

*UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI BARI*

**FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E  
NATURALI**

**CORSO DI LAUREA IN FISICA**

-----  
-----

TESI DI LAUREA

*IN FISICA*

**Monitoraggio della bassa troposfera con tecniche**

**Lidar: i casi di Napoli e Pontecagnano**

Relatori:  
Prof. Vincenzo Berardi  
Dott. Giulia Pica  
Prof. Nicola Spinelli

Laureando:  
Girolamo Mincuzzi

-----  
-----

ANNO ACCADEMICO 2004/2005

## Introduzione

1

### *Capitolo 1: Elementi di fisica dell'atmosfera*

1.1	Introduzione	3
1.2	L'ipotesi idrostatica: calcolo del profilo di pressione	5
1.3	Calcolo del profilo di temperatura	6
1.4	Sulla stabilità del moto	8
1.5	Il modello grigio di atmosfera	9
1.6	L'ipotesi di equilibrio radiativo in atmosfera grigia	10
1.7	La costante di tempo radiativa	15
1.8	La temperatura potenziale	16
1.9	Moto verticale dell'aria satura	19
1.10	Energia potenziale di una colonna d'aria	21
1.11	Energia potenziale disponibile	22
1.12	La modifica della radiazione solare	24
1.13	L'assorbimento da bande: il caso dell'O <sub>3</sub> nell'U.V.	24
1.14	L'assorbimento dovuto a singole righe	25
1.15	Equazione integrale del trasferimento radiativi	26
1.16	La dinamica atmosferica	28
1.17	I moti advettivi	29

### **Capitolo 2: La turbolenza e lo Strato Limite Planetario (PBL)**

2.1	La turbolenza	31
2.2	Le equazioni di Navier Stokes	33
2.3	Stress di Reynolds e trasferimento turbolento	34
2.4	Lo strato limite planetario (PBL)	35

2.5	Il ciclo diurno del PBL	36
2.6	Gli aerosol come traccianti atmosferici	39
2.7	Alcuni esempi	40

### **Capitolo 3: Lo scattering e la tecnica Lidar di monitoraggio atmosferico**

3.1	Lo scattering	43
3.2	Lo scattering di Rayleigh	44
3.3	Lo scattering di Mie	47
3.4	Lo scattering Raman	50
3.5	Tecniche di monitoraggio atmosferico	51
3.6	La tecnica Lidar	52
3.7	Principio generale di funzionamento	53
3.8	L'equazione Lidar	54
3.9	Descrizione dei parametri ottici per il segnale elastico	57
3.10	Descrizione dei parametri ottici per il segnale Raman	59
3.11	Determinazione del coefficiente di estinzione: metodo analitico di Ansmann	60
3.12	Determinazione del coefficiente di retrodiffusione: metodo analitico di Klett	61
3.13	Determinazione del coefficiente di retrodiffusione: metodo analitico di Wandiger	63
3.14	Confronti fra i diversi algoritmi	64
3.15	Studio della struttura del PBL con tecniche Lidar	65
3.16	Metodi che fanno uso del Lidar per determinare lo spessore del PBL	67
3.17	Metodo delle derivate	68
3.18	Metodo delle fluttuazioni	71

### **Capitolo 4: Monitoraggio comparato della bassa troposfera**

4.1	Un ciclo diurno di misure	74
-----	---------------------------	----

4.2	La stazione mobile di Pontecagnano	75
4.3	La stazione fissa di Napoli	86
4.4	Misura della funzione di sovrapposizione	95
4.5	I dati della stazione mobile di Pontecagnano	96
4.6	I dati della stazione fissa di Napoli	104
4.7	Analisi dei dati di Napoli	108
4.8	Analisi dei dati di Pontecagnano	117
4.9	Confronto Napoli - Pontecagnano	125
	<b>Appendice: Ottimizzazione del calcolo del coefficiente di estinzione aerosolica</b>	129
	<i>Conclusioni</i>	143
	<i>Ringraziamenti</i>	144
	<i>Bibliografia</i>	145

## Introduzione

E' questione tutt'ora aperta la valutazione dell'impatto climatico degli aerosol (indicato generalmente come *aerosol forcing*). Per poterne effettuare una valutazione quantitativa affidabile è essenziale la conoscenza della distribuzione verticale del particolato atmosferico, della sua composizione e distribuzione dimensionale, nonché della sua evoluzione temporale. Nella troposfera, gli aerosol sono in larga misura concentrati nello Strato Limite Planetario (PBL secondo l'acronimo anglosassone di Planetary Boundary Layer) che, durante il giorno, si sviluppa sotto l'azione del riscaldamento operato dalla superficie terrestre (forzante superficiale). Risulta quindi necessario caratterizzare questo strato, dal punto di vista della sua altezza e delle proprietà ottiche delle particelle in esso contenute per permettere la valutazione dell'aerosol forcing [I,1]. Oltre ad una partecipazione nella dinamica del PBL, gli aerosol sono coinvolti in particolari fenomeni di trasporto advettivo che competono alla scala sinottica il trasporto di polveri Sahariane verso l'Europa o il trasporto transatlantico di inquinanti dagli U.S.A. verso l'Europa [I,2] ne sono alcuni esempi.

Fra gli strumenti di *remote sensing* attivo, il lidar (acronimo anglosassone per *light detecting and ranging*) si è dimostrato in questi anni una delle tecniche più efficaci nel monitoraggio dell'atmosfera ed in particolare per lo studio degli aerosol in sé, ma anche perché essi costituiscono traccianti della dinamica troposferica ..

Questo lavoro di tesi è dedicato allo studio delle influenze sulla dinamica generale della bassa troposfera delle caratteristiche locali del sito di misura:

- natura urbana o rurale
- presenza di forzanti su scala locale come le brezze,
- caratteristiche orografiche che inducono irregolarità nell'azione dei forzanti superficiali

In una prima parte - capitoli primo e secondo - si espongono i concetti fondamentali della fisica dell'atmosfera esponendo modelli che implementano in maniera progressiva gran parte dei fenomeni che vi hanno luogo. In particolare nel secondo

capitolo si è rivolta l'attenzione ai processi di turbolenza nella bassa troposfera e di come questi concorrano a definire il PBL.

Successivamente - terzo capitolo - si dà esposizione dei processi di diffusione e della fisica alla base delle misure lidar nonché degli algoritmi utilizzati per ricavare le proprietà ottiche dell'atmosfera dalle misure lidar. Nella parte finale del capitolo vi è una panoramica dei metodi che utilizzano le misure lidar per definire l'altezza del PBL.

Segue, nel quarto capitolo, l'esposizione della campagna di misure effettuata il 9 ed il 10 maggio 2005 nei siti di Napoli e Pontecagnano (SA). Questi sono stati scelti perchè rappresentano due tipologie di sito alquanto differenti. Infatti, Napoli si caratterizza per una forte pressione antropica con robuste emissioni in atmosfera dovute a traffico ed attività industriali e si sviluppa nel quadro di un profilo orografico molto complesso e variegato. Pontecagnano, distante circa 70 km da Napoli, presenta invece delle caratteristiche rurali con una bassa pressione antropica ed un'orografia di tipo pianeggiante; entrambi sono posti in prossimità del mare e risentono dell'azione della brezza marina. La presenza di differenze osservabili nella dinamica atmosferica dei due luoghi potrebbe con buona probabilità essere imputabile alle differenti caratteristiche dei due siti. In luogo dei tradizionali palloni sonda, si è utilizzato, per la prima volta in Italia in questo tipo di studi, l'aeromobile E.R.A. dotato di strumentazione di bordo capace di ricavare i profili dei parametri atmosferici necessari per la validazione dei dati lidar. Alla campagna hanno contribuito l'INFM di Napoli, il consorzio di ricerca CO.ri.s.t.a. sempre di Napoli e l'istituto del CNR ISAFOM con sede ad Ercolano (NA). In appendice è infine presentato uno studio per l'ottimizzazione dell'algoritmo di Ansmann utilizzato nel ricavare dai dati lidar il coefficiente di estinzione aerosolica.

# Capitolo I : Elementi di Fisica dell'atmosfera

## 1.1 Introduzione

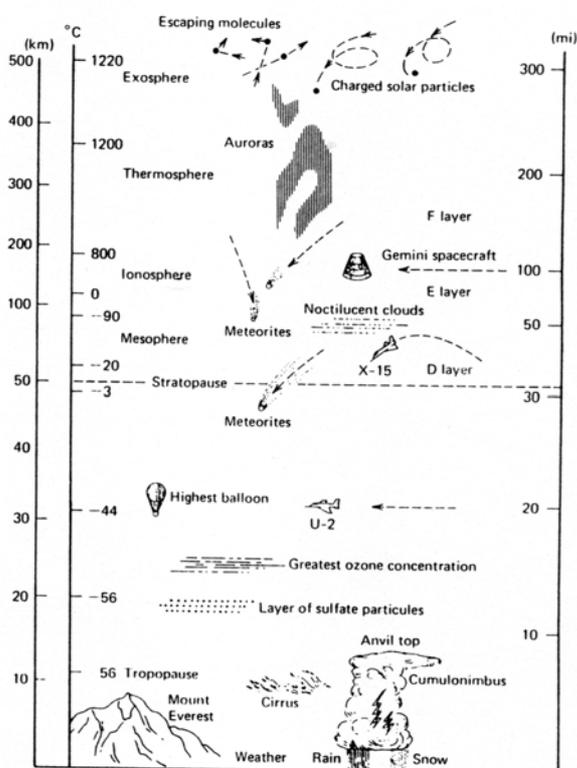
L'atmosfera di un pianeta è quello strato gassoso da cui è eventualmente circondato. Fra le atmosfere dei diversi pianeti conosciuti esistono grandi differenze sia nella struttura fisica che nella composizione chimica (vedi TAB.1.1). In generale però, l'atmosfera planetaria può considerarsi come un gigantesco e complesso sistema termodinamico descrivibile tramite un modello ottimizzabile progressivamente con l'implementazione successiva dei vari fenomeni fisici che vi hanno luogo. In particolare, siamo interessati a comprendere la dinamica delle masse gassose atmosferiche originata dalla trasformazione in energia cinetica di quella energia "potenziale" accumulata sulla base della struttura assunta dall'atmosfera stessa.

**TAB. 1.1**

	Temp. media di superficie (°K)	Pressione media di superficie (atm.)	Accelerazione di gravità (ms <sup>-2</sup> )	Costituenti principali	
<b>Venere</b>	750	90	8.84	>90% CO <sub>2</sub>	Completa copertura di nuvole
<b>Terra</b>	280	1	9.81	N <sub>2</sub> 78%,O <sub>2</sub> 21%	~50% coperta da nuvole di H <sub>2</sub> O
<b>Marte</b>	240	0.007	3.76	>80%CO <sub>2</sub>	Sottili nuvole di H <sub>2</sub> O
<b>Giove</b>	134*	2*	26	H <sub>2</sub> , He	Nuvole di NH <sub>3</sub>

\*riferito alla sommità dello strato nuvoloso

Circa l'atmosfera terrestre, questa si compone di un mix di gas presenti con diverse concentrazioni: si hanno gas classificati come *permanenti*, in quanto la loro concentrazione non ha esibito significative variazioni da quando sono disponibili dati sperimentali, ed i gas classificati come *variabili* che, al contrario, partecipando ad una vasta serie di reazioni chimiche con altri gas e particelle presenti in atmosfera, esibiscono variazioni sensibili su archi di tempo molto brevi. Alla prima categoria appartengono l'azoto molecolare  $N_2$  (78,084%), l'ossigeno molecolare  $O_2$  (20,948%), l'Argon Ar (0,934%) e l'anidride carbonica  $CO_2$  (0.314%). Alla seconda appartengono invece l'ozono  $O_3$  (0-0,07 ppm in prossimità della superficie terrestre), il vapore acqueo  $H_2O$  (1-3 ppm fra 20 e 30 km), il biossido di zolfo  $SO_2$  (0-20  $\times 10^{-3}$  ppm) e il biossido di azoto  $NO_2$  (tracce). Molti dei fenomeni che avvengono nell'atmosfera terrestre possono essere classificati per tipologia e quota, esistono inoltre forti correlazioni fra proprietà chimico-fisiche dei fenomeni e l'altitudine. Per questo motivo è possibile tracciare una naturale stratificazione dell'atmosfera dove ciascuno strato rappresenta un'ipotetica sfera che circonda il



globo terrestre caratterizzata da composizione, caratteristiche termiche e termodinamiche, tipologie di interazione con la radiazione solare mediamente omogenee. Con riferimento alla fig.1.1 è indicata la successione di tali strati: troposfera (fino a 10 km circa) tropausa (da 10 a 15 km), stratosfera (fino a 50 km), stratopausa (attorno ai 50 Km), mesosfera (fino ad 80 km), ionosfera (fino a 300km), termosfera (fino a 500

FIG.1.1: Stratificazioni del profilo atmosferico

km) e da ultima l'esosfera che va confondendosi gradatamente con lo spazio interplanetario. In questo lavoro di tesi siamo in particolare interessati alla bassa troposfera ed ai fenomeni dinamici che vi hanno luogo. In ogni caso si darà uno studio più generale ricorrendo a nozioni di termodinamica, trasferimento radiativo e dinamica dei fluidi con risultati che sebbene valgano in generale saranno riferiti allo specifico dell'atmosfera terrestre

## 1.2 L'ipotesi idrostatica: calcolo del profilo di pressione

In prima approssimazione possiamo considerare l'atmosfera come un fluido in equilibrio idrostatico per cui, considerato un elemento di volume (fig.1.1bis), su di esso la risultante delle forze di gravitazione e di galleggiamento è nulla ma su di esso si esercita la pressione dovuta alla forza peso della colonna di aria sovrastante.

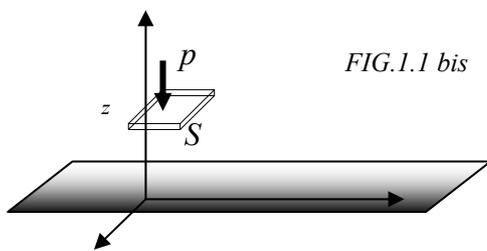


FIG.1.1 bis

Considerata allora una superficie  $S$  posta alla quota  $z$  (misurata verso l'alto a partire dalla superficie terrestre), sia  $p(z)$  la pressione esercitata dal peso  $P$  della colonna d'aria sovrastante alta  $h$  e caratterizzata da una densità  $\rho(z)$ . Una variazione  $dh$  dell'altezza di tale colonna determina una variazione della pressione

$$dp(z) = g\rho dh \quad (1.2.3)$$

Ed infine, osservando che  $dh = -dz$  otteniamo

$$dp(z) = -\rho g dz \quad (1.2.4)$$

Ipotizzando inoltre che l'aria sia un gas perfetto di peso molecolare  $M_a$  e temperatura  $T$  si ha dall'equazione di stato dei gas perfetti:

$$pV = \frac{\rho V}{M_a} RT \quad (1.2.5)$$

(essendo  $n = \frac{\rho V}{M_a}$  il numero di moli ed  $R$  la costante universale dei gas)

da cui ricaviamo la densità

$$\rho = \frac{M_a p}{RT} \quad (1.2.6)$$

Sostituendo la (1.2.6) nella (1.2.4) si ottiene

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dz}{H} \quad (1.2.7)$$

(essendo  $H = \frac{RT}{M_a g}$ )

ed integrando fra  $0$  e  $z$  si ottiene la variazione della pressione con la quota ovvero il profilo di pressione

$$p = p_0 \exp\left\{-\int_0^z \frac{dz}{H}\right\} \quad (1.2.8)$$

che è il principale risultato ottenibile dall'ipotesi idrostatica. Circa la costante  $H$ , essa è nota come **altezza di scala** ed è pari all'incremento in quota necessario a ridurre la pressione di un fattore  $e$ . Quale valore di riferimento, osserviamo che per la parte inferiore della atmosfera terrestre  $H$  varia da 6 Km quando  $T = 210$  °K a 8.5 Km per  $T = 290$  °K.

### 1.3 Calcolo del profilo di temperatura

A questo calcolo premettiamo una stima grossolana della temperatura superficiale media  $T_e$  di un pianeta. Osserviamo che il sistema atmosferico oltre ad essere assimilabile ad un gas perfetto in equilibrio idrostatico capace di emettere come un corpo nero, è sottoposto alla radiazione solare. Ipotizziamo che la radiazione solare

che assorbe sia uguale alla radiazione infrarossa che emette comportandosi come un corpo nero alla temperatura  $T_e$  [1.1]

$$4\pi a^2 \sigma T_e^4 = \pi a^2 (1-A) \frac{F}{R^2} \quad (1.3.1)$$

essendo:  $\sigma$  la costante di Stefan-Boltzmann,  $a$  il raggio del pianeta a distanza  $R$  (in unità astronomiche) dal sole,  $F$  ( $=1370 \text{ Wm}^{-2}$ ) la costante solare (cioè la potenza della radiazione solare incidente sull'unità di superficie posta alla sommità dell'atmosfera della Terra),  $A$  l'albedo del pianeta definita come la frazione della radiazione incidente che viene riflessa dalla superficie del pianeta e il cui valore dipende dalla lunghezza d'onda della radiazione considerata.

Si veda la TAB. 1.2 per un confronto fra la stima così ottenuta e i valori delle temperature planetarie medie  $T_m$  ottenute con misurazioni sperimentali dirette (tramite sonde interplanetarie).

	$T_e$ (°K)	$T_m$ (°K)
Venere	227	230
Terra	256	250
Marte	216	220
Giove	98	130

Procediamo ipotizzando che:

- l'atmosfera sia trasparente alla radiazione di tutte le frequenze che giungono

TAB 1.2

- l'atmosfera sia priva di particelle liquide

- la temperatura dello strato atmosferico prossimo alla superficie terrestre sia pari a quello superficiale  $T_e$  precedentemente stimato con la (1.3.1).

In tale atmosfera la presenza di un gradiente di densità genera un moto verticale. Si consideri allora un volume spia di dimensioni ridotte con pressione  $p$ , temperatura  $T$  e volume specifico  $V$ , relativamente ad esso e all'unità di massa  $m=\rho V=1$  il primo principio della termodinamica si può scrivere

$$dq=c_v dT+ pdV \quad (1.3.2)$$

essendo  $c_v$  il calore specifico a volume costante

Ipotizzando che il moto avvenga senza scambi di calore con l'esterno e si abbiano quindi condizioni adiabatiche risulta  $dq=0$  inoltre, differenziando l'equazione di stato (1.2.6) e ricordando che per un volume specifico  $\rho=1/V$  si ottiene:

$$pdV+Vdp=\frac{R}{M_a}dT=(c_p-c_v)dT \quad (1.3.3)$$

essendo per i gas perfetti  $c_p-c_v=R/M_a$  con  $c_p$  calore specifico a pressione costante

Ricaviamo da quest'ultima  $pdV$  e sostituiamo nella (1.3.2) si ottiene, ricordando la (1.2.4)

$$dq=c_v dT+(c_p-c_v)dT-Vdp=c_p dT- Vdp=c_p dT +V\rho g dz=c_p dT+g dz=0 \quad (1.3.4)$$

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} = -\Gamma_s \quad (1.3.4)bis$$

essendo  $V\rho=m=1$  avendo considerato il volume specifico.

Quello espresso in quest'ultima equazione è il gradiente di temperatura adiabatico per l'aria secca. In definitiva si ottiene, integrando, il seguente profilo di temperatura adiabatico per aria secca

$$T = T_e - \Gamma_s z \quad (1.3.5)$$

Per l'atmosfera terrestre  $c_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$  ed è  $\Gamma_s \sim 10 \text{ }^\circ\text{K km}^{-1}$

#### 1.4 Sulla stabilità del moto

Consideriamo una massa d'aria che si trovi in uno strato di atmosfera in cui il

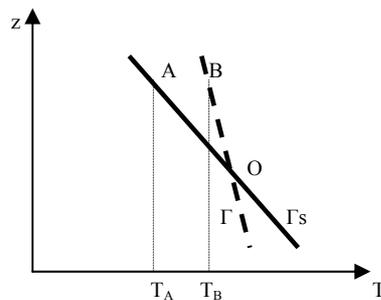


FIG.1.2

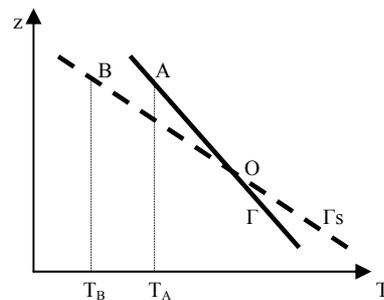


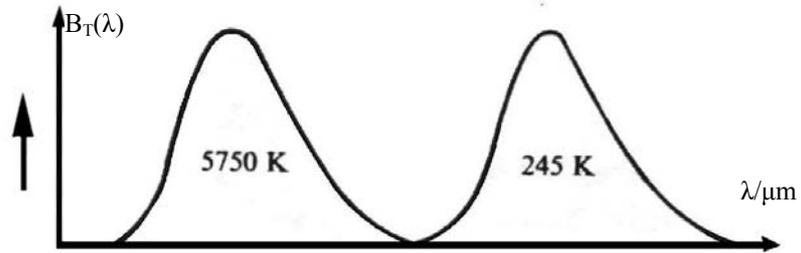
FIG.1.3

gradiente di temperatura misurato sia  $\Gamma$  diverso da  $\Gamma_s$ . Con riferimento alla FIG.1.1 in cui  $\Gamma < \Gamma_s$  se la massa d'aria viene sollevata adiabaticamente a partire dal punto O, la sua temperatura variando lungo l'adiabatica secca assumerà il valore  $T_A$  che è inferiore al valore  $T_B$  dell'atmosfera circostante; la densità della massa considerata è maggiore e quindi tenderà a tornare nella sua posizione iniziale una volta cessata la causa forzante generando quelle che si chiamano onde di gravità. Al contrario se  $\Gamma > \Gamma_s$  si verificherà l'opposto come mostrato in FIG.1.3 e la massa d'aria tenderà ad allontanarsi definitivamente dalla posizione iniziale.

Il primo caso corrisponde ad una situazione detta di stabilità statica positiva mentre il secondo a stabilità statica negativa (o instabilità).

#### 1.5 Il modello di atmosfera grigia

Con riferimento alla fig.1.4 sono indicati gli spettri di emissione di due corpi neri alla temperatura di  $T=5750\text{ }^\circ\text{K}$  e  $T=250\text{ }^\circ\text{K}$  pari rispettivamente alla stima della temperatura media della superficie solare e terrestre. Si osservi che i due spettri sono quasi



completamente separati sicché la terra pur

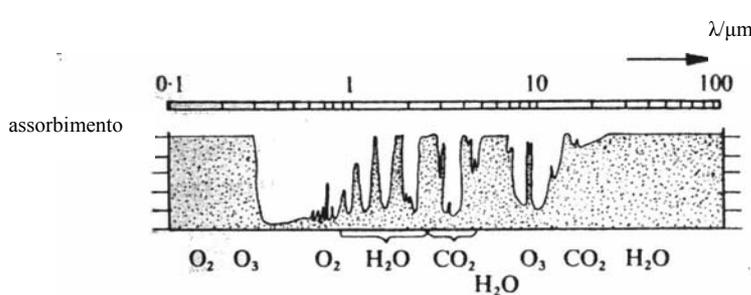


FIG 1.5: Assorbimento dei gas atmosferici espressa in percentuale della radiazione incidente. Sono indicate le bande di assorbimento dei costituenti principali atmosferici

assorbendo nello spettro di emissione solare rimette in una banda differente. La fig. 1.5 mostra inoltre lo spettro di assorbimento dei

gas che tipicamente costituiscono l'atmosfera

terrestre: si osservi come nella regione dell'U.V. insistono le righe di assorbimento dovute alle transizioni elettroniche mentre nella regione dell'I.R. ricadono le bande di assorbimento delle transizioni rotazionali pure dovute ai costituenti minoritari dell'atmosfera terrestre ( $O_3$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ); i gas costituenti maggioritari, cioè  $N_2$  ed  $O_2$ , avendo una struttura simmetrica non presentano transizioni di dipolo elettrico e quindi non contribuiscono in maniera significativa all'assorbimento nell'I.R. Tutto ciò suggerisce di superare una delle ipotesi avanzate nel paragrafo 1.3 in particolare, quindi, di considerare l'atmosfera non più come completamente trasparente a qualsiasi radiazione ma caratterizzata da un coefficiente di assorbimento non nullo e costante su tutta la regione dell' I.R. in cui emette la superficie terrestre nell'ipotesi di corpo nero. In ciò consiste il modello di **atmosfera grigia**. Questa ipotesi sebbene grossolana, risulta sostanzialmente verificata soprattutto nella parte inferiore dell'atmosfera: i componenti atmosferici minoritari, agenti dell'assorbimento e là presenti in maggiore concentrazione, determinano una banda che grazie alla

sovrapposizione delle contributi dovuti ai singoli componenti si presenta come sostanzialmente costante.

