{U} = (u_G, 0)$

$$k_m \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} (\bar{u} + i\bar{v}) - i f (\bar{u} + i\bar{v}) = -i f u_G$$

$$k_m \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} F - i f F = -i f u_G$$

equazione differenziale II grado non omogenea

$$F = u_G (1 - e^{-\gamma z} (\cos(\gamma z) - i \sin(\gamma z))) = \bar{u} + i\bar{v}$$

$$\begin{cases} \bar{u}(z) = u_G - u_G e^{-\gamma z} \cos(\gamma z) \\ \bar{v}(z) = u_G e^{-\gamma z} \sin(\gamma z) \end{cases}$$

caratteristica

$$\begin{aligned} C &= \sqrt{\frac{i-f}{2k_m}} \\ &= \pm (i+1) \sqrt{\frac{f}{k_m}} \\ &= \pm (i+1) \gamma \end{aligned}$$

NAO

North Atlantic Ocean è un pattern di circolazione atmosferica localizzato nell'Oceano Atlantico settentrionale e caratterizzato dalla fluttuazione ciclica della differenza di pressione e livello del mare tra l'Islanda e le Azzorre.

Attraverso il moto di oscillazione est-ovest della depressione ~~tra~~ d'Islanda e dell'anticiclone delle Azzorre, determina forza e direzione del flusso zonale occidentale e la direzione delle perturbazioni lungo l'Atlantico settentrionale.

Un sistema semipermanente di bassa pressione sopra l'Islanda e un centro di alta pressione semipermanente sulle Azzorre controllano direzione e ~~costo~~ forza dei venti occidentali sull'Europa - Forza relativa e posizione di questi due sistemi variano di anno in anno (NAO) - Per una circolazione media atmosferica un'ampia differenza di pressione tra i punti descritti conduce all'incremento dei venti occidentali e conseguimento ad estati fresche e inverni miti e piovosi nel Centro Europa e lungo la costa atlantica, contrapposte a scarse piovosità sulle regioni del Mediterraneo.

Al contrario se l'indice è basso i venti occidentali sono ridotti, la circolazione è prevalentemente antizonale e queste aree soffrono ~~di~~ venti invernali freddi con la traiettoria delle perturbazioni che si sposta verso sud, ovvero verso il Mediterraneo - Ciò porta all'incremento di attività perturbate, e con esse precipitazioni, nell'Europa meridionale ed in Nord Africa.

Coefficienti e Parametri

gradiente medio $T_m = -\frac{dT}{dz} \approx 6,5 \text{ K/km}$

legge dei gas perfetti $PV = nRT \Rightarrow P = \rho RT$

equazione aria umida $P = \rho R_d [1 + 0,61q] T$

temperatura virtuale $T_v = T(1 + 0,61q)$

I principio termodinamica $\delta q = dU + \delta W \rightarrow \delta q = c_p \cdot dT - v dp$

calore specifico $c_p = \left(\frac{\delta q}{dT}\right)_p$ $c_v = \left(\frac{\delta q}{dT}\right)_v$ $c_p = c_v + R$

rapporto aria secca e vapore $\epsilon = \frac{M_v}{M_d} = \frac{R_d}{R_v}$

mescolamento $w = \frac{m_v}{m_d} = \frac{P_v}{P_d}$; $w_s = \epsilon \cdot \frac{P_{vs}(T)}{P - P_{vs}(T)}$

umidità specifica $q = \frac{m_v}{m} = \frac{P_v}{P}$

Legge di Stevino $\frac{dP}{dz} = -\rho g$

pressione (z) $P(z) = P_0 e^{-\frac{z}{H}}$ o $P(z) = \left(\frac{T_0 - \Gamma \cdot z}{T_0}\right)^{\frac{g}{R_d \Gamma}} \cdot P_0$

densità (z) $\rho(z) = \rho_0 e^{-\frac{z}{H}}$ o $\rho(z) = \left(\frac{T_0 - \Gamma \cdot z}{T_0}\right)^{\frac{g}{R_d \Gamma}} \cdot \rho_0$