### 1.6 L'ipotesi di equilibrio radiativo in atmosfera grigia.

Poiché aventi luogo in atmosfera grigia, premettiamo alcune considerazioni su alcuni fenomeni di trasferimento radiativo ed in particolare l'assorbimento e l'emissione della radiazione da parte della materia, trascurando al momento i fenomeni di scattering di cui parleremo in maniera diffusa nel terzo capitolo .

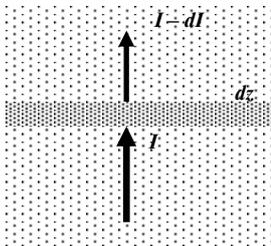


FIG.1.6

- **Assorbimento.** Vale la legge di *Lambert-Beer* per cui quando una radiazione di intensità  $I(\theta)$  (misurata in  $W * m^{-2} * sterad^{-1}$  Potenza per Unità di superficie per Unità di angolo solido) attraversa perpendicolarmente uno strato elementare di atmosfera di spessore  $dz$  (vedi fig.1.6) è assorbita della quantità  $dI$  proporzionale alla massa assorbente  $\rho dz$  (in unità di sezione d'urto del fenomeno), essendone  $\rho$  la densità, e all'intensità  $I$  stessa:

$$dI = - I k \rho dz \quad (1.6.1)$$

essendo  $k$  il *coefficiente di assorbimento*. Integrando la precedente da una quota di riferimento ad una quota generica  $z$  si ottiene

$$I = I_0 \exp\left(-\int_0^z k \rho dz\right) \quad (1.6.2)$$

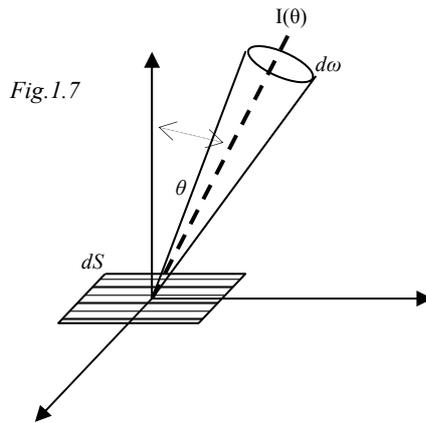
La quantità  $\chi = -\int_0^z k \rho dz$  è nota come **spessore ottico** se misurata a partire dalla sommità dell'atmosfera verso il basso.

-**Emissione.** Uno strato di atmosfera emette radiazione in una quantità che dipende dalla sua temperatura. In condizione di equilibrio termodinamico vale la legge di

*Kirchhoff*, per cui l'intensità della radiazione emessa per unità di superficie da uno spessore elementare  $dz$  è pari a

$$dI = k\rho B(T)dz \quad (1.6.3)$$

essendo  $B(T)$  l'intensità della radiazione emessa dall'unità di superficie di un corpo nero alla temperatura  $T$ , per unità di angolo solido.



Inoltre, dalla legge di *Stefan-Boltzmann*, l'integrale di  $B(T)$  su una semisfera è proporzionale a  $T^4$  secondo la costante  $\sigma$  di *Stefan*

$$\int_{2\pi} B dS \cos \vartheta d\omega = \sigma T^4 dS \quad (1.6.4)$$

essendo  $d\omega$  un elemento di angolo solido attorno all'angolo  $\theta$  rispetto alla normale all'elemento di superficie  $dS$  (vedi fig.1.7),

dalla quale portando  $B(T)$  fuori dal segno di integrale (essendo la radiazione di corpo nero isotropa non dipende dalla direzione in cui è emessa e cioè da  $d\omega$ ) si ottiene

$$B(T) = \pi^{-1} \sigma T^4 \quad (1.6.5)$$

In pratica la condizione di equilibrio termodinamico non si riesce mai a raggiungere, al più si stabilisce, soprattutto nella parte più bassa dell'atmosfera, la condizione di ***equilibrio termodinamico locale*** che è un'approssimazione sufficiente perché si possa applicare Kirchhoff.

La somma dei contributi di emissione ed assorbimento attraverso lo strato di atmosfera omogenea considerato fornisce ***l'equazione del trasferimento radiativo detta anche di Schwarzschild***:

$$dI = - I k \rho dz + k \rho B(T) dz \quad (1.6.6)$$

riscrivibile come

$$\frac{dI}{d\chi} = I - B \quad (1.6.7)$$

essendo  $\chi$  lo spessore ottico misurato a partire dalla sommità dell'atmosfera verso il basso.

Nel ricavare questa equazione si è considerata solamente la radiazione che si propaga verticalmente, ma la propagazione avviene in tutte le direzioni con intensità  $I=I(\theta)$  e quindi la (1.6.7) contiene le seguenti dipendenze funzionali:

$$\frac{dI(\chi, \theta)}{d\chi} = I(\chi, \theta) - B \quad (1.6.7) \text{ bis}$$

Si introducano allora i flussi della radiazione  $F^\uparrow$  ed  $F^\downarrow$  uguali alle quantità  $\int I(\theta) \cos \theta d\omega$  integrate rispettivamente lungo la semisfera positiva e negativa con la quantità  $I(\theta)$  pari all'intensità nella direzione individuata dall'angolo  $\theta$ . Moltiplicando ambo i membri della (1.6.7) bis per  $\cos \theta d\omega$  ed integrando separatamente sugli emisferi positivi e negativi si ottiene[1.2]:

$$\begin{aligned} -\frac{dF^\downarrow}{d\chi^*} &= F^\downarrow - \pi B \\ \frac{dF^\uparrow}{d\chi^*} &= F^\uparrow - \pi B \end{aligned} \quad (1.6.8)$$

essendo  $\chi^* = 3/2\chi$ .

Ricapitolando: stiamo considerando un'atmosfera trasparente alla radiazione solare a contatto con la superficie planetaria alla temperatura  $T_p$  e capace di assorbire con coefficiente di assorbimento costante tutta la radiazione di corpo nero emessa dal

pianeta che, nel caso della terra, ricade nella regione dell'infrarosso. Oltre ad assorbire, tale atmosfera emette nella stessa banda dando luogo ad un meccanismo di trasferimento energetico che ipotizziamo essere il solo ad aver luogo.

Ne deriva che eventuali variazioni della temperatura che si registrano nel tempo in uno strato di atmosfera sono imputabili a tale meccanismo ed in particolare alla presenza di un gradiente di flusso netto. In pratica, come schematizzato nella fig.

1.8, il flusso netto assorbito attraverso lo strato  $dz$  è dato da  $dF^\uparrow - dF^\downarrow$  per cui il

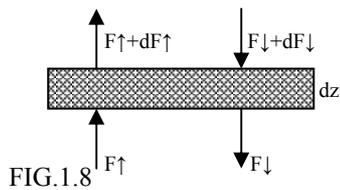


FIG.1.8

gradiente è dato da  $d(F^\uparrow - F^\downarrow)/dz$ .

Dimensionalmente è facile vedere che questa quantità è una densità di potenza, rappresenta cioè la potenza assorbita per unità di volume.

Nello strato in questione si ha pertanto un tasso di riscaldamento  $dT/dz$  tale che [1.2]

$$\frac{d}{dz}(F^\downarrow - F^\uparrow) = c_p \rho \frac{dT}{dz} \quad (1.6.9)$$

Osserviamo che **all'equilibrio termodinamico**  $(F^\uparrow - F^\downarrow) = \Phi = cost.$

Indichiamo inoltre con  $\psi = F^\uparrow + F^\downarrow$ , sottraendo e sommando le (1.6.8) a primo e secondo membro abbiamo rispettivamente

$$\begin{aligned} \frac{d\psi}{d\chi^*} &= \phi \\ \frac{d\phi}{d\chi^*} &= \psi - 2\pi B \end{aligned} \quad (1.6.10)$$

In condizione di equilibrio termodinamico  $\Phi = cost.$  e la sua derivata è nulla. Dalla seconda di queste due equazioni si ottiene  $\psi = 2\pi B$  che sostituita nella prima fornisce il valore della funzione di corpo nero dell'atmosfera in funzione dello spessore ottico e quindi, in maniera implicita, della quota:

$$B = \frac{\phi}{2\pi} \chi^* + cost. \quad (1.6.11)$$

Osserviamo che la condizione al contorno è  $F^\downarrow=0$  alla sommità dell'atmosfera cioè per  $\chi^*=0$  in cui evidentemente  $\psi = \Phi = F^\uparrow$  ed è  $B(0) = \psi/2\pi = \Phi/2\pi$  per cui

$$B = \frac{\phi}{2\pi}(\chi^*+1). \quad (1.6.12)$$

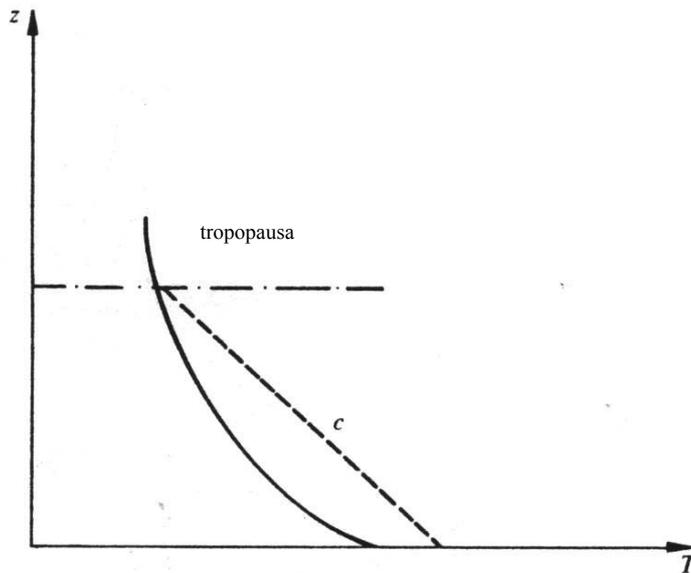


FIG. 1.9: variazione di temperatura con la quota dovuta a trasporto radiativo (linea continua) e alla convezione (linea tratteggiata)

Con riferimento alla fig.1.9 si è considerato il confronto fra il profilo di temperatura determinato dalla convezione e di cui si è detto nel paragrafo 1.3 e quello determinato dai processi di trasferimento radiativo all'equilibrio dato dalla (1.6.9), considerati come esistenti ed agenti

separatamente. Si osservi dapprima che il gradiente di temperatura  $\Gamma$  osservato sperimentalmente in atmosfera risulta molto spesso minore del gradiente adiabatico  $\Gamma_s$ , determinando condizioni favorevoli alla instabilità e quindi ad un rimescolamento verticale convettivo delle masse d'aria. Pertanto tramite la convezione si tenderà ad una situazione di equilibrio caratterizzata da un gradiente di temperatura meno ripido di quello adiabatico ( $\sim 6^\circ\text{K km}^{-1}$ ) e che interseca il profilo di temperatura relativo ai processi radiativi all'equilibrio, alla quota di  $\sim 10$  km. Qualora li si consideri insieme come effettivamente avviene in atmosfera si individuano due regioni: quella sotto i 10 km detta troposfera in cui predomina la convezione e quella immediatamente superiore, detta tropopausa, in cui è il trasferimento radiativo a predominare.

## 1.7 Costante di tempo radiativa

La costante di tempo radiativa fornisce una indicazione sui tempi caratteristici perché in atmosfera si produca una variazione di temperatura  $\Delta T$ . Una stima grossolana può essere ottenuta considerando uno strato di atmosfera di spessore  $h$  e densità  $\rho$  che emette radiazione come un corpo nero alla temperatura di  $T \sim 270^\circ\text{K}$ , diversa di  $\Delta T$  dal valore che avrebbe se fosse in equilibrio radiativo con gli strati circostanti. In tal caso si ha che [1.1]

$$c_p \rho h \frac{d\Delta T}{dt} = 8\sigma T^3 \Delta T \quad (1.7.12)$$

da cui si ottiene una costante di tempo caratteristica pari a  $\tau = \frac{c_p h \rho}{8T^3 \sigma}$ . Osserviamo che se  $\rho$  è la densità relativa ad una pressione di 50 kPa ed  $h$  è pari a 8 km si ha  $\tau \sim 6$  giorni. Pertanto i processi radiativi negli strati più bassi dell'atmosfera agiscono lentamente e possono essere trascurati per considerazioni inerenti l'evoluzione atmosferica a breve termine. Essi restano di fondamentale importanza per la comprensione dei processi di distribuzione energetica dei processi a lungo termine.

## 1.8 La Temperatura potenziale.

Ricordiamo il primo principio della termodinamica in una delle espressioni date nella (1.3.4)

$$dq = c_p dT - V dp \quad (1.8.1)$$

Sostituiamo  $dq = TdS$  secondo la definizione di entropia e  $V$  secondo la legge di stato dei gas perfetti:

$$dS = c_p \frac{dT}{T} - \frac{R dp}{M_a p} \quad (1.8.2)$$

che, integrata, fornisce una espressione per l'entropia dell'unità di massa:

$$S = c_p \ln T - R M_a^{-1} \ln p + \text{cost.} \quad (1.8.3)$$

Se l'aria a pressione  $p$  e temperatura  $T$  fosse portata adiabaticamente (e quindi con  $S$  costante) alla pressione standard  $p_0$  di 100 kPa avrebbe una temperatura  $\theta$  che definiamo **temperatura potenziale**. Specificando la (1.8.3) per  $\theta$  e  $p_0$  e sottraendo membro a membro con la (1.8.3) stessa, si ottiene

$$c_p \ln \theta = c_p \ln T - R M_a^{-1} \ln p + R M_a^{-1} \ln p_0 \quad (1.8.4)$$

da cui, ricordando che per un gas perfetto  $c_p - c_v = R M_a^{-1}$ , si ottiene la seguente espressione per la temperatura potenziale per aria secca:

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^\kappa \quad (1.8.5)$$

essendo  $\kappa = (c_p - c_v) / c_p = 0.288$  per l'aria secca nell'atmosfera terrestre. Si osservi che risulta:

$$S = c_p \ln \theta + \text{cost.} \quad (1.8.6)$$

La quale visualizza lo stretto rapporto fra entropia e temperatura potenziale e la possibilità di esprimere la prima in funzione della seconda. E' interessante anche notare la connessione fra instabilità e temperatura potenziale, come ci si poteva aspettare vista la correlazione di quest'ultima con l'entropia. Consideriamo infatti una massa d'aria di volume  $dV$ , densità  $\rho'$  e temperatura  $T'$ . L'atmosfera circostante sia in equilibrio idrostatico per cui  $dp = -\rho g dz$ ; la massa sarà soggetta ad una forza per unità di volume data da  $-(\rho' - \rho)g$  e ad una accelerazione  $-(\rho' - \rho)g / \rho'$ . Tenendo conto

che le densità sono inversamente proporzionali alle temperature si ottiene per l'accelerazione

$$a = -g \frac{(\Gamma_s - \Gamma)}{T} \delta z \quad (1.8.7)$$

tenuto conto che  $T \sim T'$  e  $T' = (\Gamma_s - \Gamma) \delta z$ , essendo  $\delta z$  lo spostamento verticale della massa d'aria.

L'equazione del moto della massa d'aria sarà pertanto:

$$\frac{d^2 \delta z}{dt^2} = -g \frac{(\Gamma_s - \Gamma)}{T} \delta z \quad (1.8.8)$$

Osserviamo allora che dalla definizione di temperatura potenziale si ottiene la seguente eguaglianza

$$\frac{1}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{R}{c_p M_a} \frac{g \rho}{p} = \frac{(\Gamma_s - \Gamma)}{T} \quad (1.8.9)$$

infatti:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} &= \left[ \frac{1}{T} \cdot \left( \frac{p_0}{p} \right)^{-\kappa} \right] \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \cdot \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\kappa} + T \cdot \kappa \cdot \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\kappa-1} \cdot \frac{p_0 \cdot \left( -\frac{\partial p}{\partial z} \right)}{p^2} \cdot \left[ \frac{1}{T} \cdot \left( \frac{p_0}{p} \right)^{-\kappa} \right] = \\ &= -\frac{1}{T} \Gamma - \frac{p}{p_0} \cdot \frac{p_0}{p^2} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \cdot \kappa = -\frac{\Gamma}{T} + \frac{R}{M_a} \cdot \frac{g \rho}{p c_p} = \frac{1}{T} (\Gamma_s - \Gamma) \end{aligned}$$

essendo  $\Gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$ ,  $\frac{\partial p}{\partial z} = -g \rho$  dalla (1.2.4) valevole in ipotesi idrostatica,

$$\kappa = \frac{c_p - c_v}{c_p} = \frac{1}{c_p} \cdot \frac{R}{M_a} \quad \text{e} \quad \frac{1}{T} = \frac{R \rho}{p M_a} \quad \text{dalla (1.2.6)}.$$

Sostituendo la (1.8.9) nell'equazione (1.8.8) si ottiene la seguente equazione:

$$\frac{d^2 \delta z}{dt^2} + \frac{g}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} \cdot \delta z = 0 \quad (1.8.8) \text{ bis}$$

la cui soluzione è l'equazione oraria del moto delle masse d'aria che è del tipo:

$$\delta z = A \exp(iNt) \quad (1.8.10)$$

con  $N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}$  detto *coefficiente di Brunt-Vaisala*. Si ha pertanto che

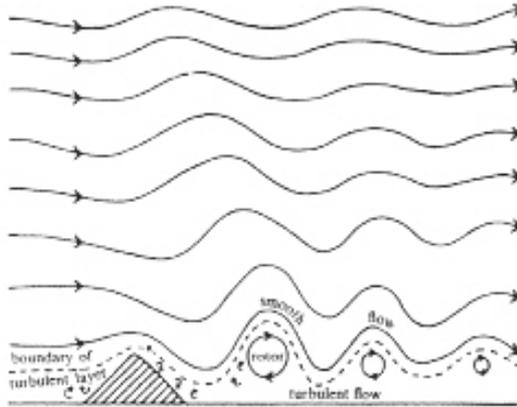


FIG. 1.10 Generazione delle onde di gravità

- $N^2 > 0$  corrisponde ad un moto oscillatorio stabile (generando le cosiddette onde di gravità - vedi fig.1.10) attorno alla posizione di equilibrio corrispondente ad una condizione di stabilità atmosferica statica positiva o subadiabatica

- $N^2 < 0$  corrisponde ad un moto oscillatorio caratterizzato da instabilità per cui la massa d'aria spostata dalla posizione di equilibrio tenderà ad allontanarsene corrispondente ad una condizione di stabilità atmosferica statica negativa o superadiabatica.

Queste due condizioni corrispondono, in termini di temperatura potenziale a:

- $N^2 > 0 \rightarrow \frac{d\theta}{dz} > 0$  *stabilità positiva*
- $N^2 < 0 \rightarrow \frac{d\theta}{dz} < 0$  *stabilità negativa*

e, nel primo caso la temperatura potenziale tenderà a crescere con la quota, viceversa nel secondo

## 1.9 Moto verticale dell'aria satura

Compiamo un ulteriore passo in avanti superando l'ipotesi di atmosfera secca e contemplando la presenza di vapori condensabili. Nel caso specifico dell'atmosfera terrestre molto importante è la presenza di vapori d'acqua. Si consideri in particolare il moto verticale di aria che pur contenendo vapor d'acqua non è satura: in maniera non molto dissimile dall'aria secca si verifica un moto ascensionale con un gradiente di raffreddamento di circa  $10 \text{ }^\circ\text{K km}^{-1}$ . Durante l'ascesa sebbene il rapporto di mescolamento<sup>1</sup> rimanga costante, l'umidità relativa<sup>2</sup> cresce potendo anche raggiungere il 100% in corrispondenza di quello che si chiama il *livello di condensazione*. Al continuare del moto ascensionale l'aria rimane satura ed il surplus di vapor d'acqua si condensa sotto forma di gocce d'acqua liquida: è necessario allora prendere in considerazione il calore latente rilasciato in seguito al processo di condensazione. In maniera più specifica consideriamo un volume spia per il quale oltre alle caratteristiche già viste nel paragrafo 1.3 ipotizziamo che:

- contenga acqua liquida ad esso solidale nel moto ascensionale;
- si componga di aria sempre satura e, grazie al verificarsi dei fenomeni di condensazione ed evaporazione, sia sempre in equilibrio termodinamico.

Nella nostra analisi sia il volume spia composto da 1 grammo di aria secca ed  $m$  grammi di vapor d'acqua (essendo  $m$  il rapporto di mescolamento alla saturazione) e  $(\xi - m)$  grammi di acqua liquida. L'entropia dell'aria secca è la stessa vista nella (1.7.3) mentre quella di vapor d'acqua ed acqua liquida è pari a quella di  $\xi$  grammi di acqua liquida alla temperatura  $T$  più il contributo  $Lm/T$  richiesto per convertire  $m$  grammi di acqua liquida in vapore. In formule:

$$S = (c_p + \xi c) \ln T - \frac{R}{M_a} \ln(p - e) + \frac{Lm}{T} + \text{cost.} \quad (1.9.1)$$

essendo  $c$  il calore specifico dell'acqua liquida,  $e$  la pressione di saturazione del vapore ed  $L$  il calore latente.

---

<sup>1</sup> Il rapporto di mescolamento o mixing ratio è definito come il rapporto fra la massa di vapor d'acqua e la massa di aria in un dato volume

<sup>2</sup> l'umidità relativa è il rapporto fra la pressione del vapor d'acqua e la pressione di saturazione del vapor d'acqua alla temperatura dell'acqua

Differenziando quest'ultima equazione e sostituendo  $dp$  secondo l'ipotesi idrostatica, che in caso di aria umida diviene

$$dp = -g\rho_a(1+\xi)dz \quad (1.9.2),$$

abbiamo - in condizioni adiabatiche - ( $dS=dq/T=0$ ):

$$(c_p + \xi c) + \frac{dT}{T} + d\left(\frac{Lm}{T}\right) + \frac{R}{M_a(p-e)} \frac{de}{dT} dT + \frac{g}{T}(1+\xi)dz = 0 \quad (1.9.3)$$

Consideriamo ora separatamente le equazioni di stato dell'aria e del vapor d'acqua:

$$p - e = \rho_a \frac{RT}{M_a} \quad (1.9.4)$$

$$e = \rho_v \frac{RT}{M_v} \quad (1.9.5)$$

da cui ricavando le densità e facendone il rapporto si calcola il rapporto di mescolamento

$$m = \frac{\rho_v}{\rho_a} = \left(\frac{M_v}{M_a}\right) \frac{e\varepsilon}{p} \quad (1.9.6)$$

essendo per gli strati atmosferici inferiori  $e \ll p$  ed  $\varepsilon = M_v/M_a = 0.622$ .

Differenziando quest'ultima si ottiene:

$$\frac{dm}{dz} = \frac{\varepsilon}{p} \frac{de}{dT} \cdot \frac{dT}{dz} - \frac{e\varepsilon}{p^2} \cdot \frac{dp}{dz} \quad (1.9.7)$$

In questa, in osservanza dell'equazione di Clausius Clapeyron, si ha

$$\frac{de}{dT} = \frac{LeM_v}{RT^2} \quad (1.9.8)$$

In definitiva, ponendo la (1.9.8) nella (1.9.7) e sostituendo il risultato nella (1.9.3) si ottiene dopo opportune cancellazioni di termini trascurabili

$$-\frac{dT}{dz} = \Gamma_u = \Gamma_s \left( 1 + \frac{LeM_v}{pRT} \right) \left( 1 + \frac{LeM_v}{pRT} \cdot \frac{L\varepsilon}{c_p T} \right) \quad (1.9.9)$$

che è il **gradiente di temperatura dell'aria umida satura**.

Si osservi subito che in modulo  $\Gamma_u < \Gamma_s$  ed il loro rapporto varia in atmosfera da 0.3 ad 1

Circa le condizioni di stabilità l'analisi procede di pari passo a quella vista per l'aria secca. Osserviamo in ultimo che sebbene le ipotesi introdotte all'inizio del paragrafo possano essere sovente violate, ciò comporta delle modifiche che nella pratica sono trascurabili.

### 1.10 Energia potenziale di una colonna d'aria

Per una colonna d'aria statica l'energia si compone essenzialmente di due contributi: uno di energia interna e l'altro di energia potenziale. Per l'unità di massa si ha rispettivamente  $c_v T$  e  $gz$ . Per un elemento infinitesimo  $dz$  relativo ad una colonna d'aria statica, all'altezza  $z$ , cui corrisponde l'elemento di massa  $-dp/g$ :

$$dE = dE_l + dE_p = -c_v T dp/g - z dp \quad (1.10.1)$$

ed integrando, si ha

$$E = E_l + E_p = g^{-1} \int_{p_h}^{p_0} c_v T dp + \int_{p_h}^{p_0} z dp \quad (1.10.2)$$

avendo considerato una colonna che si estende da  $z = 0$  a  $z = h$ , cui corrispondono le pressioni  $p = p_0$  e  $p = p_h$

Osserviamo che il secondo integrale si può eseguire per parti ottenendo

$$E_p = -p_h h + \int_0^h p dz = -p_h h + g^{-1} \int_{p_h}^{p_0} \frac{RT}{M_a} dp \quad (1.10.3)$$

essendo  $p=R\rho T/M_a$  per l'equazione di stato e  $p dz = -dp/g$  per l'ipotesi idrostatica. Inoltre scegliendo  $h$  sufficientemente alto da considerare  $p_h \approx 0$  possiamo trascurare il primo addendo e quindi, sostituendo in (1.10.2), otteniamo:

$$E = E_I + E_P = c_p g^{-1} \int_0^{p_0} T dp \quad (1.10.4)$$

essendo  $c_p = c_v + R/M_a$ .

Si noti che in questo caso di equilibrio idrostatico  $E_p/E_v = c_p/c_v - 1 \sim 0.4$  per l'aria secca, per cui nelle condizioni in cui prevale l'equilibrio idrostatico il rapporto si mantiene costante e quindi l'eventuale conversione in energia cinetica avviene a spese di entrambe le forme di energia in egual misura. Da qui la opportunità di trattare  $E_p$  ed

$E_v$  insieme, considerando la loro somma come *l'energia potenziale totale*.

### 1.11 Energia potenziale disponibile

Si consideri un'atmosfera uniformemente stratificata, stabile rispetto al moto verticale in cui non ci siano variazioni di densità in

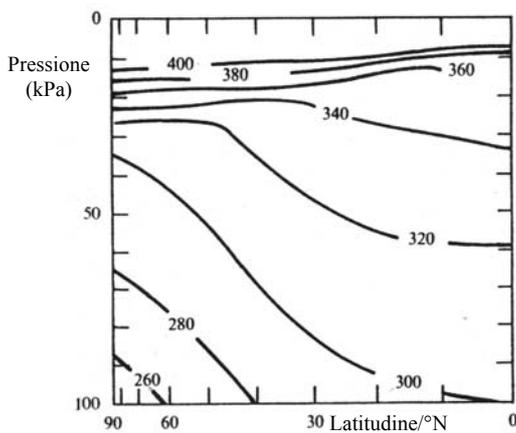


FIG.1.11 Distribuzione della temperatura potenziale corrispondente ad uno stato generico dell'atmosfera

orizzontale a nessuna quota: sebbene l'energia potenziale totale sia notevole essa non è in nessuna misura disponibile ad una conversione in energia cinetica.

Si introduce pertanto *l'energia potenziale disponibile* definibile come

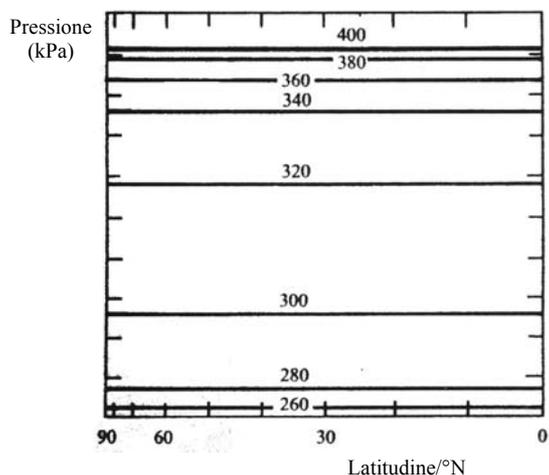


FIG.1.12 Distribuzione della temperatura Potenziale corrispondente ad atmosfera staticamente stratificata

la differenza fra l'energia potenziale totale di uno stato atmosferico preso in considerazione e l'energia potenziale totale di uno stato atmosferico di riferimento a stratificazione uniforme e staticamente stabile la cui energia potenziale disponibile si ipotizza nulla. Con riferimento alla fig. 1.11, osserviamo che in uno stato generico le superfici isoentropiche (caratterizzate da temperatura potenziale  $\theta$  costante) non coincidono con quelle geopotenziali<sup>3</sup> cosa che invece si realizza in un'atmosfera a stratificazione uniforme (fig.1.12) presa come stato di riferimento. La differenza fra questi due quadri è imputabile ad una differenza di energia potenziale disponibile che si può quantificare considerando l'energia potenziale gravitazionale rilasciata ed il lavoro eseguito a spese dell'energia interna durante quei processi adiabatici che, tramite redistribuzione delle masse atmosferiche, porterebbero lo stato uniforme di riferimento a coincidere con quello preso in considerazione. Senza inoltrarci nel calcolo specifico di questa grandezza [1] ci basterà osservare che <sup>Latitudine/°N</sup> tipicamente il rapporto fra energia potenziale disponibile ed energia potenziale totale è

$$E_D/E \sim 1/200 \quad (1.11.1)$$

mentre il rapporto fra energia potenziale disponibile e cinetica è tipicamente

$$E_K/E \sim 0.1 \quad (1.11.2)$$

## 1.12 La modifica della radiazione solare

Sin qui abbiamo descritto un'atmosfera in equilibrio radiativo capace di assorbire la radiazione emessa dalla terra, ma trasparente alla radiazione solare che giunge quindi sulla superficie terrestre immodificata. Con riferimento alla figura 3 ciò è in palese violazione con quanto accade realmente a causa dei processi di assorbimento che avvengono da parte di alcuni costituenti atmosferici come ad esempio l' $O_2$  e l' $O_3$  nella regione dell' $U.V.$  oppure l' $H_2O$  ed il  $CO_2$  nella regione dell' $I.R.$

---

<sup>3</sup> (2) Le superfici geopotenziali sono il luogo dei punti caratterizzati da uno stesso geopotenziale  $\Phi$  definito come  $\Phi = \int_0^z g(z) dz$

All'assorbimento si aggiungano le modifiche della radiazione solare dovute a processi di scattering di vario tipo (Rayleigh, Mie, Raman) di cui parleremo in maniera diffusa più innanzi essendo alla base della tecnica *Li.d.a.r.* per il monitoraggio atmosferico. In breve, la radiazione solare con intensità  $I$ , attraversando perpendicolarmente uno strato  $dz$  di atmosfera, verrà modificata di una quantità  $dI$  esprimibile, come nel caso dell'assorbimento, con

$$dI = -I\rho\sigma dz \quad (1.12.1)$$

essendo questa volta  $\sigma$  il coefficiente di scattering la cui espressione differisce a seconda della tipologia di scattering considerato.

### 1.13 L'assorbimento da bande: il caso dell'O<sub>3</sub> nell'U.V.

Nella regione dell'U.V. riveste un ruolo significativo l'assorbimento della radiazione solare dovuto alle molecole di O<sub>3</sub> presenti in un vasto intervallo di quote che va grossolanamente dai 10 agli 80 km ( indicate come stratosfera da 10 – 50 km e mesosfera da 50 - 80 km) nel quale predomina (massime attorno ai 50 km) rispetto ad altri fenomeni di assorbimento e costituisce la principale sorgente di energia.

Lo spettro di assorbimento dell'ozono nella cosiddetta banda di Hartley (200-300 nm) è sostanzialmente continuo, nel senso che varia poco e lentamente con il numero d'onda  $\kappa$  ed è anche indipendente dalla pressione. Ponendoci nel range di quote in cui sia presente l'O<sub>3</sub> ed ignorando lo scattering, si ha che il flusso della radiazione solare incidente  $F_{S\kappa}(z)$  in corrispondenza del numero d'onda  $\kappa$ , varia con la quota a causa dell'assorbimento dell'O<sub>3</sub> secondo la [1.1]

$$F_{S\kappa}(z) = F_{S\kappa}(\infty) \exp\left(-\int_z^{\infty} k_{\kappa} \rho_z \sec \theta dz\right) \quad (1.13.1)$$

essendo  $\rho_z$  la densità di ozono alla quota considerata,  $\theta$  l'angolo del sole rispetto allo zenith e  $k_{\kappa}$  il coefficiente di assorbimento dell' O<sub>3</sub>.

Per ottenere la variazione di temperatura nel tempo indotta da tale processo bisognerà considerare tutte le  $\kappa$  appartenenti alla banda di assorbimento, ottenendo [1.1]

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} = \cos \theta \int_{banda} \frac{dF_{sv}}{dz} d\nu \quad (1.13.2)$$

Tipicamente, attorno ai 50 km di quota, si hanno  $\sim 8$  °K per giorno.

### 1.14 L'assorbimento dovuto a singole righe

Nella regione dell'I.R. l'assorbimento avviene ad opera di molecole caratterizzate da livelli energetici discreti associati ai livelli vibrazionali e rotazionali sicché il coefficiente di assorbimento varia rapidamente e subitaneamente con  $\nu$  e si ha in sostanza uno spettro a righe. Noi faremo riferimento ad uno spettro di assorbimento composto da un elevato numero di righe che subiscono il solo fenomeno dell'allargamento per collisione senza sovrapporsi. Essendo quello per collisione un allargamento di tipo omogeneo, ciascuna riga è di tipo Lorentziano e descrivibile secondo l'espressione [1.3]

$$k_\kappa = \frac{s\gamma}{\pi \{(\kappa - \kappa_0) + \gamma^2\}} \quad (1.14.1)$$

con  $\gamma = 1/\tau_0$  *FWHM* (essendo  $\tau_0$  a sua volta il tempo medio fra due successive collisioni),  $\kappa_0$  il numero d'onda in corrispondenza del picco ed  $s$  una costante di normalizzazione. Il valore di  $k_\kappa$  risulta fortemente dipendente dalla pressione, essendo  $\gamma$  una funzione del tempo medio fra due collisioni successive che dipende dalla pressione e quindi varia fortemente con la quota. Senza considerare i dettagli, si ottiene che la trasmittività media lungo un cammino atmosferico in cui insistono costituenti caratterizzati da uno spettro di assorbimento siffatto può essere approssimata con l'espressione:

$$\tau = 1 - \frac{\sum_i W_i}{\Delta\nu} \quad (1.14.2)$$

con  $W_i$  larghezza equivalente di riga e  $\Delta\nu$  la larghezza di banda.

### 1.15 Equazione integrale del trasferimento radiativo

Relativamente alla regione dell'infrarosso vogliamo ottenere l'equazione del trasferimento radiativo in cui compaiano sia l'emissione che l'assorbimento, superando l'ipotesi di atmosfera grigia e quindi considerando un coefficiente di assorbimento composto da una successione di righe ed una atmosfera strutturata e

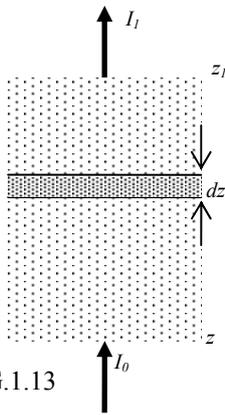


FIG.1.13

composta in maniera generica. *Il fine è quello di quantificare nel caso più generale il contributo dei processi radiativi al cosiddetto bilancio energetico atmosferico ovvero il calcolo della energia che si accumula in atmosfera grazie ai processi radiativi.* Si consideri allora uno strato finito di atmosfera (vedi fig.1.13) compreso fra le quote  $z_1$  e  $z_0$  con la radiazione di intensità  $I_{v0}$  relativa al numero d'onda  $\nu$  incidente su di esso alla quota  $z_0$ , verticalmente e verso l'alto

Per calcolare la intensità uscente  $I_{\nu 1}$  dallo strato alla quota  $z_1$  si consideri lo strato elementare  $dz$  alla quota  $z$  compresa fra  $z_1$  e  $z_0$  alla temperatura  $T$  e che quindi emette radiazione verso l'alto e verso il basso con intensità  $k_{\nu}\rho dz B_{\nu}(z)$  essendo  $k_{\nu}$  il valore del coefficiente di assorbimento in corrispondenza del numero d'onda  $\kappa$  e

$$B_{\nu} = 2\kappa^2 \frac{hc\kappa}{\exp\left(\frac{hc\kappa}{kT}\right) - 1} \quad (1.15.1) \quad \text{la funzione di corpo nero di Planck.}$$

Tale radiazione emessa sarà attenuata prima di giungere in  $z_1$ , essendo la trasmissione non unitaria a causa dell'assorbimento e data da

$$\tau_{\kappa}(z, z_1) = \exp\left(-\int_z^{z_1} k_{\kappa}\rho dz'\right) \quad (1.15.2)$$

Il contributo ad  $I_{\kappa l}$  dallo strato  $dz$  sarà dunque

$$dI_{\kappa l} = k_{\kappa} \rho dz B_{\kappa}(z) \exp\left(-\int_z^{z_1} k_{\kappa} \rho dz'\right) = B_{\kappa}(z) d\tau_{\kappa}(z, z_1) \quad (1.15.3)$$

e pertanto

$$I_{\kappa l} = I_{\kappa 0}(z_0, z_1) + \int_z^1 B_{\kappa}(z) d\tau_{\kappa}(z, z_1) \quad (1.15.4)$$

essendo il primo termine il contributo dovuto alla radiazione incidente in  $z_0$ .

L'equazione (1.15.4) è l'**equazione integrale del trasferimento radiativo**.

Integrando successivamente su tutte le frequenze si ottiene l'intensità totale della radiazione ad ogni quota considerata

$$I_1 = \int_0^{\infty} I_{\kappa 0} \tau_{\kappa}(z_0, z_1) d\kappa + \int_0^{\infty} \int_z^1 B_{\kappa}(z) d\tau_{\kappa}(z, z_1) d\kappa \quad (1.15.5)$$

Sulla base di questa equazione si può, parimenti a quanto fatto nel caso dell'ozono con le equazioni (1.13.1) e (1.13.2), calcolare i flussi di radiazione e la variazione di temperatura ad ogni quota atmosferica dovuta a processi di trasferimento radiativo. Nella fig. 1.14 è riportata un quadro generale dei vari processi che avvengono, comprendendo anche lo scattering.

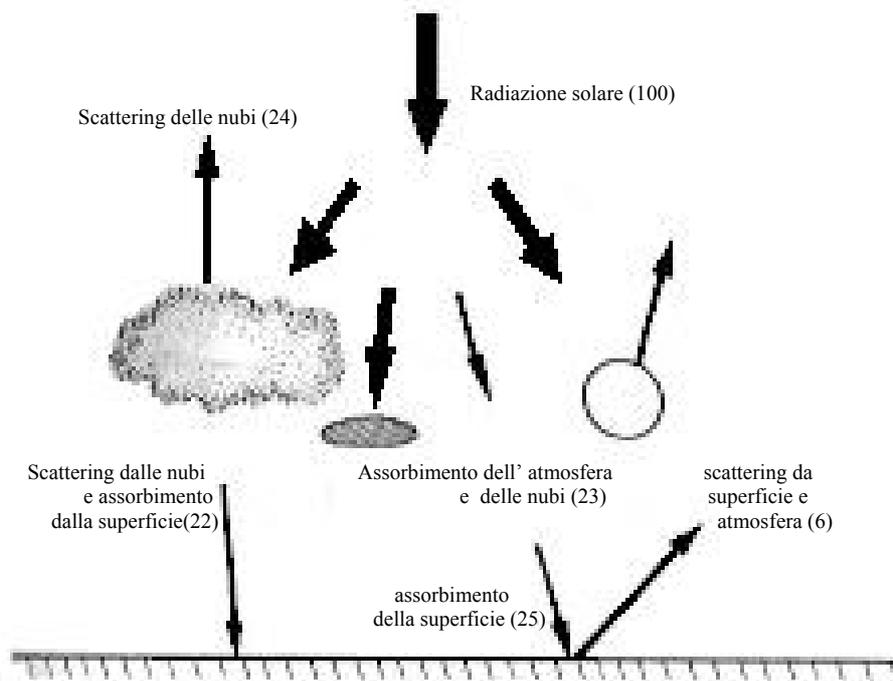
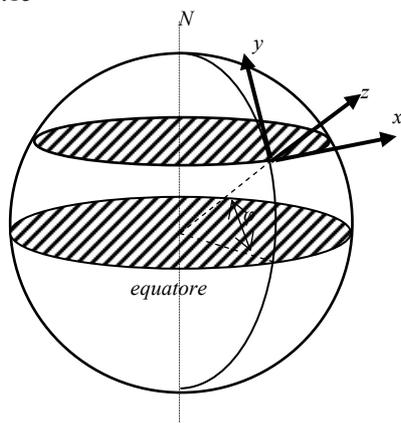


FIG.1.14 Bilancio radiativo atmosferico dovuto ai vari processi di scambio energetico che vi hanno luogo

## 1.16 La dinamica atmosferica

FIG.1.15



Sin qui l'atmosfera si è considerata come un sistema termodinamico in cui le sorgenti e i pozzi di radiazione generano energia potenziale e cinetica. Ci occupiamo ora delle tipologie di moto assunti dalle masse atmosferiche in seguito alla trasformazione di energia potenziale in cinetica. Sia  $\Sigma(x,y,z)$  il sistema di riferimento in fig.1.15 con  $x$  diretto verso est,  $y$  verso nord e  $z$  lungo la

verticale alla superficie terrestre a cui è solidale nel moto di rotazione con velocità angolare  $\Omega$ , relativamente ad esso la legge di Newton, detta anche **equazione del momento** [1.4] diventa:

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = 2\mathbf{V} \times \boldsymbol{\Omega} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (1.16.1)$$

avendo considerato un elemento di fluido con densità  $\rho$  e che si muove con velocità  $\mathbf{V}$  alla presenza di un gradiente di pressione  $\nabla p$  e di forze dissipative  $\mathbf{F}$  ed essendo  $\mathbf{g} = \mathbf{g}' - \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r})$  la differenza fra accelerazione di gravità e forza centrifuga. Il termine  $\mathbf{F}_c = 2\mathbf{V} \times \boldsymbol{\Omega}$  rappresenta la forza di coriolis. Si ottiene in generale il coagire di due tipologie di moti: uno turbolento ed uno advettivo. Dapprima ci occupiamo brevemente di questi ultimi.

### 1.17 I moti advettivi

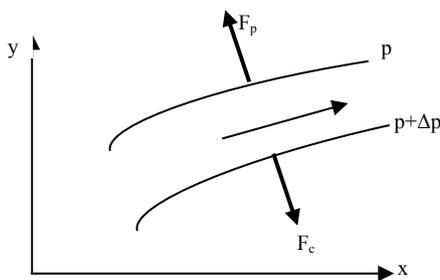


FIG.1.16

Qualora si considerino masse d'aria estese in orizzontale su una scala dell'ordine dei 1000 km  $\gg$  della loro estensione verticale (che è dell'ordine di 10 km), i moti advettivi si dicono di tipo sinottico. Fra questi il *moto quasi orizzontale* in cui si trascurano le componenti di  $\mathbf{V}$  e in generale del moto lungo  $z$ , direzione lungo la quale si ipotizza esserci equilibrio idrostatico. Fra i moti quasi orizzontali vi è il cosiddetto *vento geostrofico*, condizione che si ottiene quando la forza di coriolis eguaglia il termine dovuto al gradiente di pressione ed è quindi  $\frac{d\mathbf{V}}{dt} = 0$  avendo considerato latitudini per le quali  $\mathbf{F}=0$  e si ottiene un moto che segue quello di rotazione terrestre (vedi fig. 1.16). Se invece ci poniamo a basse latitudini in cui la forza di coriolis è trascurabile, può accadere che la componente centripeta del termine a primo membro sia uguale a quella del gradiente di pressione e si ottiene il moto *ciclostrofico* tipico ad esempio dei cicloni tropicali. È interessante parametro per valutare la validità dell'ipotesi geostrofica il *numero di Rossby*

$$R_0 = \frac{d\mathbf{V}}{dt} \cdot \frac{1}{\mathbf{F}_c} \quad (1.17.1)$$

che è tanto più piccolo quanto più valida è l'ipotesi geostrofica. Infine, quando si consideri il caso generale senza particolari ipotesi semplificative, risulta molto utile come integrale primo per la risoluzione del moto delle masse d'aria ***l'equazione di continuità***. Si ottiene ipotizzando che il flusso netto di massa nell'unità di volume e per unità di tempo eguaglia in quel volume la variazione temporale di densità ovvero:

$$\text{div}(\rho\mathbf{V}) = -\frac{\partial\rho}{\partial t} \quad (1.17.2)$$

e che restituisce  $\text{div}\mathbf{V} = 0$  per fluidi incompressibili.

## Capitolo 2 : La turbolenza e lo strato limite planetario (PBL)

### 2.1 La turbolenza

E' noto come il moto di un fluido possa essere di tipo laminare o turbolento. Considerato un fluido che si muova con velocità media  $V$  e viscosità cinematica  $\nu$  si introduce un parametro adimensionale detto numero di Reynolds definito da

$$\text{Re} = \frac{LV}{\nu} \quad (2.1.1)$$

essendo  $L$  la lunghezza di scala tipica del moto che si consideri (ad esempio, il diametro di un tubo se in esso vi scorre acqua): qualora risulti  $\text{Re} > 1000$  si dice che il fluido è caratterizzato da un flusso turbolento. Infatti, mentre in un fluido in moto laminare la velocità in un dato punto rimane costante se le condizioni al contorno sono indipendenti dal tempo, risultati sperimentali che si devono a Reynolds mostrano che aumentando la velocità del fluido in un contenitore (un tubo ad esempio), si ha la comparsa di moti vorticosi con fluttuazioni della velocità, e questo fenomeno

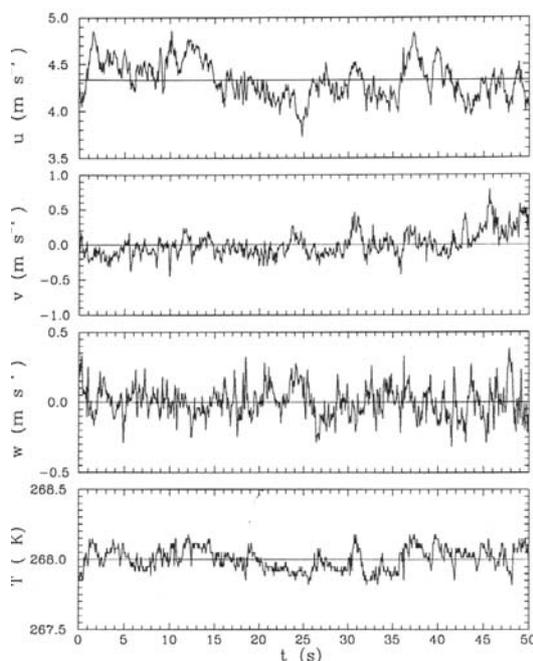


FIG.2.1 Esempio di misura fluttuante delle componenti di vento e della temperatura effettuate a terra a 10 Hz

diventa preponderante se  $Re > 1000$ . La casualità delle caratteristiche del moto lo rende imprevedibile e pertanto le velocità del flusso e le altre variabili (pressione, densità e temperatura) vengono considerate come variabili casuali: questo comporta una descrizione statistica del fenomeno. Ad esempio, nello specifico dell'atmosfera, dette  $u$ ,  $v$ , e  $w$  (vedi fig.2.1) le componenti del vento nelle tre direzioni assiali del sistema di riferimento  $\Sigma (x,y,z)$  (riportato nella figura 2.3 più avanti) esse si

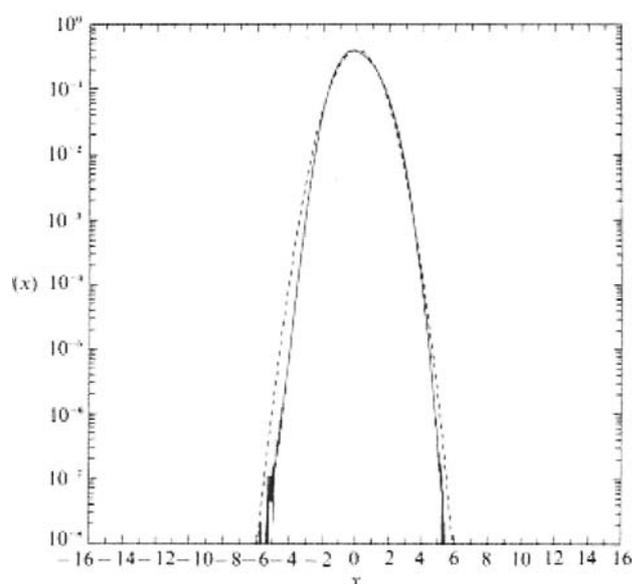


FIG.2.2. Distribuzione di probabilità normalizzata alla sua deviazione standard di una componente di vento

scriverranno come la somma di un valor medio più una componente stocastica ( $u = \bar{u} + u'$ ) descrivibile secondo una particolare distribuzione che caratterizza a sua volta la turbolenza (vedi fig.2.2).