temperatura potenziale $\Theta = T \cdot \left(\frac{P_0}{P}\right)^{\frac{R_d}{c_p}}$

geopotenziale (z) $\frac{d\Theta(z)}{dz} = \frac{\Theta}{T} (T_d - T_m)$

pressione saturazione $P_{vs} = P_{vs0} \cdot \exp\left(\frac{e_v}{R_v} \frac{T - T_0}{T T_0}\right)$

umidità relativa $\phi = \frac{w}{w_s(P, T)}$

gradiente temperatura $T'_s = \frac{T'_d}{\left(1 + \frac{e_v}{c_p} \frac{\partial w_s}{\partial T}\right)}$ $[T'_s < T'_d]$

temperatura potenziale equivalente $\Theta_e = \Theta \cdot \exp\left(\frac{e_v}{c_p} \frac{w_s}{T}\right)$

DUBB1

- 1) Perché il geopotenziale si valuta a 500 hPa \rightarrow 5500m?
- 2) Il principio Termodinamico vol/press costante? (C_p/C_v)
- 3) Stati di saturazione + formule P_{vs} su excel e altri esercizi
- 4) differenza T° potenziale θ e T° potenziale equivalente θ_e
- 5) dispersione inquinanti; intersezione T' e T'' .
- 6) livello LFC in una nuvola? $\begin{matrix} \text{EL} \\ \text{LCL} \end{matrix}$
(tra CAPE e CIN)
- 7) venti di pendio, ΔT aria - suolo?



1) Meteo troposfera convenzionale \rightarrow buona visione onde



2) nostro caso $\delta W = p \delta V$

volume cost $p \delta V = 0$ $\delta q = dU = c_v dt$

$U = f(T)$ quindi vale sempre, anche se V varia

$\delta q = c_v dt + p \delta V \Rightarrow$ quindi passaggi sul lavoro

3) in aria, varia la pressione l'acqua

secca $\rightarrow P_{H_2O} = 0$

o saturazione $\rightarrow P_{vs} = f(T)$

solo all'equilibrio tra acqua e aria (saturazione)

4] $\theta \div \theta_e$

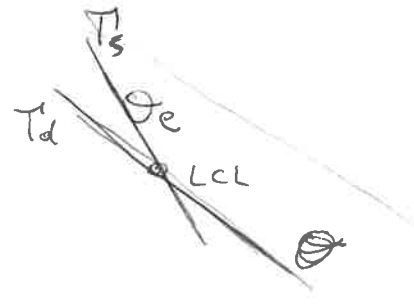
$\theta =$ conserva in adiabatico $Sq=0$

$\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R_d}{C_p}}$

$\theta_e =$ conserva in Transform. pseudoadiab.
 Q latente (rilascio)

$Sq = -P_v \cdot dW_s$

sotto nubi θ , a saturazione θ_e



5] stabilità non ha limite ma rimane alle quote di emissione!

6] LFC indipendente da LCL ✓

7] suolo freddo pendio verso il basso NOTTE
 versante si scalda e vento verso cima GIORNO