Una seconda importante proprietà del moto turbolento è l'efficienza nel mescolamento delle proprietà del flusso: infatti il trasporto sia di momento (cioè il mescolamento dell'aria con i vortici turbolenti) sia

di traccianti passivi (umidità, inquinanti, etc.) è molto più intenso in questo caso che nel

caso di moto laminare. Sperimentalmente, in condizioni opportune, si osserva il flusso di una grandezza nella direzione in cui tale grandezza diminuisce e ciò induce ad estendere il concetto di diffusività (caratteristico del regime laminare) alla turbolenza, e quantificare il mescolamento in maniera del tutto simile alla viscosità molecolare. Un terzo importante aspetto che caratterizza il moto turbolento è la presenza di un grande intervallo di scale di moto: i vortici caratterizzati dalle scale più grandi dissipano la loro energia producendo vortici più piccoli. Si dimostra l'esistenza di un intervallo fra le grandi scale dimensionali, detto intervallo

inerziale, in cui la dinamica del moto è indipendente dalla viscosità cioè dalle caratteristiche molecolari del fluido. Quindi, almeno per le caratteristiche di grande scala (alle scale di moto più piccolo gli effetti della viscosità diventano importanti) si può considerare il flusso turbolento ad alto numero di Reynolds indipendentemente dal numero di Reynolds stesso

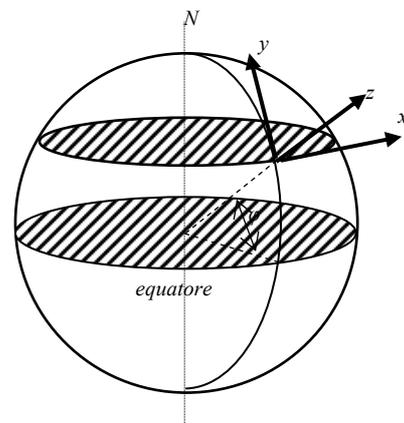
## 2.2 Le equazioni di Navier – Stokes

Qualora si specifichi l'equazione del momento (1.16.1) nelle tre componenti assiali e si considerino gli effetti dissipativi della sola viscosità, si ottengono le tre equazioni di Navier Stokes che regolano la dinamica di un fluido in regime turbolento:

$$\frac{du_i}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \varepsilon_{ij3} f u_j + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \delta_{i3} g \quad (2.2.1)$$

in cui si è utilizzata la notazione matriciale con gli indici  $i, j = \{1, 2, 3\}$ ,  $\delta_{i3}$  simbolo di kronecker ed  $\varepsilon_{ij3}$  il tensore totalmente antisimmetrico. Risulta inoltre  $x_1 = x$ ,  $x_2 = y$ ,  $x_3 = z$  e  $u_1 = u$ ,  $u_2 = v$  e  $u_3 = w$ . Circa i termini a secondo membro, essi rappresentano nell'ordine la forza dovuta al gradiente di pressione, la forza di coriolis con  $f = 2\Omega \sin\varphi$  (vedi fig. 2.3 con  $\Omega$  la velocità di rotazione attorno all'asse terrestre), la forza dissipativa dovuta alla viscosità molecolare dell'aria e la forza di gravità. Sostituendo nelle equazioni (2.2.1) le variabili scritte come media più fluttuazione e mediando, si ottengono le equazioni per le quantità medie (la indicazione di media è però soppressa):

FIG.2.3



$$\frac{du_i}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \varepsilon_{ij3} f u_j + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \delta_{i3} g \rho - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (2.2.2)$$

I primi quattro termini a secondo membro, relativi alle componenti medie, restituiscono la dinamica della componente media o vento medio, mentre l'ultimo termine, relativo alle medie delle componenti stocastiche fluttuanti, esprime il contributo della turbolenza allo stesso vento medio. Tale termine è detto **stress da turbolenza o di Reynolds**. Si osservi, circa i tempi su cui si esegue la media, che dipendono dalla scala temporale caratteristica del fenomeno che si vuole osservare.

### 2.3 Stress di Reynolds e trasferimento turbolento

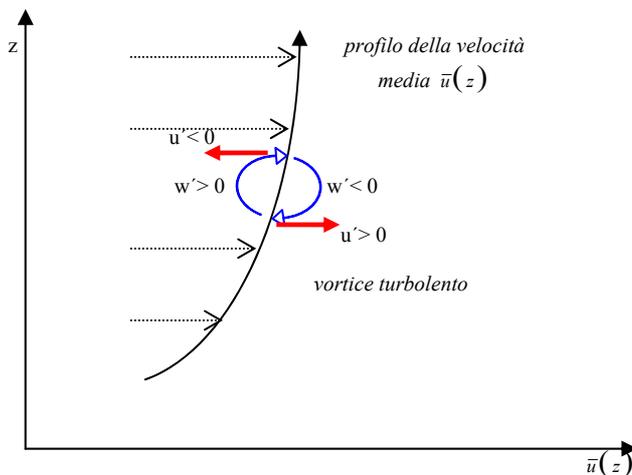


FIG.2.4 interpretazione dei termini di correlazione

Osserviamo dapprima che lo stress di Reynolds si presenta come la derivata della media di due variabili stocastiche e quindi come la derivata di un termine di correlazione. Per rendere l'idea del significato di questi termini di correlazione si può considerare il caso in cui la velocità sia data da  $\mathbf{V} = (\bar{u}(z), 0, w')$

dove ad esempio  $z$  è la quota (si veda la fig. 2.4) ed è  $\bar{u}(z)$  crescente. Si immagini una particella di fluido spostata in direzione  $z$  per effetto di una fluttuazione della componente verticale di vento  $w'$  senza modifica della sua componente orizzontale: una fluttuazione negativa (oppure positiva) della componente verticale sposta le particelle d'aria con velocità  $\bar{u}(z)$  verso il basso (l'alto) dove la velocità orizzontale media è inferiore (superiore) determinando così una fluttuazione  $u'$  positiva della componente orizzontale che si è ipotizzato non modificarsi durante la traslazione verticale. Perciò se la componente orizzontale

media cresce con  $z$ , ad un valore negativo di  $w'$  è associato un valore positivo di  $u'$  e, analogamente, se  $w'$  è positivo  $u'$  è negativo, cioè si ottiene un trasporto o trasferimento turbolento di quantità di moto nel verso negativo di  $z$  cioè dall'alto verso il basso. Viceversa il trasporto sarà verso l'alto qualora la  $\bar{u}(z)$  risulti decrescente. Si dimostra [1.1] che il fenomeno del trasporto turbolento si verifica per qualsiasi grandezza  $\xi$  (ed in particolare per calore, umidità e traccianti passivi) caratteristica del flusso atmosferico e che in atmosfera segua un certo profilo  $\bar{\xi}(z)$ . Nella regione prossima alla superficie terrestre tale fenomeno assume dimensioni tali per cui risulta il meccanismo principale tramite il quale calore, umidità, momento e traccianti passivi sono scambiati fra l'atmosfera e la superficie stessa. La regione in cui tale trasferimento ha luogo è detta Strato Limite Planetario (PBL secondo l'acronimo anglosassone Planetary Boundary Layer) mentre la restante parte di atmosfera è indicata genericamente come atmosfera libera.

## 2.4 Lo strato limite planetario (PBL)

Lo strato limite planetario (indicato nel seguito con PBL) può definirsi come quella porzione di atmosfera in cui la dinamica è influenzata dalla superficie planetaria sottostante, e risponde ai cambiamenti indotti da quest'ultima (forzanti superficiali) con una scala temporale di circa un'ora. Tale influenza si estrinseca attraverso una molteplicità di fenomeni aventi varia natura:

- meccanica, attraverso la resistenza aerodinamica causata dalla forza d'attrito viscoso e della superficie stessa
- termica, attraverso il trasferimento di calore da e verso il suolo
- termodinamica, attraverso l'evaporazione, la traspirazione o l'emissione di grandi masse di inquinanti dovute a sorgenti naturali (vulcani, polveri da erosione) o antropiche (emissioni industriali, traffico urbano).

In generale dunque la superficie planetaria può indurre modifiche al profilo di vento laminare relativo a fenomeni advettivi (siano essi sinottici o su mesoscala come le brezze) ed al profilo di temperatura adiabatica tali da generare instabilità e fenomeni di trasporto turbolento determinanti per la dinamica; tutto ciò fino ad una quota  $h$  pari all'altezza del PBL soggetta a variazioni:

- spaziali – attraverso cambiamenti delle caratteristiche della superficie o la presenza di strutture urbane o ancora di una complessa orografia che influiscono sulla stratificazione del PBL
- temporali – attraverso il ciclo di riscaldamento diurno che induce variazioni dei profili di temperatura durante l'arco di una giornata.

Per concludere una osservazione: in figura 2.5 è riportato lo spettro di vento ovvero l'intensità delle varie scale temporali che compongono la dinamica atmosferica in una data posizione. E' interessante notare due regioni: una a destra del minimo, raggruppa i fenomeni vorticosi turbolenti ed una a sinistra quelli meteorologici o sinottici. La loro separazione avviene attorno al valore di un'ora, pari al tempo di risposta del PBL a quelli che abbiamo indicato come forzanti superficiali. Ciò

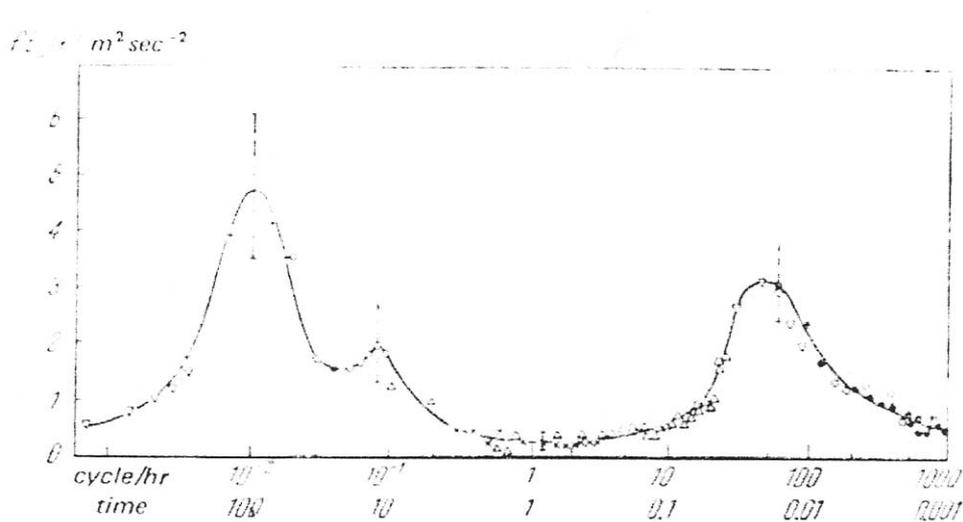


FIG.2.5 Spettro schematico della varianza della velocità del vento nello strato limite [2.2]

costituisce una ulteriore indicazione del ruolo significativo assunto dalla turbolenza nel determinare la dinamica del PBL.

## 2.5 Il ciclo diurno del PBL

Analizziamo nello specifico le variazioni indotte alla stratificazione del PBL dal ciclo di riscaldamento diurno della superficie planetaria. E' necessario eseguire una netta distinzione fra suolo e mare. Ricordiamo infatti che l'acqua è caratterizzata da

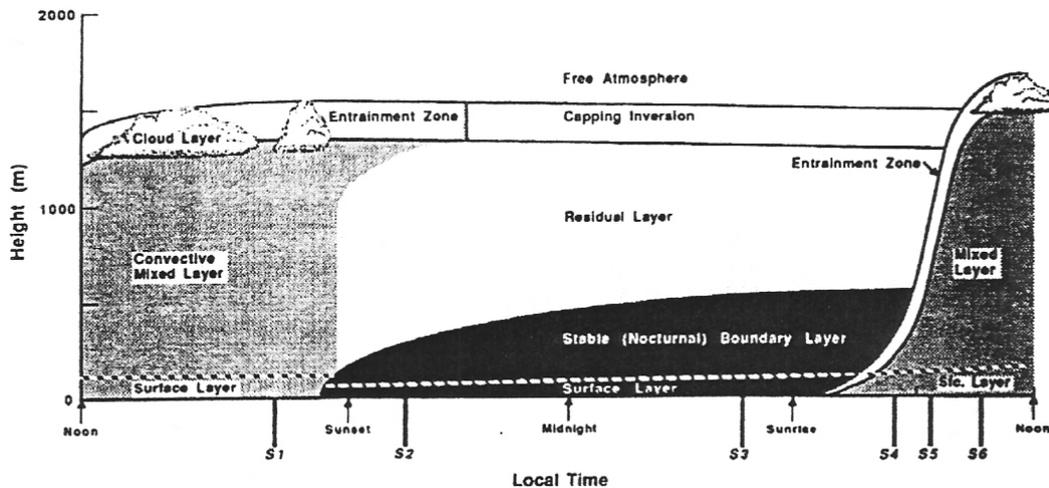
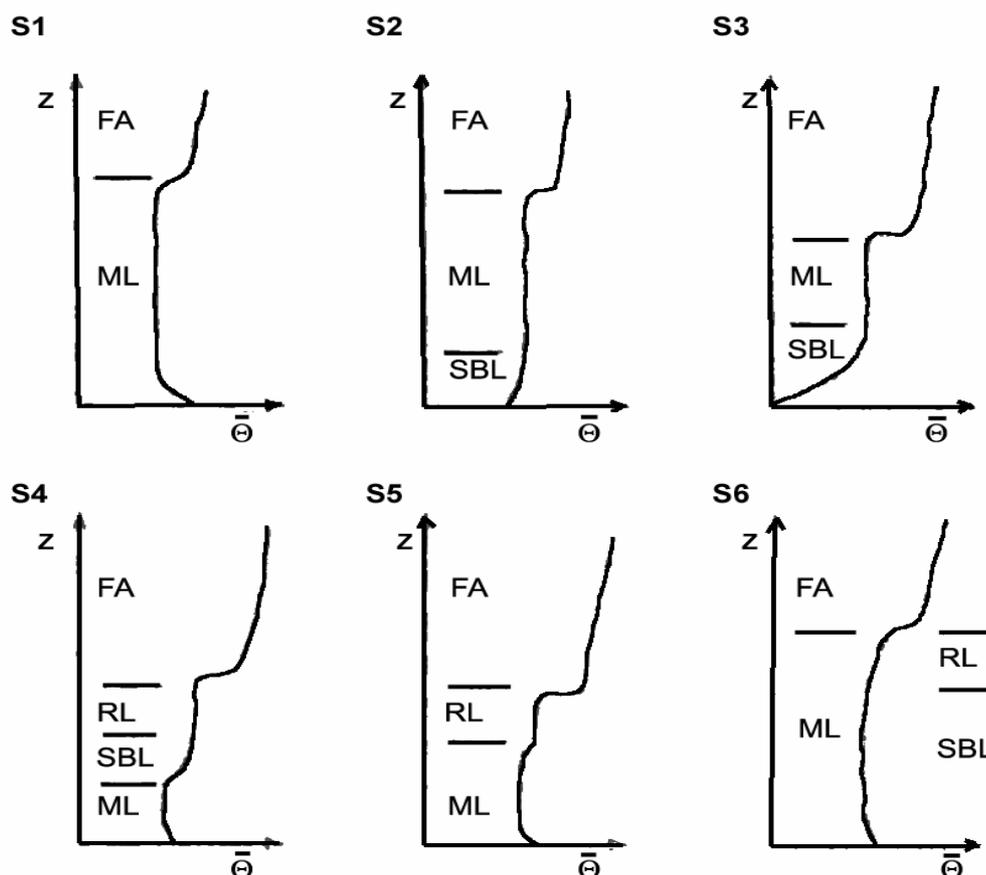


FIG.2.6 Evoluzione diurna idealizzata dell'altezza del PBL su suolo, in funzione del tempo da [2.1]

una grande capacità termica e quindi può assorbire grandi quantità di calore dal sole senza variare di molto la sua temperatura; sul mare aperto l'altezza del PBL è quasi uniforme e varia lentamente sia nello spazio che nel tempo. L'evoluzione dello strato limite ideale sulla terra in condizioni di alta pressione è rappresentato in figura 2.6. Si osservano tipicamente tre diverse situazioni:

*lo strato limite convettivo* (da qui innanzi CBL secondo l'acronimo anglosassone di Convective Boundary Layer). Si sviluppa a partire dal sorgere del sole e dal conseguente riscaldamento del suolo: è caratterizzato dalla turbolenza generata da questo effetto termico. Il flusso di calore alla superficie, rende il profilo di temperatura virtuale superadiabatico (instabile) nei pressi del terreno e quasi adiabatico nella zona centrale, ben mescolata. Il raffreddamento degli strati più alti



**Figura 2-7** Profili della temperatura potenziale media in relazione all'evoluzione del PBL durante un ciclo diurno. Le sigle S1÷ S6 indicano vari momenti della giornata (rispettivamente pomeriggio, sera, notte, mattino, fine dello strato notturno, fine dello strato residuale); le sigle ML, SBL e RL si riferiscono agli strati che si sviluppano all'interno del PBL, durante la sua evoluzione diurna e che saranno descritti nel seguito.

favorisce lo sviluppo di una inversione di temperatura. Analogamente il gradiente del vento è debole nella parte centrale e può essere grande presso il suolo e negli strati più alti, dove genera instabilità e turbolenza. Riassumendo, si individuano i seguenti strati:

- lo strato superficiale, che comprende non più del 10% dello spessore totale del CBL, sostanzialmente influenzato dall'interazione anche meccanica con il suolo
- la parte centrale del CBL, detta strato di mescolamento (ML) in quanto ben mescolata: di solito compresa tra il 50 – 80 % dello spessore totale, è sostanzialmente dominata dalla convezione
- la sommità, tra il 10 – 40 % dello spessore totale, dove sono localizzati i fenomeni di mescolamento più intensi con l'aria sovrastante

Una descrizione qualitativa della turbolenza del CBL è rintracciabile in letteratura. In particolare, rilevanti sono i risultati ottenuti da simulazioni numeriche da Moeng and Sullivan [2.3] nel programma LES (Large Eddy Simulation) e che confermano il seguente schema: il galleggiamento prodotto al suolo, dove la radiazione incidente ad onda corta viene assorbita e riscalda l'aria, dà luogo allo sviluppo di bolle d'aria

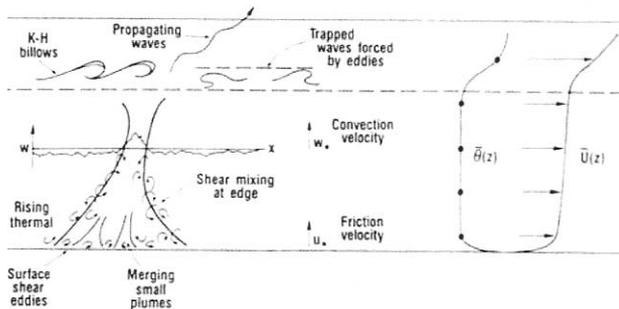


FIG 2.8 descrizione qualitativa della convezione nel PBL

calda e meno densa dell'ambiente circostante, distribuite casualmente alla superficie. Le bolle si auto-organizzano in pennacchi, trasportando aria calda verso l'alto; i pennacchi tendono ad allargarsi con la quota e a fondersi tra di loro. Per mantenere la continuità, moti discendenti più lenti trasportano dall'alto aria più fredda. Nella fig. 2.8 vi è una descrizione qualitativa di tale struttura.

**Lo strato limite stabile** (da qui innanzi SBL secondo l'acronimo anglosassone di Stable Boundary Layer). Si sviluppa a partire dal tramonto con il conseguente raffreddamento della superficie e si sviluppa per una altezza molto inferiore allo strato limite convettivo diurno. A partire dal terreno, il CBL tende a divenire stabilmente stratificato quando il flusso termico relativo alla superficie è negativo cioè la superficie è più fredda dell'aria. Con riferimento ai profili riportati in fig. 2.9, la struttura

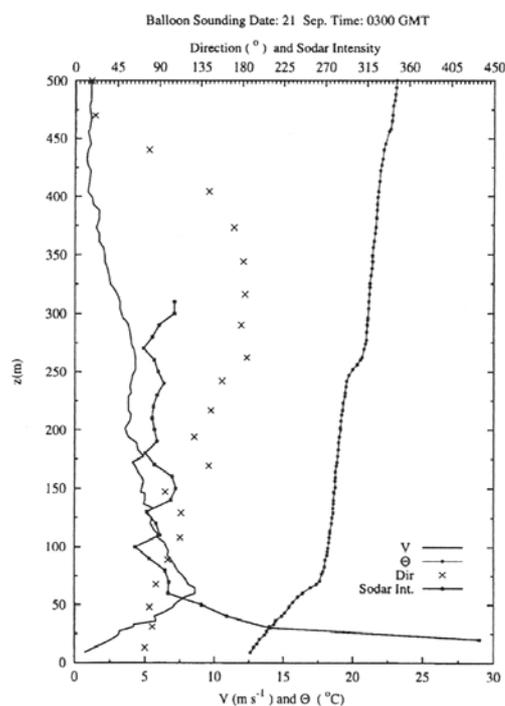


FIG.2.9: (da Tampieri [2.4]): Sono riportati il profilo verticale di vento  $V$  e direzione  $Dir$  e di temperatura potenziale  $\theta$

termica dello strato limite stabile impedisce alla turbolenza prodotta al livello del suolo di interessare gli strati superiori: il trasporto verticale di momento risulta essere limitato. Per contro si può osservare il fenomeno delle onde di gravità.

**Lo strato residuale** (da qui innanzi RL secondo l'acronimo anglosassone di Residual Layer). Alle quote comprese tra l'altezza dell'SBL e l'altezza del CBL rimane uno strato di atmosfera caratterizzato dalla turbolenza prodotta durante il giorno dalla convezione che ora non ha più forzanti e quindi decade nel tempo. Questo strato è isolato dal suolo e pertanto non è uno strato limite in senso stretto. L'energia cinetica della turbolenza decade per dissipazione e per eventuale dissipamento alla sommità.

## 2.6 Gli aerosol come traccianti atmosferici

Si è in precedenza accennato ai traccianti atmosferici detti anche aerosol. Si tratta di molecole o particelle presenti in aria e che partecipano alla dinamica atmosferica in maniera sostanzialmente solidale divenendo così degli efficaci traccianti della dinamica stessa e capaci di fornire informazioni e misure di quella. Un esempio

molto comune può essere costituito dalle emissioni urbane di origine antropica che una volta in atmosfera partecipano al moto turbolento delle masse d'aria e si distribuiscono nel PBL e fra i suoi strati. Notevole è la partecipazione degli aerosol alle correnti su scala sinottica come il trasporto ad alta quota delle sabbie sahariane dall'Africa verso l'Europa. Gli aerosol risultano particolarmente interessanti anche per la loro influenza climatologica (vedi [2.5]) e per la dannosità alla salute umana. Possiamo suddividere gli aerosol in due categorie fondamentali, le *polveri sottili* e le *particelle igroscopiche*. Nella prima categoria rientrano i *debris interplanetari*, le *polveri vulcaniche* e i *residui industriali*. Le particelle igroscopiche sono invece quegli aerosol capaci di creare nuclei di condensazione di vapor acqueo. Si classificano secondo le dimensioni: *nuclei di Aitken*, con raggio minore di 0.1  $\mu\text{m}$ , *nuclei grandi* con raggio tra 0.1 e 1  $\mu\text{m}$ , *nuclei giganti*, con raggio maggiore di 1  $\mu\text{m}$ : vengono generati da molteplici processi fra cui anche quelli industriali e di combustione e possono essere indicativi del grado di inquinamento atmosferico. Molto importanti sono i sali marini a causa delle loro notevoli proprietà igroscopiche: essi vengono immessi in aria in seguito al dissolvimento delle bolle che il vento solleva dalle creste ondose delle superfici marine. Le particelle aerosoliche che popolano l'atmosfera vengono continuamente rimosse attraverso tre tipi di meccanismi, oggetto di studio della meccanica degli aerosol: la coagulazione, che avviene quando due particelle collidono e formano particelle più grandi ma di minor numero; la *sedimentazione*, tendenza naturale di ogni particella per effetto della forza di gravità contrastata da venti e moti convettivi; il *washout* dovuto a pioggia e neve.

## 2.7 Alcuni esempi

Un esempio di misura del ciclo diurno del PBL che segue in maniera sostanziale la descrizione da noi fornita nel precedente paragrafo lo si ritrova in Hooper ed Eloranta [2.6] che riportano i risultati delle misure effettuate nel 1984 nell'ambito della campagna CIRCE in Illinois (U.S.A.) in ambiente rurale e pianeggiante. Nell'ambito della campagna ECLAP condotta in Francia da Pelon, Flamant et al. [2.7] nell'inverno fra il 1994 ed il 1995 si è messa in rilievo la differenza fra il PBL

relativo all'area urbana di Parigi fortemente urbanizzata ed esposta all'inquinamento atmosferico e quella di Palaiseau località posta in ambiente rurale a circa 25 km di distanza da Parigi. Notevoli sono risultate le differenze sia nella dimensione che nella stratificazione del PBL relativo ai due siti, a conferma di come le caratteristiche del suolo e la presenza di forte urbanizzazione possa rivelarsi determinante. Notevole è anche il ciclo triennale di misure effettuato a Barcellona

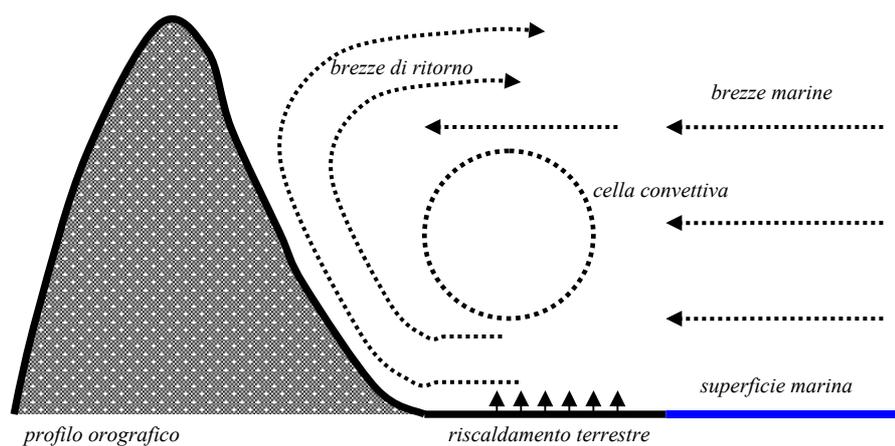


FIGURA 2.10 – influenza di orografia e brezze marine

fra il 2000 ed il 2002 da Comeron et al. [2.8] in cui si è mostrata anche l'influenza dell'orografia caratteristica del sito e l'influenza di forzanti locali come le brezze marine. Sebbene ci si possa aspettare un valore dell'altezza media dell'ML relativo al periodo estivo maggiore di quello relativo al periodo invernale a causa di una maggiore convezione generata da un maggiore riscaldamento terrestre, nell'area di Barcellona a causa di una complessa orografia e della presenza di forti brezze marine estive si genera una cella convettiva capace di bloccare l'estensione dell'ML stesso vedi fig.2.10. Circa il PBL in ambito marino, misure effettuate nell'ambito della campagna PARFORCE nel 1999 al largo delle coste del Donegal (Irlanda) [2.9] hanno mostrato come l'evoluzione e il trasporto degli spray marini generati dall'infrangersi delle onde oceaniche sulla costa non solo influenza il profilo di temperatura e quindi la stratificazione del PBL ma, terminando a causa dei fenomeni di trasporto soprattutto advettivi, nel ML influenza, grazie alle proprietà igroscopiche del sale, la microfisica e lo sviluppo della nuvole.

Infine consideriamo il caso del ciclo diurno del PBL sulla città di Napoli. Nell'ambito del progetto EARLINET nel periodo che va da maggio 2000 a dicembre 2003 si è osservato che su 289 giorni di misure, 245 giorni presentano un importante carico aerosolico di spessore variabile dai 1000 fino ai 4000 m. Dall'analisi dei cicli diurni si è potuto osservare che, in molti casi, durante l'evoluzione del PBL, la particolare morfologia del territorio favorisce lo sviluppo di fenomeni di circolazione locale come le brezze marine. Tali fenomeni muovono masse d'aria fredda e umida dal mare verso la costa, provocando un abbassamento della temperatura, un aumento dell'umidità relativa e un'intensificazione della velocità del vento. L'aspetto interessante è che su 14 cicli diurni complessivi osservati, 5 cicli evidenziano che il fenomeno della brezza è responsabile di una stratificazione del PBL in due zone, ciascuna con sue proprie caratteristiche e stratificazioni e che si estendono fra 0 e 1.5 km la prima e tra 1.5 e 3 km la seconda.

## Capitolo 3: Lo Scattering e la Tecnica Lidar di Monitoraggio Atmosferico

### 3.1 Lo scattering

Si è visto nel primo capitolo che l'atmosfera interagisce con la radiazione elettromagnetica, sia essa di origine solare che emessa dal suolo, dando luogo a fenomeni di assorbimento ed emissione. Si è altresì accennato ad un ulteriore fenomeno di interazione che ha luogo in atmosfera e cioè lo scattering, mostrando in fig. 1.14 il ruolo da questo svolto nel bilancio o budget radiativo atmosferico; ce ne occupiamo in questo capitolo in maniera più completa.

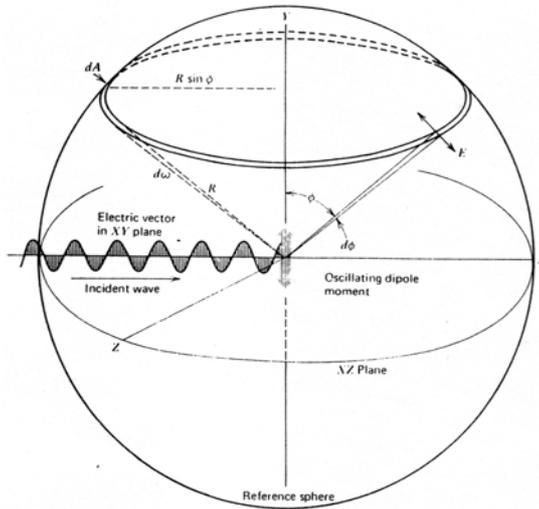
In generale lo scattering è il processo per cui una particella, posta lungo il cammino di un'onda elettromagnetica, sottrae energia all'onda incidente e la irradia nuovamente nell'angolo solido totale centrato sulla particella. Affinché il processo avvenga è necessario che l'indice di rifrazione della particella sia differente da quello del mezzo circostante. La particella, quindi, rappresenta una discontinuità ottica per l'onda incidente e l'intensità dell'energia diffusa ha una caratteristica distribuzione tridimensionale. Come visto nel precedente capitolo, esiste una vasta gamma di particelle atmosferiche che causano lo scattering, diverse per dimensione, distribuzione e proprietà ottiche. In generale, tuttavia, è possibile associare alla isotropia della particella una simmetria della distribuzione rispetto alla direzione dell'onda incidente. La forma della distribuzione, inoltre, dipende fortemente dal rapporto della dimensione della particella con la lunghezza d'onda incidente,  $\lambda$ . Possiamo anticipare che, se la dimensione della particella è minore di  $1/10$  della lunghezza d'onda, lo scattering è equiprobabile in avanti e all'indietro, mentre risulta sempre più concentrato in avanti al crescere della dimensione, con massimi e minimi a vari angoli. In tutti i casi, comunque, la forma della distribuzione è influenzata dal rapporto tra l'indice di rifrazione della particella e quello del mezzo, detto indice di rifrazione relativo.

Analizziamo in dettaglio due tipologie fondamentali di scattering, identificabili in base alla dimensione  $d$  della particella. La prima, in cui risulta  $d \ll \lambda$ , è descritta tramite la teoria di Rayleigh. L'intensità diffusa in un processo di questo tipo varia come la seconda potenza del volume della particella e inversamente con la quarta potenza della lunghezza d'onda e la distribuzione risulta simmetrica nei due emisferi. In atmosfera, i principali agenti di scattering di Rayleigh sono le molecole di gas. La seconda tipologia di scattering si riferisce al caso in cui  $d > (1/10) \lambda$  ed è descritta dalla teoria di Mie. Sebbene questa teoria sia strettamente applicabile solo a sfere isotrope, è possibile applicarla anche al caso di particelle di forma irregolare con opportune correzioni. La teoria completa si basa su di uno sviluppo in serie che comprende tutte le dimensioni delle particelle, il primo termine del quale è quello che corrisponde allo scattering di Rayleigh.

Una terza tipologia di scattering fa riferimento più propriamente alla frequenza di scattering. Una attenta analisi della luce diffusa rivela, infatti, la presenza di deboli linee spettrali che non sono presenti nella luce incidente. Queste variazioni in frequenza corrispondono a transizioni nelle molecole fra i livelli di energia permessi

e costituiscono un valido mezzo per l'identificazione stessa delle molecole. Questo processo è descritto tramite la teoria dello scattering di Raman.

### 3.2 Lo scattering di Rayleigh



Si assume la singola molecola come sferica, isotropa e di dimensione molto minore rispetto alla lunghezza d'onda della radiazione incidente. La molecola interagisce con l'onda primaria sottraendole energia e diffondendola nello spazio.

Fig. 3.1 Geometria di scattering di Rayleigh

Si considera il modello ideale in cui la massa molecolare risiede quasi interamente nei nuclei atomici posti al centro e di carica positiva, mentre la

nube elettronica, condivisa dagli atomi costituenti la molecola, bilancia la carica. L'attrazione tra cariche di segno opposto costituisce una forza di richiamo elastico. In questo modello, assunto non ionizzato, non polare, lineare, il bilanciamento della carica implica che la molecola non subisca alcuna forza netta da parte del campo elettromagnetico.

Quando la molecola è sottoposta ad un campo elettrico, le cariche sono sottoposte ad oscillazione forzata e si crea un momento di dipolo indotto che oscilla in risonanza e parallelamente con il vettore campo elettrico incidente, polarizzando la molecola. E' proprio la polarizzabilità della molecola la base del fenomeno di scattering. Il modulo di  $\vec{p}$  è dato da:

$$p = ey = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} E_0 \sin \omega t \quad (3.2.1)$$

dove  $y = \frac{e}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} E_0 \sin \omega t$  è la soluzione dell'equazione delle oscillazioni

forzate della singola carica elettronica, in cui  $E_0$  è l'ampiezza del campo elettrico,  $e$  ed  $m$  sono la carica e la massa elettronica rispettivamente,  $\omega_0$  la pulsazione di

risonanza, pari a  $\omega_0 = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^3 m} \right)^{1/2}$  ed  $\omega$  è la pulsazione del campo e.m. incidente.

Il momento di dipolo oscillante, innescato dall'onda incidente, genera un'onda secondaria il cui campo elettrico ha la seguente espressione:

$$E = \frac{\omega^2 p_0 \sin \phi}{4\pi\epsilon_0 c^2 R} \sin \omega(t - R/c) \quad (3.2.2)$$

dove  $p_0 = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} E_0$ ,  $\phi$  è l'angolo tra l'asse del dipolo e la direzione di interesse,  $R$  è una qualunque distanza lungo questa direzione. Otteniamo così, l'espressione della potenza media per unità di lunghezza d'onda e per unità di area normale alla direzione di propagazione, ovvero l'irradianza prodotta dall'onda secondaria alla distanza  $R$ , definita dal vettore di Poynting  $\bar{S} = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_0^2$ , per cui dall'espressione (1.4) otteniamo:

$$\bar{S} = \frac{\pi^2 c \sin^2 \phi}{2\epsilon_0 \lambda^4 R^2} \left[ \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \right]^2 E_0^2. \quad (3.2.3)$$

Più frequentemente, lo scattering atmosferico viene rappresentato dall'intensità di flusso per unità di angolo solido, giacché questa grandezza non contiene la dipendenza da  $R$ . Poiché,  $\bar{S} = I / R^2$ , si avrà:

$$I(\phi) = \frac{\pi^2 c \sin^2 \phi}{2\epsilon_0 \lambda^4} \left[ \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \right]^2 E_0^2. \quad (3.2.4)$$

In ultimo descriviamo la sezione d'urto di scattering angolare, definita come la superficie sul fronte d'onda incidente attraversata da una potenza pari a quella diffusa dalla molecola per unità di angolo solido nell'intorno dell'angolo  $\phi$ . In simboli:

$$\sigma_m(\phi) \bar{S} = I(\phi) \quad (3.2.5)$$

cioè, la sezione d'urto angolare di scattering è pari al rapporto dell'intensità diffusa e l'irradianza incidente. Dunque, sostituendo le espressioni (3.2.3) e (3.2.4) nella (3.2.5), si avrà:

$$\sigma_m(\phi) = \frac{9\pi^2}{N^2 \lambda^4} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \sin^2 \phi \quad (3.2.6)$$

dove  $n$  è l'indice di rifrazione ed  $N$  il numero di dipoli per unità di volume. Integrando su tutto l'angolo solido, si ottiene la sezione d'urto di scattering totale per una molecola isotropa illuminata da luce polarizzata linearmente:

$$\sigma_m = \frac{8\pi^3(n^2 - 1)^2}{3N^2\lambda^4} \quad (3.2.7)$$

Definiamo, infine, il coefficiente angolare di scattering  $\beta_m$  come la intensità totale rimossa da un fascio di luce da parte di una unità di volume di particelle sospese per unità di irradianza del volume (nell'espressione si è tenuto conto del fatto che il processo è incoerente, per cui la quantità rimossa da  $N$  particelle è giusto  $N$  volte quella rimossa da una particella):

$$\beta_m = \frac{8\pi^3(n^2 - 1)^2}{3N\lambda^4} \quad (3.2.8)$$

Di particolare importanza dal punto di vista della tecnica LIDAR impiegata in questo lavoro di tesi è la sezione d'urto di retrodiffusione, ossia quella che corrisponde al fenomeno della diffusione a  $180^\circ$  rispetto alla direzione del fascio di luce incidente sulla particella. In questo caso si ottiene:

$$\sigma_m^\pi(\lambda) = \frac{d\sigma(\phi = \pi)}{d\Omega} = \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{N^2\lambda^4} \quad (3.2.9)$$

da cui si ottiene per il coefficiente di backscattering:

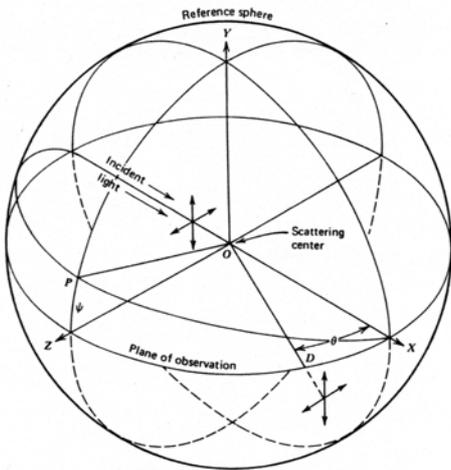
$$\beta = \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{N\lambda^4} \quad (3.2.10)$$

### 3.3 Lo scattering di Mie

Lo scattering da parte di particelle il cui raggio è più grande di circa 0,03 volte la lunghezza d'onda  $\lambda$ , è il campo di indagine della teoria di Mie. Man mano che aumentano le dimensioni delle particelle interessate, relativamente alla lunghezza d'onda, c'è una graduale transizione dallo scattering di Rayleigh a quello di Mie, caratterizzata da una più complessa relazione tra intensità diffusa e angolo di osservazione (comportamento, questo, variabile con il rapporto tra il diametro delle particelle e la lunghezza d'onda della radiazione,  $d/\lambda$ ), da un rapporto crescente tra l'intensità diffusa in avanti e quella diffusa all'indietro e infine da una piccola dipendenza della sezione d'urto di scattering dalla lunghezza d'onda quando le dimensioni delle particelle sono molto maggiori di  $\lambda$ . Tuttavia, i concetti base della teoria di Mie possono essere ricavati come estensione dello scattering di Rayleigh. Infatti, lo scattering da parte di una particella composta da più molecole può essere trattato come una estensione dello scattering da una singola molecola, considerando l'interferenza, in funzione dell'angolo di osservazione di onde diffuse prodotte da

oscillatori molecolari, posti molto vicini, a formare un array di multipoli. Eccitati dall'onda incidente, i multipoli danno vita ad onde secondarie, dette parziali, rappresentate da termini di ampiezza di una serie convergente, la cui somma al quadrato costituisce l'intensità diffusa ad un determinato angolo. È importante sottolineare che poiché la dimensione della particella è confrontabile con la lunghezza d'onda, la fase dell'onda primaria non è uniforme sulla particella e ciò determina una differenza di fase spaziale e temporale tra le varie onde parziali. È questa la causa di un fenomeno di interferenza fra le onde parziali che provoca una variazione nell'intensità diffusa con l'angolo di osservazione. La geometria dello scattering di Mie (fig. 3.2) può essere rappresentata in un sistema di riferimento OXYZ dove l'unità di volume contenente N particelle è posta nell'origine. La luce incidente è assunta viaggiare nella direzione X positiva, mentre la direzione di osservazione è data dalla retta OD nel piano XZ ad un angolo  $\theta$  dall'asse X. La distanza OD tra la particella ed il rivelatore è sufficientemente grande da far sì che l'unità di volume dei diffusori possa essere considerata puntiforme dal rivelatore posto in D.

La luce diffusa dalla particella all'angolo  $\theta$  può essere considerata come formata da due componenti aventi intensità  $I_{\perp}(\theta)$  e  $I_{\parallel}(\theta)$ , polarizzate perpendicolarmente e parallelamente al piano di osservazione XZ, rispettivamente; le componenti risultano proporzionali alle due funzioni di distribuzione di intensità  $i_1$  e  $i_2$  rispettivamente. Per una particella sferica ed isotropa, queste sono espresse come somma di una serie infinita di termini. La prima onda parziale risulta emessa da un dipolo, la seconda da un quadrupolo, etc.. In generale, quando la particella è illuminata da luce polarizzata piana, con il vettore campo elettrico inclinato di  $\psi$  rispetto al piano di osservazione XZ tale che  $\psi < \pi/2$ , l'intensità della luce diffusa nel piano è data da:



$$I(\theta, \psi) = E_{\psi} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} (i_1 \sin^2 \psi + i_2 \cos^2 \psi)$$

FIG.3.2: Geometria dello scattering di Mie  
(3.3.1)

Nei due casi estremi in cui il campo elettrico incidente forma un angolo  $\Psi = \pi/2$  e  $\Psi = 0$  con il piano XZ

l'intensità diffusa in questo piano è data rispettivamente dalle due espressioni:

$$I_{\parallel}(\theta) = E_{\parallel} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} i_2 \quad I_{\perp}(\theta) = E_{\perp} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} i_1$$

(3.3.2)

La condizione generale è quella di un'onda diffusa con polarizzazione ellittica. Quando, invece, la particella è illuminata da luce non polarizzata, l'intensità diffusa ha espressione pari a:

$$I(\theta) = \frac{I_{\perp}(\theta) + I_{\parallel}(\theta)}{2} = E \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left( \frac{i_1 + i_2}{2} \right)$$

(3.3.3)

Analogamente alla definizione data per una molecola, la sezione d'urto di una particella è definita come:

$$\sigma_p(\theta)\bar{S} = I(\theta) \quad (3.3.4)$$

per il caso più generale di luce non polarizzata, che è anche quello più frequente e naturale in atmosfera, la sezione d'urto è data da:

$$\sigma_p(\theta) = \frac{I_{\perp}(\theta) + I_{\parallel}}{2E_0} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left( \frac{i_1 + i_2}{2} \right) \quad (3.3.5)$$

Come accennato, la teoria di Mie porta ad una soluzione rigorosa per il caso di una sfera omogenea in un mezzo omogeneo. Ma poiché il caso reale è quello di agenti di diffusione che differiscono per composizione, forma e dimensioni, è doveroso considerare i risultati della teoria ottenuti per il caso di una polidispersione di sfere omogenee. In questo caso, la concentrazione N dei diffusori viene sostituita da una funzione di distribuzione. Considerato il coefficiente totale di scattering di volume, definito come nel caso Rayleigh, ma questa volta considerando le diverse sezioni d'urto delle particelle, avremo per il caso polidispersivo:

$$\beta(\theta) = \int_{r_1}^{r_2} N(r)\sigma(r)dr \quad (3.3.6)$$

dove,  $N(r)dr$  rappresenta il numero di particelle con indice di rifrazione n, aventi un raggio compreso tra r e r+d

### 3.4 Lo scattering Raman

Questa terza tipologia di scattering fa riferimento agli stati rotovibrazionali delle molecole. Se illuminiamo un campione di gas con una radiazione monocromatica di frequenza  $\nu$  ed osserviamo la radiazione diffusa, troviamo che la radiazione contiene, in aggiunta alla frequenza  $\nu$  uguale a quella dell'onda incidente e relativa allo scattering di Rayleigh, anche radiazione di frequenza  $\nu \pm \nu_V$ , dove  $\nu_V$  corrisponde ad una frequenza dello spettro vibrazionale della molecola ed è identificativa di quella molecola..

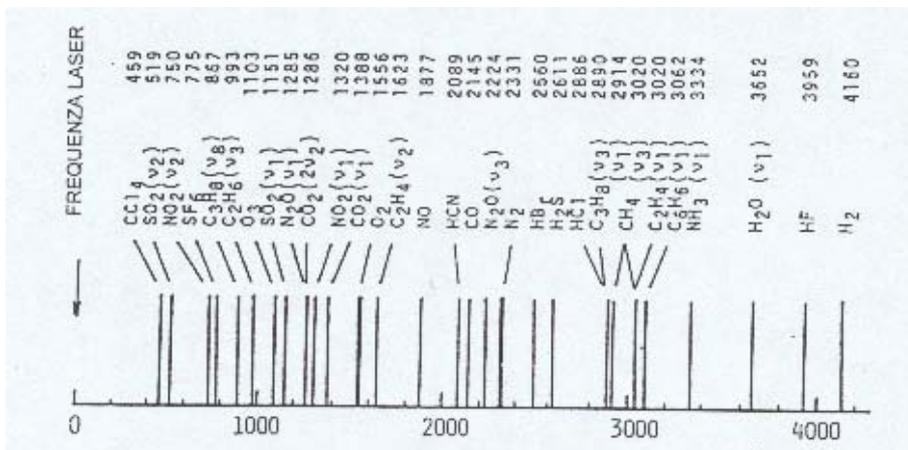


Fig. 3.3 Spostamento in frequenza della branca Q degli spettri Raman vibrazionali di molecole tipicamente presenti in atmosfera

Possiamo interpretare lo scattering Raman in questo modo: supponiamo che la molecola sia inizialmente nello stato vibrazionale  $V$ . Quando la molecola assorbe radiazione alla frequenza  $\nu$ , può portarsi su uno stato eccitato. Se lo stato eccitato non è stazionario, avviene una immediata re-irradiazione dell'energia assorbita. La molecola può tornare nello stato iniziale, emettendo radiazione alla stessa frequenza della luce incidente. Questo è lo scattering di Rayleigh.