① TERMODINAMICA → Relazioni e grandezze

→ stabilità / instabilità + dispersione

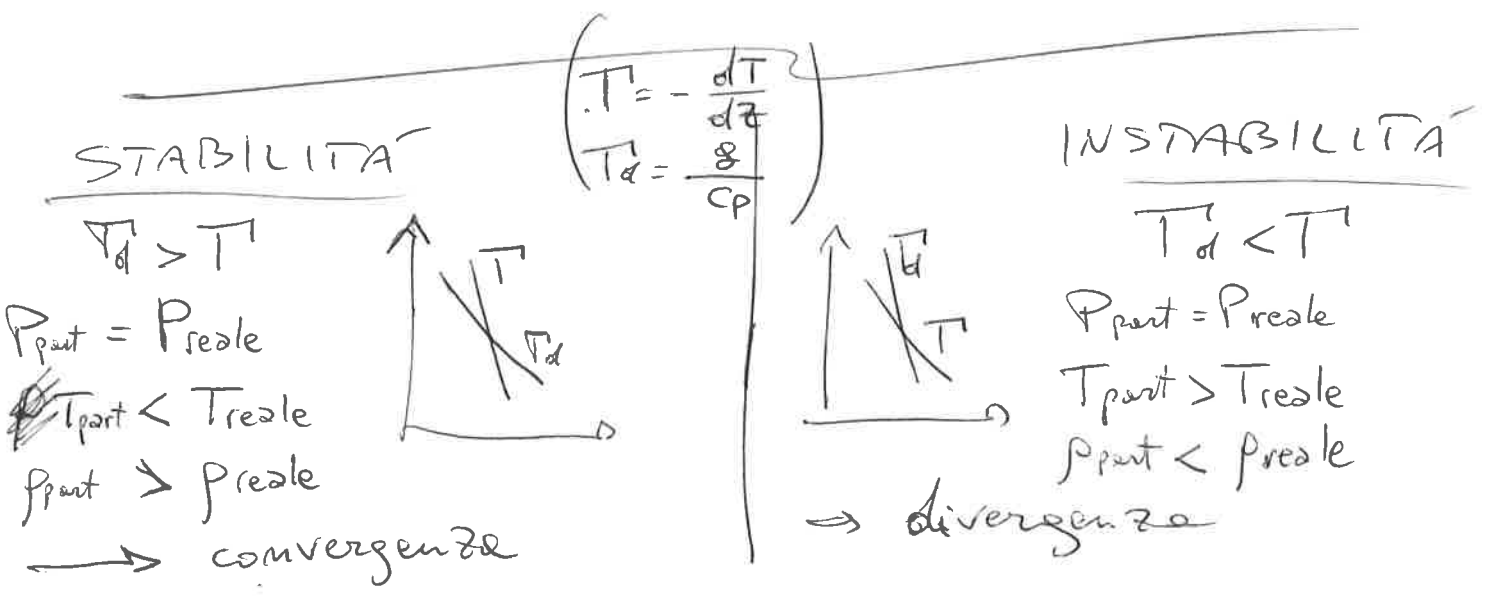
Radiazione atmosferica (base)

• SCALA SINOTTICA

↓
CICLOGENESI
(onde Rossby)

equazioni
↓
vorticità
formule

{ coordinate
vento geostrofico
compon. verticale



moto della
particella

$$\frac{d^2 z'}{dt^2} = \left(\frac{T' - T}{T} \right) g = \left(\frac{T' - T'_d}{T_0} \right) z'$$

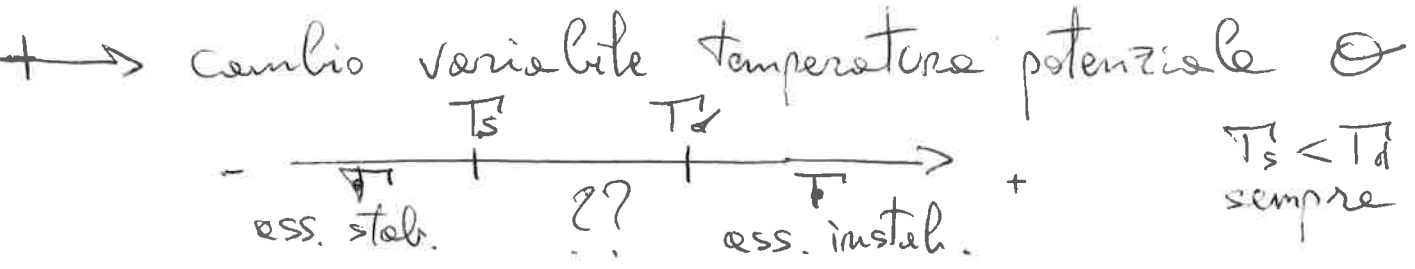
↳ stab. → moto < 0
↳ instab. → moto > 0

* solo per stabilità → freq. di B-V.