La molecola, però, può anche ritornare su un altro livello vibrazionale che, secondo le regole di selezione ( $\Delta V = \pm 1$ ), deve trovarsi immediatamente sopra o sotto il livello iniziale. Questo è lo scattering Raman. Così, la radiazione emessa ha una frequenza pari a  $\nu + \nu_V$  oppure  $\nu - \nu_V$ . La linea di frequenza  $\nu - \nu_V$  è detta linea di Stokes, quella a frequenza  $\nu + \nu_V$  è detta linea anti-Stokes. L'effetto Raman è stato anche osservato nello spettro rotazionale. In questo caso la regola di selezione è  $\Delta l = 0, \pm 2$ . Perciò, in definitiva, possiamo distinguere tre branche: la branca S, corrispondente a  $\Delta l = +2$ , la branca Q, corrispondente a  $\Delta l = 0$ , la branca O, corrispondente a  $\Delta l = -2$ .

### 3.5 Tecniche di monitoraggio atmosferico

Passiamo ora a considerare le tecniche per il monitoraggio e la misura dei parametri fisici caratteristici dell'atmosfera ed in particolare analizziamo una tecnica che si basa sul fenomeno dello scattering e che viene indicata con l'acronimo anglosassone LIDAR che sta per Light Detecting and Ranging. In generale esistono due tipologie di tecniche per il monitoraggio atmosferico: quelle che monitorano in situ una singola ristretta zona in atmosfera, e quelle cosiddette di remote sensing che consentono una raccolta di dati capaci di rappresentare concentrazioni estese su vasti profili orizzontali e verticali. Circa queste ultime ne esistono due principali categorie di remote sensing: *passive* ed *attive*.

Le prime fanno uso della radiazione disponibile in atmosfera (solare, riflessa dalla superficie terrestre, di emissione) e studiano le interazioni con la specie sotto esame (assorbimento, scattering) o le emissioni termiche di queste al fine di dedurre la concentrazione.

Le seconde, invece, definibili più propriamente come radiometriche, si caratterizzano per l'introduzione di specifiche radiazioni in atmosfera per studiare, anche in questo caso, la concentrazione degli agenti responsabili del processo di interazione (scattering, assorbimento, emissione). Rispetto alle prime, esse permettono applicazioni che risulterebbero molto difficoltose, se non impossibili, grazie a vantaggiose caratteristiche come la selettività, la non invasività e la

possibilità di ottenere le distribuzioni spazio temporali dei parametri di interesse. Nelle categoria delle tecniche attive, rientra la tecnica LIDAR, utilizzata nella parte sperimentale di questo lavoro di tesi, che descriviamo qui di seguito .

### 3.6 La tecnica LIDAR

I metodi radiometrici permettono lo studio della trasmissione di radiazione nell'atmosfera, attraverso la misura dello spessore ottico in una determinata direzione. Considerato, ad esempio, un fascio di radiazione monocromatica di lunghezza d'onda  $\lambda$  ed intensità  $I(\lambda)$  propagantesi nella direzione  $z$ , si è visto nel primo capitolo che l'attenuazione di intensità dovuta all'attraversamento dello strato  $dz$  sarà data dalla (1.5.1) che riscriviamo esplicitandone le dipendenze funzionali

$$dI(\lambda) = -\alpha(\lambda, z)I(\lambda)dz \quad (3.6.1)$$

dove il segno negativo indica l'attenuazione del fascio e il coefficiente di proporzionalità  $\alpha$  (in precedenza indicato con  $k$ ), noto come *coefficiente di estinzione*, ha il significato fisico della riduzione di flusso di energia per unità di percorso nella direzione di propagazione del fascio. Dimensionalmente esso è l'inverso di una lunghezza. Si è inoltre visto che integrando l'espressione tra la quota  $z=0$  e  $z$ , e riarrangiando l'espressione, si ottiene:

$$I(\lambda) = I_0 \exp\left[-\int_0^z \alpha(\lambda, z)dz\right] \quad (3.6.2)$$

nota come legge di Lambert-Beer, che descrive l'andamento dell'intensità del fascio durante l'attraversamento degli strati atmosferici in funzione della quota e della lunghezza d'onda. L'esponente viene definito *spessore ottico del mezzo*, mentre il rapporto tra l'intensità  $I(\lambda)$  e l'intensità  $I_0$  alla quota  $z=0$ , viene definito *trasmissività atmosferica*:

$$T(\lambda, z) = \exp\left[-\int_0^z \alpha(\lambda, z)dz\right] \quad (3.6.3)$$

E' importante precisare che l'attenuazione del fascio va in generale attribuita alla diffusione ed all'assorbimento da parte delle particelle investite dalla radiazione.

Con le tecniche radiometriche standard è possibile ricavare informazioni sullo spessore ottico del mezzo, ma non è possibile risalire alle distribuzioni spaziali alle varie quote. Questo importante risultato è invece ottenibile mediante la tecnica LIDAR, acronimo anglosassone di Light Detection And Ranging.

### **3.7 Principio generale di funzionamento**

Il principio generale di funzionamento del LIDAR si basa sull'utilizzo di un fascio laser come sorgente di energia pulsata di ampiezza e durata opportuna. La trasmissione del fascio laser attraverso l'atmosfera, provoca lo scattering da parte delle molecole di gas o delle particelle sospese, investite dalla radiazione. Una frazione di questa radiazione viene retrodiffusa (*processo di backscattering*) nella direzione del sistema LIDAR e intercettata dal ricevitore (un telescopio). I processi di assorbimento da parte dei gas e delle particelle e la radiazione diffusa fuori dal campo di vista del telescopio, sono responsabili della attenuazione del fascio. Questa attenuazione si applica sia nel percorso di andata verso il volume di scattering, sia nel percorso di ritorno verso il ricevitore. L'energia retrodiffusa viene raccolta da un apposito apparato di ricezione mediante sistemi ottici di riflessione e rifrazione e trasferita ad un rivelatore, generalmente un fotomoltiplicatore, che converte l'intensità luminosa in una intensità di corrente ad essa proporzionale. Poiché la luce viaggia a velocità nota, la distanza del volume di scattering può essere univocamente determinata dall'intervallo di tempo tra l'istante di emissione e quello di ricezione. L'ampiezza del segnale ricevuto è determinata dalle proprietà di retrodiffusione dell'atmosfera nelle successive stratificazioni attraversate, ed anche dall'attenuazione nei percorsi di andata e ritorno. Il segnale retrodiffuso a sua volta, dipende dalla lunghezza d'onda dell'energia laser usata, dalla concentrazione, dimensione, forma ed indice di rifrazione delle particelle o delle molecole di gas intercettate dalla radiazione. Il segnale elettrico, dunque, contiene informazioni sulla presenza, sul range, sulla concentrazione dei diffusori e degli agenti assorbenti in atmosfera. Esistono due configurazioni che si differenziano in base al posizionamento relativo della sorgente laser e del telescopio. Quella monostatica, in

cui gli assi ottici del laser e del telescopio sono coincidenti, in modo che il campo di vista del telescopio includa la divergenza del fascio laser e quella bistatica, in cui il laser ed il telescopio sono paralleli, ma posti ad una certa distanza. Il volume di scattering è definito dall'intersezione della apertura del fascio laser con il campo di vista del telescopio.

Nei prossimi paragrafi analizzeremo il processo di analisi del segnale di backscattering.

### 3.8 L'equazione LIDAR

Per comprendere la relazione tra il segnale ricevuto da un sistema LIDAR e le caratteristiche atmosferiche legate ai processi di diffusione ed assorbimento esaminiamo i vari fattori che modificano il fascio laser inviato in atmosfera.

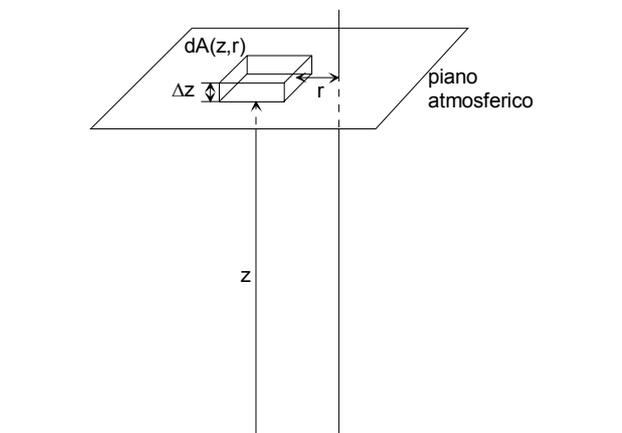
Consideriamo un sistema LIDAR nella configurazione monostatica.

La potenza ottica ricevuta dal rivelatore nell'intervallo spettrale  $\lambda, \lambda+d\lambda$  da una cella atmosferica compresa tra le quote  $z, z+dz$  è data da (fig. 3.4):

$$P(\lambda, \lambda_L, z) = \int J(\lambda, \lambda_L, z, r) \Delta\lambda \cdot \Delta z \cdot p(\lambda, z, r) dA(z, r) \quad (3.8.1)$$

essendo:

- $\Delta\lambda$  larghezza di banda osservata
- $\lambda$  lunghezza d'onda rivelata
- $\lambda_L$  lunghezza d'onda della sorgente laser
- $J(\lambda, \lambda_L, z, r)$  radianza spettrale alla lunghezza d'onda  $\lambda$ , indotta dalla radiazione laser, nella posizione  $r$  nel piano normale alla direzione di propagazione del fascio laser, posto a quota  $z$ , per intervallo di distanza unitario



- $dA(z,r)$  elemento di area della regione atmosferica di interesse, posto nella posizione  $r$  ed a distanza  $z$ .

- $p(\lambda, r, z)$  probabilità che la lunghezza d'onda  $\lambda$  proveniente da  $dA(z, r)$  colpisca il rivelatore.

Fig. 3.4 Schematizzazione del processo di ricezione del segnale

La probabilità  $p(\lambda, r, z)$  di ricezione comprende considerazioni geometriche, fenomeni di attenuazione atmosferica e proprietà dell'apparato di ricezione e del sistema di selezione spettrale. Essa si può esplicitare come:

$$p(\lambda, r, z) = \frac{A_0}{z^2} T(\lambda, z) \xi(\lambda) \chi(z, r) \quad (3.8.2)$$

essendo:

- $\frac{A_0}{z^2}$  l'angolo solido di accettazione del ricevitore
- $A_0$  il diametro del telescopio
- $T(\lambda, z)$  la trasmittività atmosferica alla lunghezza d'onda  $\lambda$  e quota  $z$
- $\xi(\lambda)$  la risposta spettrale del sistema di rivelazione alla lunghezza d'onda  $\lambda$ , determinato da ottiche, elementi di selezione spettrale, rivelatori
- $\chi(z, r)$  fattore di sovrapposizione, cioè probabilità che la radiazione proveniente da  $r$ , a distanza  $z$ , giunga al rivelatore, supponendo che ciò dipenda solo dalla sovrapposizione del fascio laser con il campo di vista (field of view, "f.o.v.") dell'obiettivo del telescopio.

Sofferamoci adesso sulla radianza spettrale  $J(\lambda, \lambda_L, z, r)$ . Essa dipende dal tipo di interazione tra la radiazione ed il bersaglio. Poiché il tipo di interazione che si vuole esaminare è lo scattering elastico o anelastico, l'espressione della radianza è data da:

$$J(\lambda, \lambda_L, r, z) = \beta(\lambda, \lambda_L, r, z) I(z, r) \quad (3.8.3)$$

essendo:

- $I(z, r)$  l'irradianza del fascio laser giunto alla quota  $z$  nella posizione  $r$  senza essere diffuso
- $\beta(\lambda, \lambda_L, z, r)$  il coefficiente di backscattering definito come la quantità di energia incidente che viene retrodiffusa per unità di angolo solido e per spessore atmosferico unitario ( $L^{-1} sr^{-1}$ )

Il coefficiente di backscattering può essere espresso in termini di proprietà dei diffusori come segue:

$$\beta = \int_{\Delta\lambda} \sum_i n_i(z, r) \left( \frac{d\sigma(\lambda_L)}{d\Omega} \right)_i L_i(\lambda) d\lambda \quad (3.8.4)$$

essendo:

- $n_i(z, r)$  la densità della i-esima specie diffondente
- $\frac{d\sigma(\lambda_L)}{d\Omega}$  la sezione d'urto differenziale di scattering della radiazione di

lunghezza d'onda  $\lambda_L$

- $L_i(\lambda)$  lo spettro di emissione della i-esima specie ( $L(\lambda)d\lambda$  è la frazione di radiazione diffusa che cade nell'intervallo spettrale  $\lambda, \lambda+d\lambda$ )

-  $\Delta\lambda$  è la finestra spettrale del ricevitore centrata attorno a  $\lambda$ .

Tralasciando momentaneamente la caratterizzazione del coefficiente  $\beta$ , oggetto di analisi del prossimo paragrafo, sostituiamo le espressioni trovate per la probabilità  $p(\lambda, r, z)$  e la radianza  $J(\lambda, \lambda_L, z, r)$ . Otteniamo:

$$p(\lambda, \lambda_L, z) = \Delta z \frac{A_0}{z^2} \int_{\Delta\lambda} \xi(\lambda) d\lambda \int_A \beta(\lambda, \lambda_L, z, r) I(z, r) T(z, r) \chi(z, r) dA(z, r) \quad (3.8.5)$$

Faremo poi le seguenti assunzioni:

- la radiazione diffusa osservata ha una larghezza di banda molto piccola, paragonabile a quella del laser. In tal caso  $L(\lambda)$ , e quindi  $\beta$ , possono essere considerati come funzioni delta rispetto a  $\lambda$
- il mezzo atmosferico è omogeneo nella zona di sovrapposizione f.o.v.-divergenza fascio laser
- l'intensità del laser è omogenea nell'area interessata
- il fattore di sovrapposizione  $\chi$  è pari ad 1 dove c'è sovrapposizione fra il f.o.v. del telescopio e il fascio laser e zero altrove.

In tali ipotesi, la potenza ottica ricevuta può essere scritta come:

$$P(\lambda, \lambda_L, z) = \Delta z \frac{A_0}{z^2} \xi(\lambda) \beta(\lambda, \lambda_L, z) T(\lambda, z) I(z) A(z) \quad (3.8.6)$$

Se si ipotizza che l'impulso laser sia rettangolare e di durata  $\tau_L$ , allora possiamo scrivere l'irradianza come:

$$I(z) = \frac{E_L T(\lambda_L, z)}{\tau_L A(z)} \quad (3.8.7)$$

essendo:

- $E_L$  l'energia dell'impulso laser
- $A(z)$  la superficie investita dal fascio laser alla quota  $z$ .
- $T(\lambda_L, z)$  la trasmittività atmosferica alla lunghezza  $\lambda_L$ , definita come:

$$T(\lambda_L, z) = \exp - \int_0^z \alpha(z') dz' \quad (3.8.8)$$

e dove  $\alpha$  è il coefficiente di estinzione già definito. Inoltre si considera  $P_L = E_L / \tau_L$  come potenza dell'impulso laser, mentre  $\Delta z$ , la risoluzione spaziale, è data da  $c\tau_L / 2$  poiché l'impulso deve compiere due volte la distanza  $\Delta z$  prima di essere rivelato.

In definitiva, otteniamo l'espressione dell'equazione LIDAR che descrive la potenza totale ricevuta all'istante  $t$ :

$$P(\lambda, \lambda_L, z) = P_L \frac{c\tau}{2} \frac{A_0}{z^2} \xi(\lambda) \beta(\lambda, \lambda_L, z) T(\lambda, z) T(\lambda_L, z) \quad (3.8.9)$$

In questa equazione le proprietà chimico fisiche del mezzo attraversato agiscono attraverso i parametri ottici  $\alpha$  e  $\beta$ .

### 3.9 Descrizione dei parametri ottici per il segnale elastico

Nel caso di scattering elastico l'equazione LIDAR si semplifica notevolmente per il fatto che la lunghezza d'onda  $\lambda$  del segnale ricevuto, è uguale a quella del segnale inviato dalla sorgente laser,  $\lambda_L$ . Si ottiene cioè:

$$P(\lambda_L, z) = P_L \frac{c\tau}{2} \frac{A_0}{z^2} \xi(\lambda_L) \beta(\lambda_L, z) T^2(\lambda_L, z) \quad (3.9.1)$$

Concentriamoci sul coefficiente di retrodiffusione  $\beta$ . Occorre separare i due contributi, molecolare ed aerosolico, cioè porre  $\beta = \beta_{\text{mol}} + \beta_{\text{aer}}$ . Il primo contributo è dovuto alla retrodiffusione di tipo Rayleigh da parte delle molecole, il secondo è dovuto alla retrodiffusione di tipo Mie da parte delle particelle aerosoliche.

La parte molecolare è legata alla sezione d'urto differenziale di Rayleigh nel seguente modo:

$$\beta_{mol} = N_{mol} \frac{d\sigma_R(\pi)}{d\Omega} \quad (3.9.2)$$

essendo

$$\frac{d\sigma_R(\pi)}{d\Omega} = \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{N_{mol}^2 \lambda^4} \quad (3.9.3)$$

la sezione d'urto differenziale di Rayleigh per l'angolo di diffusione  $\theta=\pi$  ed  $N_{mol}$  il numero di molecole per unità di volume. Questa quantità è nota a partire da modelli atmosferici e rappresenta la concentrazione totale di molecole presenti in atmosfera. In uno studio compiuto da Collins e Russel [3.1] è stata fatta una stima della sezione d'urto differenziale di retrodiffusione per la miscela di gas esistente al di sotto di 100 km. Essa risulta pari a:

$$\frac{d\sigma(\pi)}{d\Omega} = 5.45 \left( \frac{550}{\lambda(\mu m)} \right)^4 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1} \quad (3.9.4)$$

E' di utilità futura sottolineare fin da ora la dipendenza da  $\lambda^{-4}$ . Per quanto riguarda il secondo contributo, che rappresenta precisamente il coefficiente di retrodiffusione di una polidispersione omogenea di sfere, l'espressione corrispondente è data da:

$$\beta_{aer}(\lambda) = \int_0^{\infty} \sigma_B(a, \lambda, n) N'_{aer}(a) da \quad (3.9.5)$$

avendo definito questa volta  $\sigma_B$  la sezione d'urto di retrodiffusione da parte di una particella di raggio  $a$  e indice di rifrazione  $n$ , e inoltre  $N'_{aer}$  rappresenta il numero di particelle con raggio compreso tra  $a$  e  $a+da$  ed è in relazione con il numero totale di particelle, secondo l'espressione:

$$N_{aer} = \int_0^{\infty} N'_{aer}(a) da \quad (3.9.6)$$

La dipendenza di  $\sigma_B$  da  $a$ ,  $\lambda$  ed  $n$ , secondo la teoria di Mie, risulta pari a:

$$\sigma_B(a, \lambda, n) = \pi a^2 Q_B(x, n) \quad (3.9.7)$$

dove  $Q_B$  è l'efficienza di retrodiffusione, cioè il rapporto fra la sezione d'urto di retrodiffusione e la sezione d'urto geometrica. La sua dipendenza da  $a$  e  $\lambda$  è parametrizzata nella quantità:  $x=2\pi a/\lambda$ .

Esaminiamo ora il coefficiente di estinzione  $\alpha$ . Anche questa volta bisognerà tenere conto dei contributi particellari e molecolari separatamente, ma anche dei diversi fenomeni responsabili dell'attenuazione. Avremo:

$$\alpha = \alpha_{mol} + \alpha_{aer} = \alpha_{mol,a} + \alpha_{mol,s} + \alpha_{aer,a} + \alpha_{aer,s} \quad (3.9.8)$$

In questa formula gli indici s ed a si riferiscono rispettivamente allo scattering ed all'assorbimento. La componente  $\alpha_{mol,s}$  è legata alla sezione d'urto di Rayleigh  $\sigma_R$  dalla relazione:

$$\alpha_{mol,s} = N_{mol} \sigma_R \quad (3.9.10)$$

Il contributo dovuto all'assorbimento da parte di molecole gassose,  $\alpha_{mol,a}$  è funzione di  $\lambda$  e predomina sugli altri in corrispondenza delle righe dell'assorbimento dei componenti atmosferici. Inoltre, dalla teoria di Rayleigh è noto il legame fra  $\beta_{mol}$  e  $\alpha_{mol}$  ( $\alpha_{mol} = \alpha_{mol,a} + \alpha_{mol,s}$ ):

$$\alpha_{mol} = \frac{\beta_{mol}}{0.119} \quad (3.9.11)$$

Per quanto riguarda il contributo aerosolico, come nel caso di  $\beta$ , assumiamo valida l'approssimazione di sfere omogenee, per cui risulta:

$$\alpha_{aer}(\lambda) = \int_0^{\infty} \sigma_E(a, \lambda, n) N'_{aer}(a) da \quad (3.9.12)$$

essendo  $\sigma_E$  la sezione d'urto di estinzione per particelle di raggio  $a$  ed indice di rifrazione  $n$ , da considerarsi somma dei due contributi di scattering e di assorbimento, rispettivamente pari a:

$$\sigma_{aer,s}(a, \lambda, n) = \pi a^2 Q_s(x, n) \quad (3.9.13)$$

$$\sigma_{aer,a}(a, \lambda, n) = \pi a^2 Q_a(x, n) \quad (3.9.14)$$

dove, le quantità  $Q_s$  e  $Q_a$  rappresentano rispettivamente l'efficienza di scattering e di assorbimento aerosolico e si possono determinare con metodi numerici.

### 3.10 Descrizione dei parametri ottici per il segnale Raman

In questo caso la lunghezza d'onda  $\lambda_R$  del segnale ricevuto differisce da quella della sorgente di invio  $\lambda_L$  e corrisponde al canale Raman interessato dal processo di scattering. Il segnale è dato dall'espressione:

$$P(\lambda_R, z) = P_L \frac{A_0}{z^2} \frac{d\sigma_R(\pi)}{d\Omega} N_R(z) \xi(z) \frac{c\tau}{2} T(\lambda_R, z) T(\lambda_L, z) \quad (3.10.1)$$

essendo  $N_R(z)$  la densità numerica della molecola investita dal processo. Nel caso dell'azoto essa ammonta al 78% della densità atmosferica molecolare totale. Le caratteristiche fisiche atmosferiche sono contenute nei coefficienti di estinzione  $\alpha(\lambda_R)$  e  $\alpha(\lambda_L)$  presenti nei fattori  $T(\lambda_R, z)$  e  $T(\lambda_L, z)$ , corrispondenti alle lunghezze d'onda della diffusione Raman e della sorgente laser, rispettivamente. A loro volta, ciascuno di essi è costituito da una parte aerosolica ed una molecolare:

$$\alpha(\lambda_R) + \alpha(\lambda_L) = \alpha_{aer}(\lambda_R) + \alpha_{mol}(\lambda_R) + \alpha_{aer}(\lambda_L) + \alpha_{mol}(\lambda_L) \quad (3.10.2)$$

Poiché le proprietà di trasmissività in atmosfera cambiano con la lunghezza d'onda, il fascio inviato dalla sorgente laser, di lunghezza d'onda  $\lambda_L$ , e quello Raman ricevuto subiscono una diversa attenuazione durante la propagazione. La dipendenza dalla lunghezza d'onda del coefficiente molecolare è espressa tramite le corrispondenti sezioni d'urto e quindi è nota. La dipendenza dei coefficienti aerosolici si rivela invece più complicata, perché legata anche alla forma ed all'indice di rifrazione delle particelle. D'altra parte, sono proprio i coefficienti aerosolici le incognite del problema. Come vedremo, spesso è utile ricorrere ad una relazione che mette in relazione i due contributi con le lunghezze d'onda. Questa relazione è definita dal seguente rapporto:

$$\frac{\alpha_{aer}(\lambda_R)}{\alpha_{aer}(\lambda_L)} = \left( \frac{\lambda_L}{\lambda_R} \right)^\gamma \quad (3.10.3)$$

Come vedremo, questa relazione ci consentirà di snellire l'espressione per il calcolo dell'incognita  $\alpha_{aer}$ .

### **3.11 Determinazione del coefficiente di estinzione: metodo analitico di Ansmann**

La risoluzione dell'equazione LIDAR (3.8.1) ci consente di determinare i coefficienti di estinzione e retrodiffusione. Essi contengono le informazioni fisiche

del mezzo atmosferico indagato: densità, massa, dimensioni, indici di rifrazione. In base alle relazioni viste nella sezione precedente. Procederemo con diversi metodi. Il metodo sviluppato da Albert Ansmann [3.2] permette la determinazione del profilo del coefficiente di estinzione atmosferico a partire da misure del segnale Raman. Il grande vantaggio del metodo risiede nel fatto che non sono richiesti parametri critici di input che introdurrebbero grosse incertezze nella soluzione. A partire dall'espressione del segnale Raman (3.10.1), ricaviamo la seguente espressione:

$$\frac{P(z)z^2}{N_R(z)} = K \exp\left\{-\int_0^z [\alpha_{aer}(\lambda_L, r) + \alpha_{aer}(\lambda_R, r)] dr\right\} x \exp\left\{-\int_0^z [\alpha_{mol}(\lambda_L, r) + \alpha_{mol}(\lambda_R, r)] dr\right\} \quad (3.11.1)$$

dove con K abbiamo raggruppato tutti i fattori costanti indipendenti dalla quota ed abbiamo posto per semplicità il fattore di sovrapposizione pari ad 1.

Passando ai logaritmi:

$$\ln\left(\frac{P(z)z^2}{N_R(z)}\right) = \ln(K) - \int_0^z [\alpha_{aer}(\lambda_L, r) + \alpha_{aer}(\lambda_R, r)] dr - \int_0^z [\alpha_{mol}(\lambda_L, r) + \alpha_{mol}(\lambda_R, r)] dr \quad (3.11.2)$$

e successivamente derivando entrambi i membri rispetto alla variabile di quota z e portando al primo membro i contributi aerosolici, si ottiene:

$$\alpha_{aer}(\lambda_L, z) + \alpha_{aer}(\lambda_R, z) = -\frac{d}{dz} \left[ \ln\left(\frac{N_R(z)}{P(z)z^2}\right) \right] - \alpha_{mol}(\lambda_L, z) - \alpha_{mol}(\lambda_R, z) \quad (3.11.3)$$

Ricordando l'equazione (3.10.3), otteniamo infine:

$$\alpha_{aer}(\lambda_L) = \frac{\frac{d}{dz} \left[ \ln\left(\frac{N_R(z)}{P(z)z^2}\right) \right] - \alpha_{mol}(\lambda_L, z) - \alpha_{mol}(\lambda_R, z)}{1 + \left(\frac{\lambda_R}{\lambda_L}\right)^\gamma} \quad (3.11.4)$$

In questa espressione  $\gamma$  è un coefficiente variabile con le dimensioni delle particelle e delle molecole incontrate durante la propagazione del fascio. Sempre con riferimento al lavoro di Ansmann, il valore di  $\gamma$  può essere posto pari ad 1 per quanto riguarda gli aerosol e le gocce sferiche di acqua di dimensioni confrontabili con la lunghezza d'onda del fascio laser, mentre va posto pari a 0 per le particelle di dimensioni maggiori, come quelle di ghiaccio presenti nei cirri.

Utilizzando l'equazione (3.11.4) è dunque possibile ottenere il coefficiente di estinzione, indipendentemente da quello di retrodiffusione.

### 3.12 Determinazione del coefficiente di retrodiffusione: metodo analitico di Klett

Il metodo sviluppato da Klett [3.3] permette di determinare il coefficiente di retrodiffusione a partire dall'equazione (3.8.9) di scattering singolo. Il metodo necessita la conoscenza di un parametro di input, vale a dire il rapporto tra il coefficiente di estinzione e quello di retrodiffusione, noto come “rapporto LIDAR”, che individueremo nel seguito come  $L$ .

Innanzitutto definiamo una nuova quantità, la potenza ricevuta corretta per la quota, il “range corrected signal”, di cui estraiamo il logaritmo naturale. Otteniamo:

$$S(z) = \ln[P(z)z^2] \quad (3.12.1)$$

Occorre considerare una quota  $z_0$  di riferimento per poter esprimere l'equazione (3.8.9) in una forma indipendente dalle caratteristiche del sistema di rivelazione utilizzato, vale a dire:

$$S - S_0 = \ln\left(\frac{\beta}{\beta_0}\right) - 2 \int_{z_0}^z \alpha(r) dr \quad (3.12.2)$$

dove  $\beta_0 = \beta(z_0)$  ed  $S_0 = S(z_0)$ . Derivando entrambi i membri rispetto a  $z$ , otteniamo l'equazione differenziale:

$$\frac{dS}{dz} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dz} - 2\alpha(z) \quad (3.12.3)$$

questa equazione può essere ridotta ad un'equazione lineare in una sola incognita a partire dalla relazione che lega i due coefficienti  $\alpha$  e  $\beta$  e che andiamo a definire. Occorre innanzitutto scomporre il coefficiente  $\beta$  nei due contributi, cioè porre  $\beta = \beta_{aer} + \beta_{mol}$ . Posto che  $\beta_{aer} = L^{-1} \alpha_{aer}$ , dove abbiamo usato la quantità  $L$ , il “rapporto LIDAR”. A partire da queste due ultime relazioni, riscriviamo  $\alpha$  come somma dei due contributi:

$$\alpha = L\beta_{aer} + B_R^{-1} \beta_{mol} \quad (3.12.4)$$

in questo modo l'equazione (2.35) diventa:

$$\frac{dS}{dz} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dz} - 2(L\beta_{aer} + B_R^{-1}\beta_{mol}) \quad (3.12.5)$$

e dopo aver sostituito  $\beta_{aer} = \beta - \beta_{mol}$ , si ottiene:

$$\frac{dS}{dz} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dz} - 2L\beta + 2(L - B_R^{-1})\beta_{mol} \quad (3.12.6)$$

A questo punto, definiamo una nuova variabile  $S'$ , tale che:

$$S' - S'_m = S - S_m + \frac{2}{B_R} \int_z^{z_m} \beta_{mol} dr - 2 \int_z^{z_m} L \beta_{mol} dr \quad (3.12.7)$$

dove abbiamo posto  $S_m = S(z_m)$  e differenziamo rispetto a  $z$ :

$$\frac{dS'}{dz} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dz} - 2\beta L \quad (3.12.8)$$

Infine, la soluzione dell'equazione (3.12.8) è:

$$\beta(z) = \frac{\exp(S' - S'_m)}{\beta_m^{-1} + 2 \int_z^{z_m} L \exp(S' - S'_m) dr'} \quad (3.12.9)$$

essendo  $\beta_m$  il valore di  $\beta$  alla quota di riferimento  $z_m$ . Essendo  $\beta_m$  noto una volta noto anche il profilo della densità molecolare, è possibile ottenere  $\beta$  totale e quindi  $\beta_{aer}$ .

### 3.13 Determinazione del coefficiente di retrodiffusione: metodo analitico di Wandinger

Il metodo sviluppato da Wandinger [3.4] per la determinazione del coefficiente di retrodiffusione si affida all'elaborazione di una combinazione dei segnali elastico e Raman. Esplicitando le equazioni (3.9.4) e (3.10.1) secondo i contributi molecolari ed aerosolici, si ottiene:

$$P_{\lambda_L} = \frac{k_{\lambda_L}}{z^2} (\beta_{\lambda_L}^{aer} + \beta_{\lambda_R}^{mol}) \exp \left\{ -2 \int_0^z [\alpha_{\lambda_L}^{aer}(r) + \alpha_{\lambda_L}^{mol}(r)] dr \right\} \quad (3.13.1)$$

$$P_{\lambda_R} = \frac{k_{\lambda_R}}{z^2} N_R(z_0) \frac{d\sigma_{\lambda_R}(\pi)}{d\Omega} \exp \left\{ - \int_0^z [\alpha_{\lambda_R}^{aer}(\xi) + \alpha_{\lambda_R}^{mol}(\xi)] d\xi \right\} \exp \left\{ - \int_0^z [\alpha_{\lambda_L}^{aer}(\xi) + \alpha_{\lambda_L}^{mol}(\xi)] d\xi \right\} \quad (3.13.2)$$

Gli indici  $\lambda_L$  e  $\lambda_R$  si riferiscono alla lunghezza d'onda del laser e quella Raman, rispettivamente. I fattori  $k$  contengono tutte le informazioni che riguardano le efficienze di raccolta della radiazione, le efficienze di trasmissione delle ottiche e le efficienze dei rivelatori.

A questo punto calcoliamo il seguente rapporto:

$$\frac{P_{\lambda_L}(z)P_{\lambda_R}(z_0)}{P_{\lambda_L}(z_0)P_{\lambda_R}(z)} \quad (3.13.3)$$

dove  $z_0$  è una quota di riferimento fissata. Sostituendo le espressioni (3.13.1) e (3.13.2) nel rapporto (3.13.3) si ottiene la seguente espressione:

$$\beta_{\lambda_L}^{aer}(z) = [\beta_{\lambda_L}^{aer}(z_0) + \beta_{\lambda_L}^{mol}(z_0)] \frac{N_R(z)(P_{\lambda_L}(z)P_{\lambda_R}(z_0)) \exp\left\{-\int_0^z [\alpha_{\lambda_R}^{aer}(\xi) + \alpha_{\lambda_R}^{mol}(\xi)] d\xi\right\}}{N_R(z_0)(P_{\lambda_L}(z_0)P_{\lambda_R}(z)) \exp\left\{-\int_0^z [\alpha_{\lambda_L}^{aer}(\xi) + \alpha_{\lambda_L}^{mol}(\xi)] d\xi\right\}} - \beta_{\lambda_L}^{mol}(z) \quad (3.13.4)$$

La quota di riferimento  $z_0$  deve essere scelta in modo che risulti  $\beta_{\lambda_L}^{mol}(z_0) \gg \beta_{\lambda_L}^{aer}(z_0)$  così da poter trascurare il termine aerosolico alla quota di riferimento.

Inoltre, se  $\lambda_R$  non è molto diversa da  $\lambda_L$ , in prima approssimazione possiamo porre uguale a 1 il rapporto

$$\frac{\exp\left\{-\int_0^z [\alpha_{\lambda_R}^{aer}(\xi) + \alpha_{\lambda_R}^{mol}(\xi)] d\xi\right\}}{\exp\left\{-\int_0^z [\alpha_{\lambda_L}^{aer}(\xi) + \alpha_{\lambda_L}^{mol}(\xi)] d\xi\right\}} \quad (3.13.5)$$

Infatti, la quantità in (3.13.5) rappresenta il rapporto tra le trasmissività a lunghezza d'onda  $\lambda_R$  e quella  $\lambda_L$ . Possiamo poi sfruttare l'equazione (3.10.3) e considerare il fatto che, per le nostre misure, la lunghezza d'onda del laser e quella del segnale Raman dell'azoto differiranno poco ( $\lambda_L=351$  nm e  $\lambda_R=382$  nm, rispettivamente). Questo ci fa comprendere che l'approssimazione ad 1 del rapporto (3.13.5) è valida con un errore mai superiore al 10%.

### 3.14 Confronti fra i diversi algoritmi

Prima di concludere questa sezione, occorre fare qualche valutazione sui diversi algoritmi introdotti. Ciò che maggiormente caratterizza l'algoritmo di Klett è l'utilizzo di un parametro di input, il "rapporto LIDAR", la cui conoscenza non è un problema di semplice risoluzione. Esso varia con la composizione del mezzo aerosolico e con l'umidità lungo le varie quote perché definito mediante due quantità ottiche dipendenti dalla lunghezza d'onda incidente dall'indice di rifrazione e dalla distribuzione dimensionale degli aerosol. Una stima preliminare del rapporto LIDAR può essere fatta a partire dalle caratteristiche atmosferiche proprie del sito geografico specifico delle misure. Il lavoro di Ackerman [3.5] riporta uno studio dettagliato della variabilità del rapporto LIDAR con l'umidità relativa, applicato ad una larga varietà di aerosol troposferici. Tuttavia, la sua stima rimane molto incerta in presenza di aerosol ad elevata umidità relativa, come gli aerosol continentali o in presenza di differenti tipi di aerosol sulle varie quote. Questo problema è del tutto assente nell'algoritmo di Wandinger, dove invece il calcolo del coefficiente di retrodiffusione invoca approssimazioni ritenute valide, come visto, nei limiti delle geometrie usate. Tuttavia, lo svantaggio che maggiormente caratterizza questo algoritmo risiede nel rumore presente nel segnale Raman di ritorno. Ricordiamo, infatti, che la sezione d'urto del segnale di Rayleigh è dell'ordine di  $10^{-27} \text{cm}^2 \text{sr}^{-1}$ , quella di Mie è dell'ordine di  $10^{-8}$ - $10^{-27} \text{cm}^2 \text{sr}^{-1}$  e  $10^{-30} \text{cm}^2 \text{sr}^{-1}$  nel caso Raman. Da questo si comprende come il segnale Raman posseda un rapporto segnale rumore inferiore a quello elastico e per questo motivo possa essere preferibile utilizzare l'algoritmo di Klett in misure diurne, già affette da molto rumore proveniente dalla luce di fondo. La procedura seguita nelle nostre misure per l'elaborazione del segnale è stata quella di un confronto fra i due risultati. In questo modo infatti è possibile, a partire dal segnale dell'algoritmo di Wandinger correggere i valori del rapporto LIDAR alle diverse quote e confrontarli con quelli offerti dalla letteratura; viceversa per il segnale da alte quote, che risulta essere affetto da molto rumore nel caso dell'algoritmo di Wandinger, ci si affida spesso ai risultati dell'algoritmo di Klett.

### **3.15 Studio della struttura del PBL con tecniche Lidar**

Nei paragrafi precedenti si è descritta la tecnica Lidar, l'equazione Lidar ed alcuni metodi analitici che permettono di ricavare da essa le informazioni più importanti riguardanti le proprietà fisiche degli aerosol.

Abbiamo visto che i sistemi LIDAR trasmettono luce laser, la quale viene diffusa dalle molecole dell'aria, dalle goccioline delle nuvole e dagli aerosol che si trovano nel PBL. La luce retrodiffusa, in direzione della stazione Lidar, viene raccolta da un telescopio e focalizzata su un fotomoltiplicatore, dopodichè è amplificata e opportunamente trasformata in un segnale elettrico. Poiché la sorgente di molti aerosol è la superficie della terra, il PBL è sicuramente caratterizzato da una più alta concentrazione di questi, rispetto alla libera atmosfera. Come conseguenza di ciò, l'intero PBL può dar luogo a forti segnali LIDAR; l'ammontare di energia laser retrodiffusa, infatti, dipende dal contenuto aerosolico dell'atmosfera (eq. 3.8.9). La tecnica Lidar, infatti, usa gli aerosol come *traccianti* della dinamica del PBL, in quanto la potenza ottica misurata è proporzionale al contenuto aerosolico della massa d'aria osservata, e questo può essere sufficiente, almeno in un primo momento, per conoscere l'evoluzione spaziale e temporale del PBL.

Abbiamo visto nel secondo capitolo che lo *strato limite planetario* può essere diviso in vari strati, il più importante ed esteso dei quali - almeno durante le ore diurne - è sicuramente ciò che abbiamo chiamato *strato di mescolamento* (*mixed layer* o ML), che spesso ricopre l'intero PBL e viene, dunque, con esso identificato. Poiché il ML è tipicamente più umido e, quindi, presenta un più grande contenuto aerosolico rispetto alla libera troposfera (studi, infatti, hanno dimostrato che, ad umidità relative maggiori del 65–75%, l'ammontare di energia retrodiffusa, e quindi il segnale Lidar, aumenta in seguito al “rigonfiamento” degli aerosol [3.6] ), esso causa una maggiore diffusione della luce laser, e ciò permette al sistema LIDAR di rivelare più facilmente il limite tra il *mixed layer* e la *free atmosphere*.

Ci sono, inoltre, altri aspetti da considerare. La capacità della luce laser di propagarsi su distanze dell'ordine della profondità della troposfera, con una risoluzione di poche decine di metri, e l'abilità del sistema LIDAR di campionare l'atmosfera con un'alta frequenza di ripetizione, dell'ordine tra le decine e le migliaia di hertz, rendono tale tecnica una delle più appropriate per analizzare la

struttura del PBL, e poter determinare la sua altezza  $\bar{h}$ , potendo anche valutare lo spessore di ciò che abbiamo in precedenza chiamato *entrainment-zone*. Vari metodi sono stati utilizzati, nel corso degli ultimi anni, per determinare  $\bar{h}$ . La maggior parte di questi sono stati testati e convalidati con misure Lidar, su aree geografiche omogenee e relativamente imperturbate, come gli oceani e le zone rurali. Per quanto riguarda le zone urbane non ci sono molti esempi in letteratura; ciò, molto probabilmente, perchè la struttura del PBL, relativa a realtà urbane, è molto più complessa a causa dell'alta densità delle costruzioni e delle forze radiative antropogeniche. L'area di Napoli, per esempio, è fortemente urbanizzata ed esposta agli eventi di inquinamento atmosferico. Per capire i processi fisici e chimici che avvengono in questa area è necessario descrivere correttamente, cioè attraverso metodi rigorosi che si basano sui segnali Lidar retrodiffusi, la dinamica dello strato limite planetario e, quindi, l'evoluzione del suo spessore in differenti condizioni meteorologiche. Il prossimo paragrafo è dedicato alla presentazione e alla descrizione di tali metodi.

### 3.16 Metodi che fanno uso del Lidar per determinare lo spessore del PBL

Occorre ricordare che la potenza ottica misurata dal Lidar è proporzionale al segnale retrodiffuso dalle particelle e dalle molecole presenti in atmosfera. Pertanto, esplicitando il coefficiente di retrodiffusione  $\beta$  nella parte molecolare ed aerosolica, e ricordando la (3.8.9), il segnale Lidar elastico può essere espresso come:

$$P(\lambda(r)) = \frac{C}{r^2} E_0 \cdot [\beta_m(\lambda, r) + \beta_p(\lambda, r)] \cdot T^2(\lambda, r) + P_0 \quad (3.16.1)$$

dove  $\beta_p(\lambda, r)$  e  $\beta_m(\lambda, r)$  sono, rispettivamente, il coefficiente di retrodiffusione del particolato e delle molecole,  $C$  è una costante caratteristica del sistema Lidar considerato,  $E_0$  è l'energia di uscita del laser,  $T^2$  è la trasmittività atmosferica,  $r$  è la distanza tra la sorgente laser ed il bersaglio,  $\lambda$  è la lunghezza d'onda.

A differenza della (3.8.9), la (3.16.1) presenta un ulteriore termine, ossia  $P_0$ , che rappresenta il segnale di fondo (noto come *segnale di background*), cioè il segnale non legato alla retrodiffusione elastica o Raman ma dovuto, per esempio, ad una

piccola parte di radiazione solare alle lunghezze d'onda di ricezione. Poiché il segnale dipende dall'inverso del quadrato della quota, oltre che da  $\beta_p(\lambda, r)$ ,  $\beta_m(\lambda, r)$  e  $T(\lambda, r)$ , si preferisce utilizzare il segnale corretto per il quadrato della quota - *range square corrected signal* (RSCS) - definito come:

$$RSCS = (P - P_0)r^2 \quad (3.16.2)$$

E' dall'RSCS che bisogna partire per analizzare e capire i metodi che portano ad una caratterizzazione rigorosa dello spessore del PBL, che descriveremo nei prossimi paragrafi.

### 3.17 Metodo delle derivate

Un primo metodo, proposto da Endlich *et al.* [3.7], si basa sulla seguente osservazione: consideriamo un segnale laser retrodiffuso come funzione dell'altitudine e corretto per la quota; l'altezza, rispetto alla quale esso presenta una forte variazione, è quella corrispondente ad una forte variazione della concentrazione delle particelle aerosoliche. Quindi, considerando il gradiente, ossia la derivata prima dell'RSCS rispetto alla quota:

$$D_1 = \frac{d(RSCS)}{dz} \quad (3.17.1)$$

è possibile identificare gli strati aerosolici che caratterizzano la struttura del PBL. Le variazioni nella distribuzione verticale della concentrazione degli aerosol, infatti, sono interpretate generalmente come stratificazioni aerosoliche dovute ai cambiamenti di grandezze meteorologiche come la temperatura, il vento e l'umidità relativa. Utilizzando gli aerosol come traccianti, è possibile studiare tali strutture calcolando le derivate (3.17.1) del segnale dai profili aerosolici. La quota  $\bar{h}_1$ , corrispondente al minimo assoluto della (3.17.1) più vicino alla superficie terrestre, indica lo spessore del *mixed layer* (ML). Si sceglie il minimo in quanto si considera la variazione del segnale LIDAR dopo la struttura aerosolica: quindi, la derivata risulta negativa (si considera la differenza tra un valore più piccolo ed un valore più grande del segnale). Si sceglie il minimo assoluto, cioè il più piccolo tra i minimi, perchè si considera la variazione più grande del segnale Lidar, corrispondente alla

variazione più grande della concentrazione di aerosol. I valori positivi della derivata, invece, indicano zone di forte stabilità atmosferica.

Per ricavare lo spessore del PBL, Pelon J. *et al.* [2.7] hanno, invece, proposto di considerare la derivata seconda del segnale corretto per la quota:

$$D_2 = \frac{d^2(RSCS)}{dz^2} \quad (3.17.2)$$

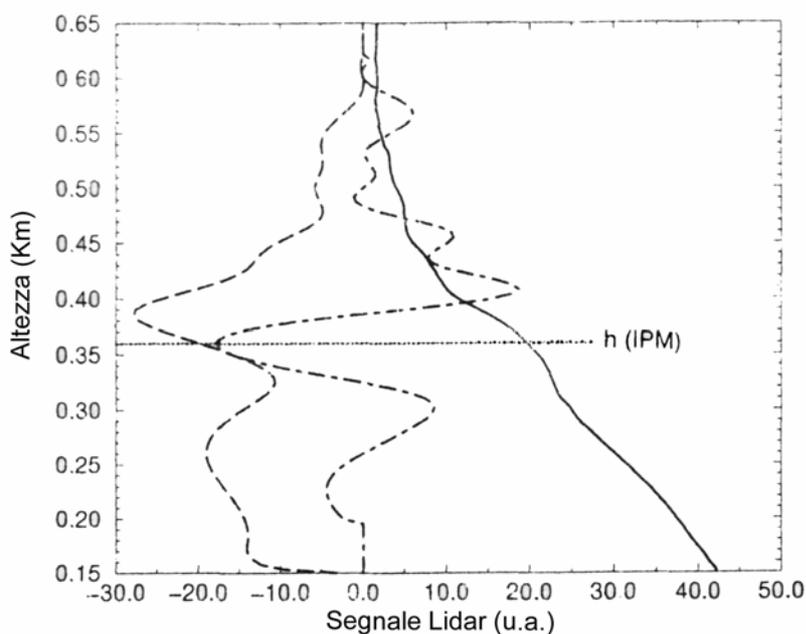
Anche in questo caso, il minimo assoluto della derivata seconda individua l'altezza  $\overline{h_2}$  del PBL.