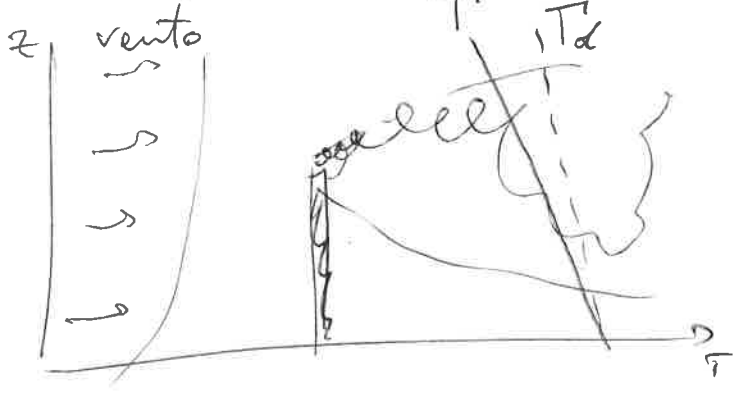
$$N = \sqrt{\frac{g}{T_0} (T'_d - T')} > 0$$

$$z(t) = A \cdot \sin(Nt + \phi)$$

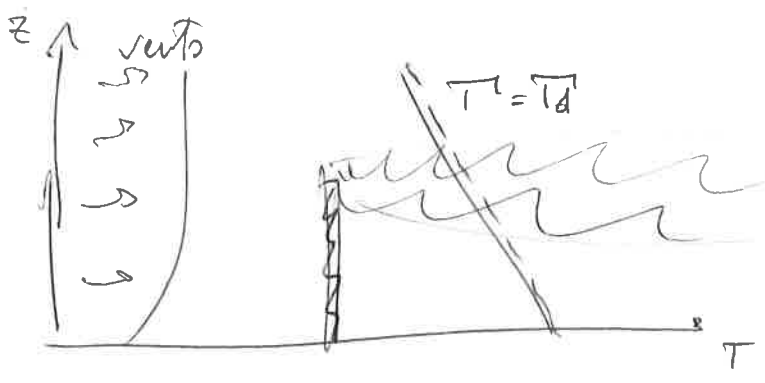
in condizioni instabili la soluzione è incoerente



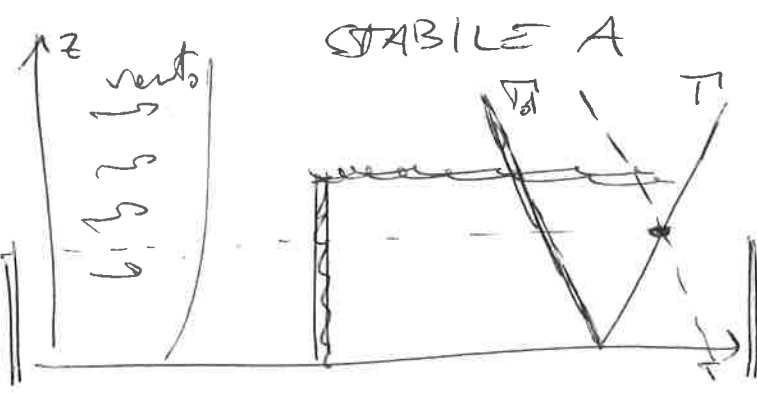
dispersione inquinanti



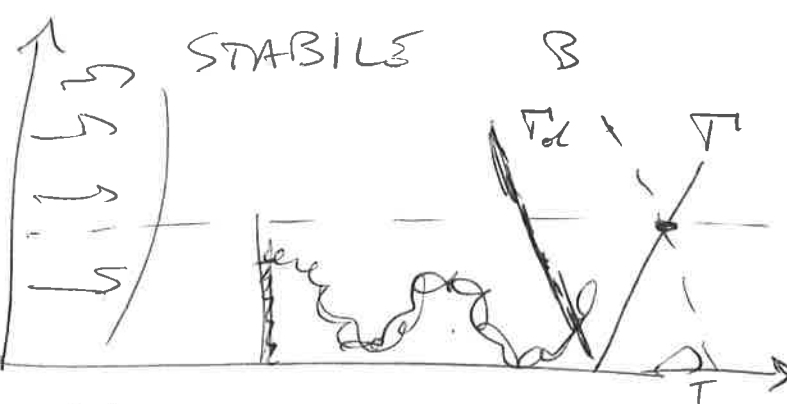
INSTABILITÀ
particella diverge,
fumo verso l'alto e
esatte



NEUTRO
Ondulazione più
omogenea



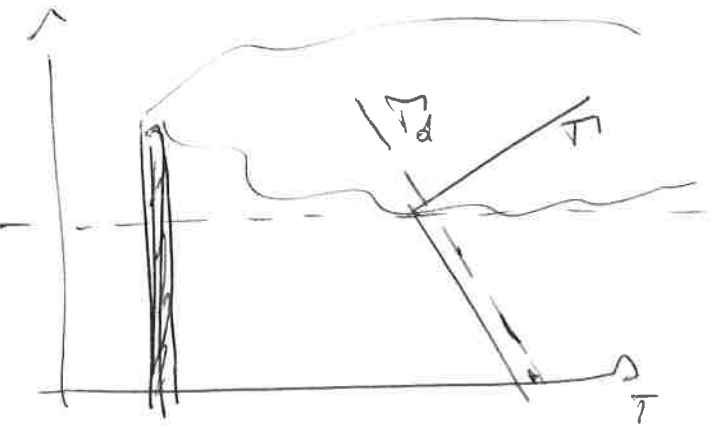
STABILE A



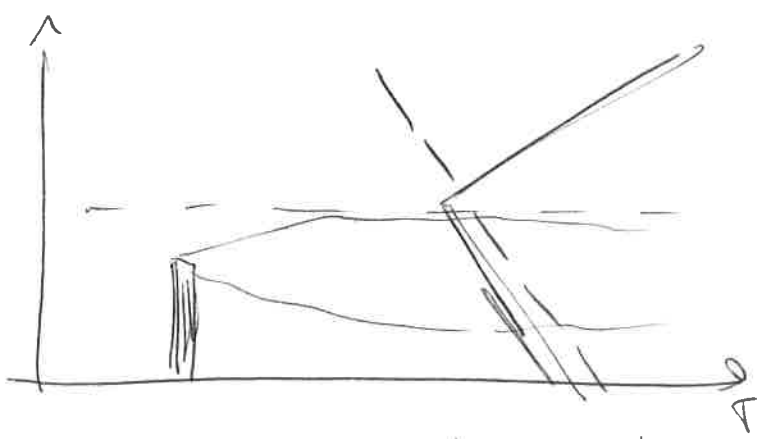
STABILE B

Divisione aria: aria più calda sopra, tende a restare in alto; aria più fredda sotto, tende a restare al suolo.

INVERSIONI

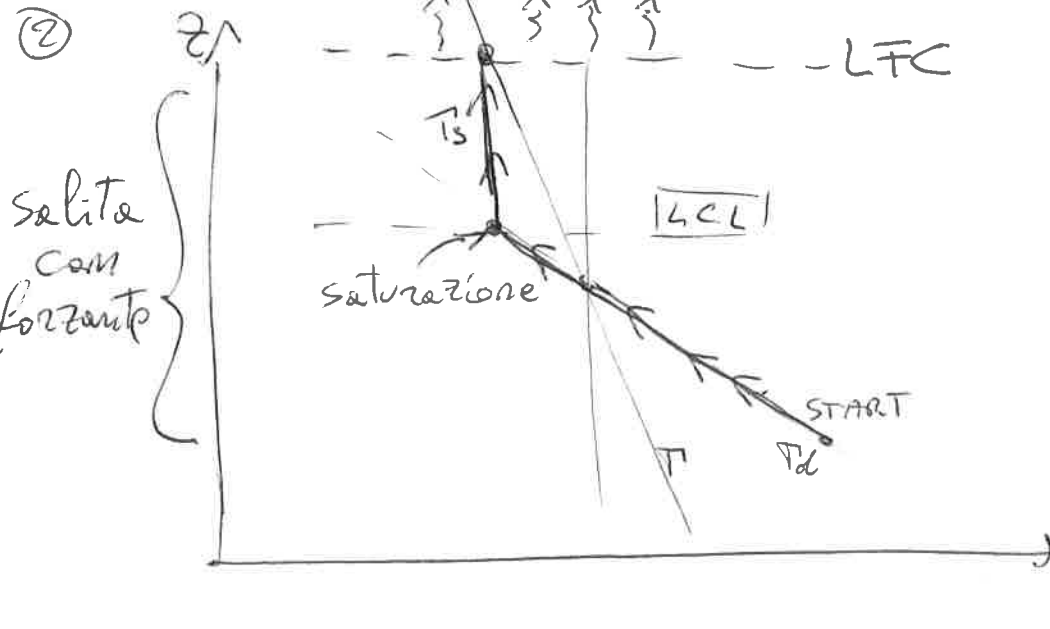


Inquinamento sopra
l'inversione



Inquinamento sotto
l'inversione

②



dall' LFC in su, la particella è più leggera dell'aria e sale senza forzante

SCALA SINOTTICA \rightsquigarrow Visione Continentale

eq. moto $\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{F} - \nabla p + (1+\mu) \nabla(\nabla \cdot \vec{v}) + \mu \nabla^2 \vec{v}$

$\hookrightarrow \rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{F} - \nabla p + \mu \nabla^2 \vec{v}$

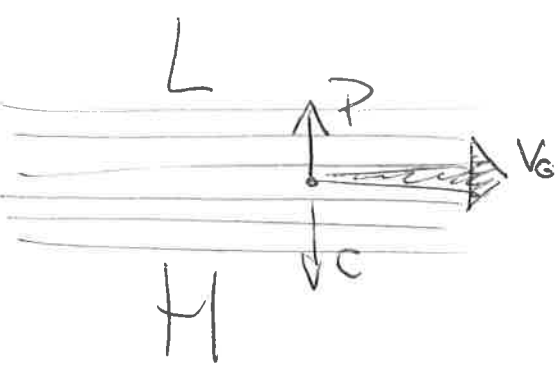
acceleraz. coordinate sferiche

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = \left(\frac{du}{dt}\right)_c - \frac{uv \tan \phi}{r} + \frac{uw}{r} \\ \frac{dv}{dt} = \left(\frac{dv}{dt}\right)_c + \frac{v^2 \tan \phi}{r} + \frac{vw}{r} \\ \frac{dw}{dt} = \left(\frac{dw}{dt}\right)_c - \frac{v^2 + v^2}{r} \end{cases}$$

\rightsquigarrow Analisi di scala per scala sinottica
ipotesi: medie latitudini, sopra strato limite.

\Rightarrow Vento geostrofico: equilibrio Coriolis e gradiente di pressione.

P sempre ortogonale alle isobare



$$\vec{V}_G = \frac{1}{\rho f} \hat{k} \times \nabla p$$

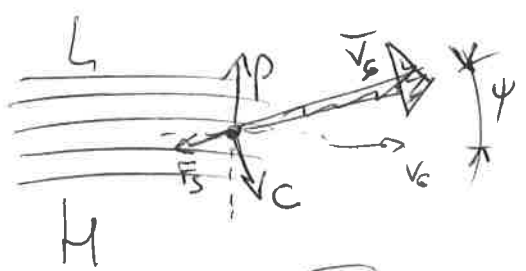
Coriolis bilancia P e \vec{V}_G è il prodotto vettoriale $C \times P$.

Δ sotto lo strato limite \rightarrow influenza suolo
 non trascurare $\frac{du}{dt}$ e $\frac{dv}{dt}$

\leadsto forze dissipative \vec{F}_s opposte al vento

$$P + C = -\vec{F}_s$$

P perpendicolare a isobare,
 C deviato, \vec{F}_s annulla la somma
 \Rightarrow vento opposto a \vec{F}_s



CICLOGENESI

\leadsto formazione di cicloni

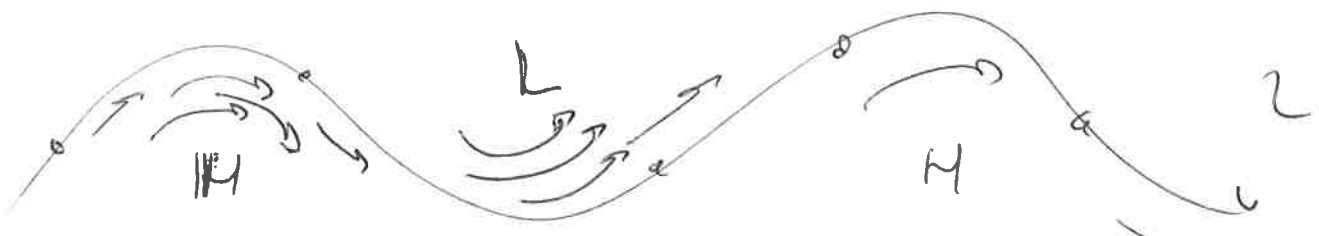
Da onde di Rossby:

NON necessariamente sotto lo strato limite

VORTICITÀ $\zeta = \xi + f$

verso nord
 f cresce ($\phi \uparrow$)
 ξ decresce
 (senso orario)

verso sud
 f decresce ($\phi \downarrow$)
 ξ cresce
 (senso antiorario)



Deviazione e variazioni del vento geostrofico per la forza centrifuga

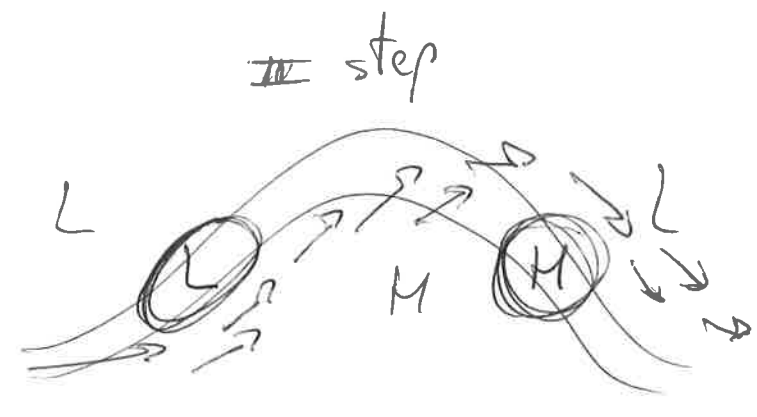
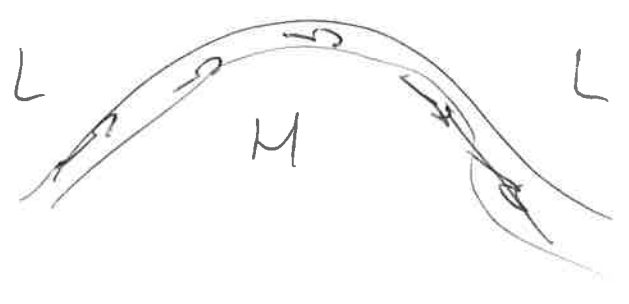
- } L vento diminuisce
- } H vento aumenta

\Rightarrow Scompensi di velocità/massa

③ $L \rightarrow H$ velocità aumenta

\Rightarrow più massa in H \rightarrow incremento di massa con la risalita

si crea L al suolo \leftarrow BILANCIO \leftarrow



Toronti si formano per bassa pressione