Un terzo approccio, proposto da Papayannis *et al.* [3.9], che analizza i risultati delle misure LIDAR sempre in termini della dinamica degli aerosol troposferici, consiste nel calcolo della derivata  $D_3$  del logaritmo di RSCS:

$$D_3 = \frac{d[\ln(RSCS)]}{dz} = \frac{dS(z)}{dz} \quad (3.17.3)$$

Sappiamo che l'equazione Lidar dipende dalla trasmissività  $T$  (3.8.8), che è l'inverso dell'esponenziale di una quantità che dipende dal coefficiente di estinzione  $\alpha$ . Calcolando il logaritmo naturale di RSCS si ottiene una quantità lineare in  $z$  e, quindi, più facile da gestire. Questo metodo, così come i due precedenti, dà una rappresentazione matematica dei confini delle masse d'aria identificate dalle differenze nel contenuto aerosolico. Variazioni positive di  $S(z)$  corrispondono ad un incremento della radiazione retrodiffusa con la quota, e viceversa. Il minimo assoluto di  $D_3$  dà l'altezza del PBL. Ci si aspetta una forte diminuzione con l'altitudine della concentrazione aerosolica nella *entrainment zone*, e tale decrescita è rivelabile anche osservando direttamente i profili dei coefficienti di estinzione e di retrodiffusione. Il principio su cui si basano questi ultimi due metodi è lo stesso di quello della derivata prima. Inoltre, l'elemento comune ai tre metodi è la ricerca del minimo assoluto delle derivate. Ovviamente, tale ricerca potrebbe risultare in alcuni casi alquanto complicata, in quanto non sempre il minimo è ben definito, anzi ci si può trovare nella situazione in cui, in un certo *range* di quote, esistono più minimi. Però, nel caso dei metodi della derivata prima e seconda, le definizioni delle altezze medie del

PBL sono leggermente diverse. Con l'approccio della derivata prima,  $\bar{h}_1$  è definita come la base della zona di transizione, cioè come la sommità del *mixed layer*. Quindi, la quota in cui si ha transizione tra il *mixed layer* e la libera atmosfera, ovvero la quota dove finisce il *mixed layer* ed inizia la libera atmosfera, coincide con il minimo più piccolo (minimo assoluto) di  $D_1$ . Nel capitolo dedicato allo studio della struttura del PBL, abbiamo caratterizzato e definito tutte le stratificazioni di cui esso può considerarsi composto. Tuttavia, durante le ore diurne vengono considerati soltanto due strati: il *mixed layer*, già definito in precedenza, e il *dust layer*, che è lo strato più basso della troposfera contenente la più alta concentrazione di aerosol; esso rappresenta il *mixed layer* più il *residual layer*, qualora questo esista. La sommità di questo strato può ancora essere identificata con un minimo di  $D_1$ , ma non è richiesta in questo caso l'esistenza di processi di mescolamento; se si osservano più strati, chiaramente separati, solo quello più basso è etichettato come "*dust layer*". Nelle ore del mattino, quando possono coesistere sia il *mixed layer* che il *residual layer*, possiamo osservare due minimi locali della  $D_1$ . Con l'approccio della derivata seconda  $D_2$ ,  $\bar{h}_2$  è definita come la quota corrispondente alla metà dello strato relativo al *mixed layer*. Dunque, nei due metodi abbiamo due definizioni di  $\bar{h}$  leggermente diverse, per cui, se cerchiamo il minimo assoluto della derivata seconda, questo corrisponderà alla quota  $\bar{h}_2$  che è anche la quota corrispondente al punto di flesso del profilo della derivata prima. Tutto ciò può essere osservato in Fig. 3.5, in cui vengono riportati i profili dell'RSCS (curva continua), della derivata prima di RSCS (curva tratteggiata), della derivata seconda di RSCS (curva tratteggiata e puntata), relativamente a misure LIDAR effettuate a Parigi durante l'esperimento ECLAP, nell'inverno 1994-1995, da un gruppo di fisici francesi [2.7]. In realtà la differenza tra  $\bar{h}_1$  ed  $\bar{h}_2$  è, in molti casi, molto piccola per cui usare un metodo piuttosto che un altro diventa irrilevante. Per quanto riguarda il metodo delle derivate del logaritmo di RSCS, invece, esso è da evitare in presenza di forte rumore (misure diurne), perché il logaritmo lo accentua.



**Fig. 3.5** – La linea continua rappresenta il profilo di RSCS; la curva tratteggiata e tratteggiata-puntata rappresentano rispettivamente i profili delle derivata prima e seconda di RSCS, relativamente a misure Lidar effettuate a Parigi durante l'esperimento ECLAP.  $h_{IPM}$  rappresenta l'altezza del PBL ricavata con il metodo della derivata seconda.

### 3.18 Metodo delle fluttuazioni

Hooper ed Eloranta [2.6] sono stati i primi a presentare una tecnica, nota come *centroid method*, che fa uso delle fluttuazioni temporali del segnale Lidar retrodiffuso per misurare lo spessore del PBL. Essi hanno utilizzato un Lidar accoppiato ad un TAAS, acronimo di *triple azimuth angle scan*, attraverso cui, appunto, il Lidar viene utilizzato con una inclinazione del fascio che varia alternativamente su tre angoli azimutali, separati da un grado. Ciò semplicemente per poter indagare l'atmosfera lungo diverse direzioni.

Poter osservare l'evoluzione del PBL richiede una misura accurata del suo spessore; si è visto, nel capitolo ad esso dedicato, che le turbolenze convettive provocano un "mescolamento" all'interno del PBL, creando uno strato di temperatura potenziale costante (misurata con le radiosonde). La variazione di temperatura, che tipicamente si verifica sulla sommità di tale strato, è comunemente usata per misurare lo spessore del PBL.

Partendo, invece, dalla osservazione che l'interfaccia che separa lo strato limite dallo strato di aria sovrastante osserva un profilo fortemente irregolare, la variabilità del segnale in prossimità di zone di transizione - quale è, appunto, la zona che fa da interfaccia tra il ML e la libera troposfera - può fornire una misura dello spessore del PBL. Questa variabilità, infatti, decresce al di sotto della sommità del PBL - dove la differenza in concentrazione, umidità, temperatura, pressione, tra le strutture aerosoliche è piccola - e al di sopra del PBL - dove l'aria è pulita. Dunque, la quota rispetto alla quale la varianza del segnale presenta un massimo assoluto, determina oggettivamente ed in maniera rigorosa l'altezza del PBL.

Nel considerare le fluttuazioni del segnale, Hooper ed Eloranta hanno considerato la varianza del segnale data dalla variabilità dello spessore ottico e del coefficiente di retrodiffusione  $\beta$ . Quando la variabilità dello spessore ottico è piccola, la covarianza normalizzata del segnale è dominata dalla varianza di  $\beta$  ed il picco, ossia il massimo della covarianza, identifica lo spessore del PBL. Se la sommità del *boundary layer* è caratterizzata da un netto cambiamento del segnale retrodiffuso, e la varianza è causata dal movimento verticale verso l'alto e verso il basso dello strato limite, l'intensità della varianza dipende dal tempo che il confine del PBL impiega per andare sotto o sopra quella quota. Lo spessore corrispondente alla "mezza larghezza" del picco è confrontabile con lo spessore della zona di transizione.

Flamant e Pelon [2.7] hanno ripreso il *centroid method* ed hanno calcolato la deviazione standard  $\sigma_{RSCS}$  del segnale RSCS, partendo dalle sue fluttuazioni temporali ad ogni quota. Quindi:

$$\sigma_{RSCS} = \left[ \frac{1}{N} \sum_{i=1, N} (RSCS_i - \overline{RSCS})^2 \right]^{1/2} \quad (3.18.1)$$

dove:

- N corrisponde al numero di profili che si sta considerando;
- $RSCS_i$  è l'i-simo profilo;
- $\overline{RSCS}$  è il segnale corretto per la quota mediato sugli N profili e per ogni quota.

Analogamente a quanto detto prima, anche qui lo spessore del PBL è individuato dalla quota  $\bar{h}_{VCM}$  corrispondente al massimo assoluto della fluttuazione temporale

del segnale a bassa quota. Un esempio di come viene determinata  $\bar{h}_{VCM}$  con tale metodo è illustrato nella Fig. 3.6.

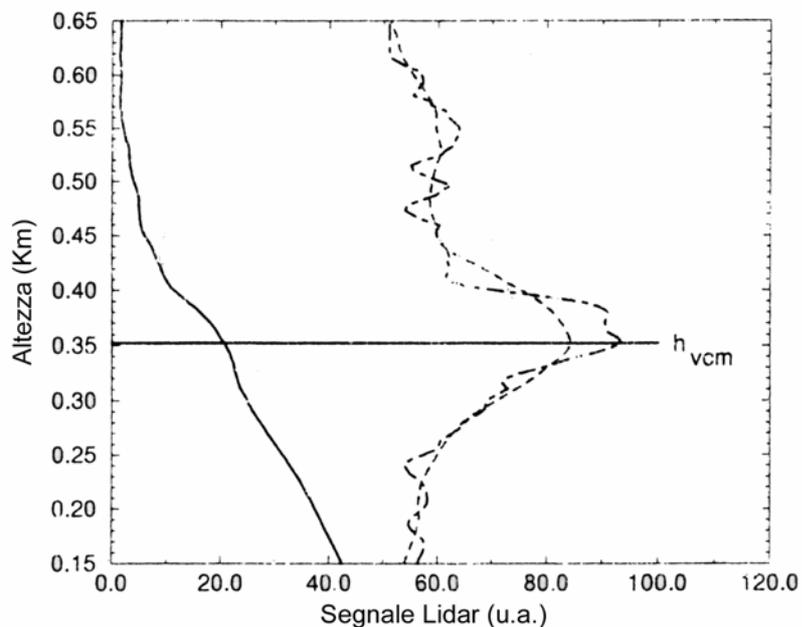


Fig. 3.6 – La curva solida rappresenta il profilo di RSCS, le curve tratteggiate e tratteggiate-puntate rappresentano rispettivamente il profilo della deviazione standard di RSCS e della deviazione standard mediata su un certo numero di punti. Tutto ciò è stato calcolato su dati acquisiti con tecniche Lidar durante l'esperimento ECLAP, Parigi;  $h_{VCM}$  rappresenta l'altezza del PBL ricavata con il metodo delle fluttuazioni.

## **Capitolo 4: Monitoraggio comparato della bassa troposfera**

### **4.1 Un ciclo diurno di misure**

La parte sperimentale del presente lavoro di tesi è consistita nell'effettuare un monitoraggio della dinamica della bassa troposfera lungo un arco temporale di circa ventiquattro ore. Alla realizzazione del progetto hanno contribuito tre soggetti che a diverso titolo si occupano del monitoraggio della bassa troposfera e ciascuno vi ha offerto potendo disporre di un numero sufficiente di strumenti ed informazioni la cui visione sinottica fosse capace di rendere un quadro sufficientemente affidabile della molteplicità dei fenomeni che vi hanno luogo. Si tratta del Laboratorio Lidar dell'unità di Napoli dell'INFM, il consorzio Co.Ri.S.T.A (Consorzio di Ricerche per i Sistemi di Telesensori Avanzati) con sede a Napoli e l'Isafom (Istituto per i Sistemi Agricoli e Forestali del Mediterraneo) istituto del CNR con sede ad Ercolano (NA). Si sono volute studiare in particolare:

- le differenze fra il ciclo diurno del PBL nell'area urbana di Napoli e quello nell'area rurale presso Pontecagnano (SA) e ciò in relazione alla presenza di forzanti locali come le brezze e di una differente orografia
- l'evoluzione su scala media (i due siti distano circa 100 Km) di eventuali fenomeni di trasporto advettivo di aerosol eventualmente presenti alle quote oltre il PBL.

Si è disposto di due stazioni di monitoraggio, una fissa sulla collina di Monte Sant'Angelo (118 metri s.l.m.) nella città di Napoli ed in dotazione dell'INFM e l'altra, mobile, allocata a Pontecagnano. Di tali stazioni presentiamo in questo capitolo una descrizione dettagliata.

## 4.2 La stazione mobile di Pontecagnano

**Il sito.** La stazione (cerchietto rosso in fig.4.1 e 4.2) è allocata nell'area

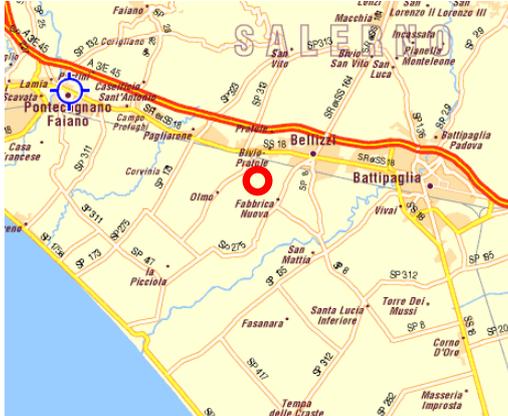


FIG. 4.1(sopra): l'area del sito di Pontecagnano

FIG.4.2(sotto): ortofoto dell'area



dell'aeroporto di Pontecagnano (latitudine  $40^{\circ}37'$ ; longitudine  $14^{\circ}53'$ ) fuori dal centro abitato. L'area è in una zona pianeggiante a ridosso del mare, la linea di costa dista infatti circa 3 Km in direzione Sud Ovest. Verso Nord-Ovest l'abitato di Pontecagnano, verso Nord, a circa 10 km,

le prime strutture orografiche con caratteristiche collinari, verso Sud-Est l'abitato di Battipaglia e verso Sud la piana del Sele. La zona, che presenta caratteristiche sostanzialmente rurali (fig.4.2), è sottoposta a regimi di brezza: al mattino, si verifica il fenomeno della brezza marina (da ovest ad est) che non trova grossi ostacoli (qualche albero ad alto

fusto ed abitazioni sparse) prima di giungere sulla stazione. La sera si verifica invece il fenomeno della brezza di terra con direzione invertita.

**La strumentazione di terra.** Gli strumenti della stazione mobile possono dividersi in due categorie: quelli di terra e quelli disposti a bordo di un aeromobile. Fra gli strumenti di terra abbiamo il Lidar mobile in dotazione al Co.Ri.S.T.A. ed una stazione meteorologica di terra montata su un palo all'altezza di circa 10 metri.



FIG.4.3:Schema a blocchi di un apparato Lidar

Durante il lavoro di tesi è stata dedicata particolare attenzione e lavoro alla messa in opera e calibrazione del sistema Lidar mobile di cui segue una descrizione.

**I) Il lidar mobile Co.ri.s.t.a.** Si tratta di un prototipo di lidar che per le dimensioni sostanzialmente ridotte ed una sufficiente maneggevolezza si presta ad un trasporto abbastanza semplice. E' stato costruito nell'ambito di un progetto europeo EUREKA denominato LAPMI [4.1] in cui il Co.ri.s.t.a. è stato il leading-partner ed a Pontecagnano viene utilizzato per la prima volta in una campagna di misure. Nella fig. 4.3 è riportato lo schema a blocchi di un sistema Lidar in generale. Vediamo le caratteristiche di alcuni blocchi, nello specifico del lidar Co.ri.s.t.a..

**La sorgente Laser.** Si tratta di una sorgente laser impulsata a stato solido (Nd:Yag). Genera radiazione con lunghezza d'onda pari a  $\lambda=1064$  nm (armonica fondamentale) utilizzata per il pompaggio di cristalli non lineari che, tramite processi di generazione di seconda e terza armonica [4.2], forniscono, alternativamente, in uscita radiazione laser con lunghezza d'onda pari a  $\lambda=532$  nm (SHG) o  $\lambda=355$  nm (THG). In entrambi i casi l'energia dei fasci laser si distribuisce gaussianamente sui piani perpendicolari alla direzione di propagazione e si ha una polarizzazione del tipo TEM<sub>00</sub>. Il costruttore stima la dimensione del fascio in uscita intorno a 4-5 mm con divergenza minima pari a circa 1.5 volte il limite di diffrazione. L'armonica fondamentale può essere campionata e misurata tramite un fotodiodo posto in cavità. La frequenza di Q-Switching è variabile con passo di 100 Hz fra 100 Hz e 5 KHz e con passo di 500 Hz fra 5 KHz e 10 KHz. Si opera generalmente a 1000 Hz..

Frequenza [kHz]	E/pulse [ $\mu$ J] @ 532nm	Durata impulsi @ 532nm, FWHM [ns]	E/pulse [ $\mu$ J] @ 355nm	Durata impulsi @ 355 nm, FWHM [ns]
1	1000	39	700	38
2	800	42	580	40
3	580	46	380	44
5	270	58	140	49

TAB.1:Le caratteristiche del laser al variare della frequenza di Q-switching

**Il sistema di ricezione e selezione ottica.** Il fascio laser inviato in atmosfera viene retrodiffuso e raccolto dal sistema di ricezione ottica. Con riferimento alla fig. 4.8, esso consta di un telescopio in configurazione Cassegrain il cui asse ottico è

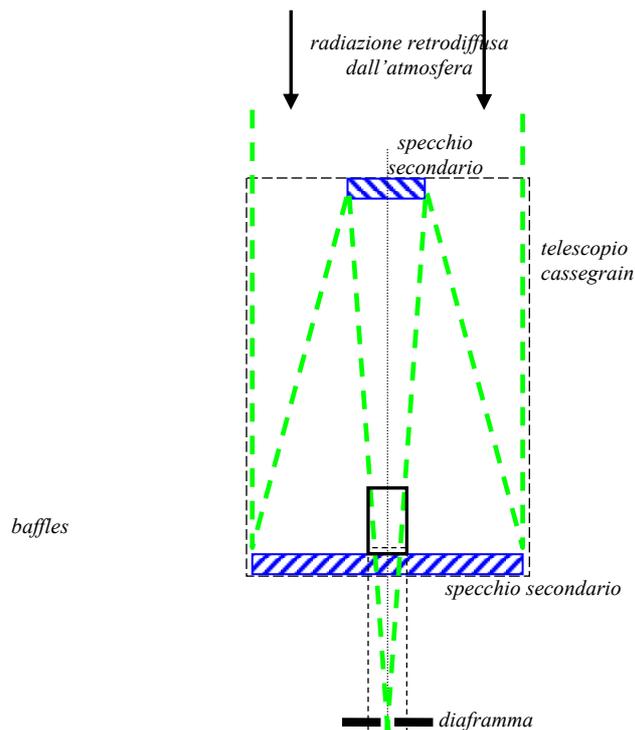
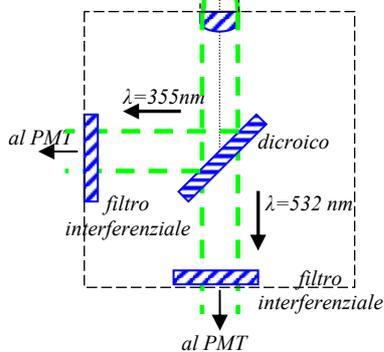


Fig.4.8: Sistema di ricezione e selezione ottica



TAB.2: le specifiche dei filtri

parallelo alla direzione di invio del fascio laser in atmosfera sicchè si lavora in configurazione bistatica; la distanza fra i due assi è di 27.1 cm. Lo specchio primario del telescopio è sferico ed ha un diametro di 20 cm. Al centro è praticata un'apertura con un diametro di 3 cm in cui insiste un baffle di 17 cm che serve a tagliare radiazione non corrispondente a luce retrodiffusa. Lo specchio secondario è ellittico ed ha un diametro di 6 cm. La distanza fra i due specchi è di 34 cm e la distanza focale è di 140 cm. In corrispondenza del fuoco del telescopio è posto il fuoco di una lente piano convessa (con distanza focale di 12 cm) che rende la radiazione retrodiffusa parallela e la invia su un separatore di fascio che trasmette la radiazione retrodiffusa nel verde con  $T > 90\%$  e riflette la radiazione retrodiffusa nell'U.V. con  $R > 99.5\%$ . Osserviamo che in corrispondenza del fuoco del telescopio vi è un diaframma di 3 mm, che serve a ridurre il campo di vista del telescopio e quindi a selezionare la radiazione retrodiffusa da quella proveniente da altre direzioni. Successivamente sono posti due filtri interferenziali a banda stretta le cui caratteristiche sono riportate nella tabella 2.

CWL	FWHM	T %	REIEZIONE FUORI BANDA
355nm +/-0.075 nm	0.5 nm +/-0.1 nm	>35	10 e-6
532 nm +/-0.075 nm	0.5 nm +/-0.1 nm	>50	10 e-6

**Il sistema di trasduzione e rivelazione.** La radiazione così ottenuta in uscita dai filtri interferenziali viene inviata ad un rivelatore ovvero un fotomoltiplicatore dotato al proprio interno di discriminatore ed amplificatore del segnale. Il sistema dispone di due rivelatori, uno che opera in fotoconteggio (modello Hamamatsu H6101) e l'altro di tipo analogico (modello electron tube P25 A). Durante la campagna di misure si sono effettuate solo misure a 532 nm ed il segnale è stato rivelato in fotoconteggio. Nelle fig. 4.9 e 4.10 sono riportati rispettivamente i grafici del conteggio di buio e della sensibilità del fotocatodo forniti dal costruttore. Si osservi che oltre la regione di linearità si presenta il problema del pile-up per cui il valore del fotoconteggio fornito dallo strumento è una sottostima di quello reale e va

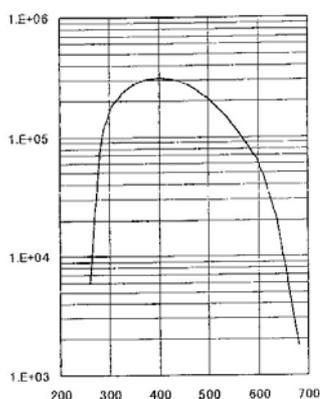


FIG.4.9: Variazione c temperatura dei "conte

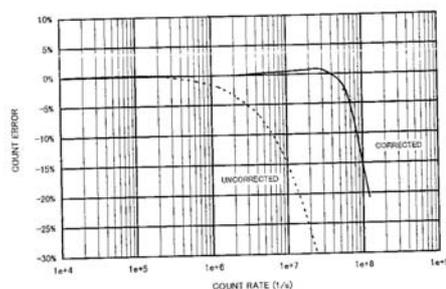
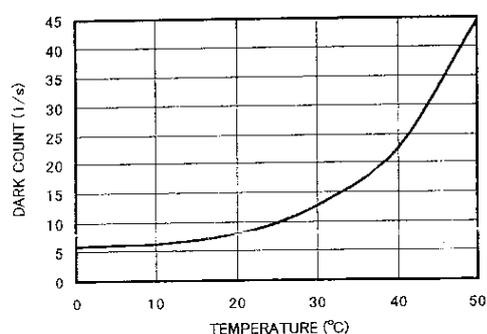


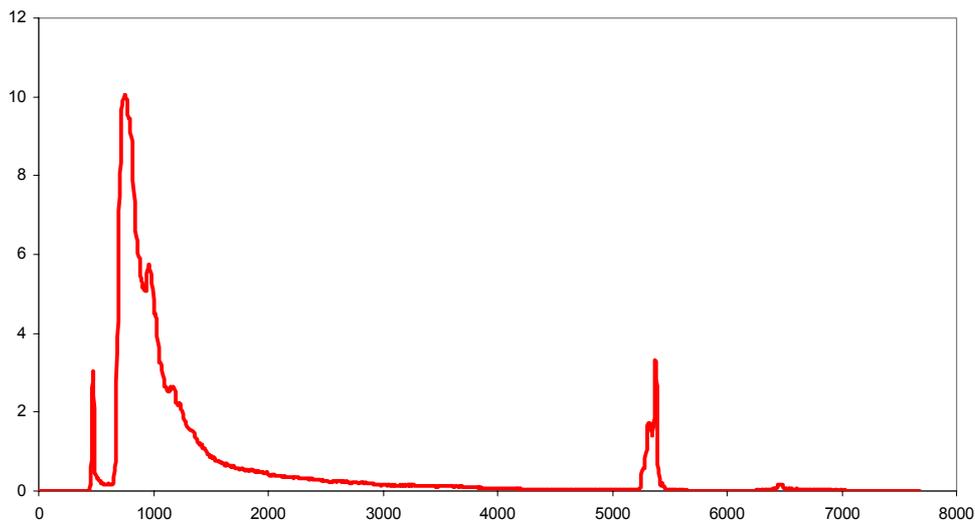
FIG.4.10 (sopra a sinistra):Sensibilità del fotocatodo in funzione della lunghezza d'onda incidente (in nm)

FIG.4.11(sotto a sinistra):Funzione di correzione del pile-up in funzione dell frequenza di conteggio

corretto secondo una funzione detta appunto di "correzione di pile-up" e il cui grafico è riportato in fig.4.11.

**Il sistema di acquisizione.** Il segnale, sia analogico che digitale, viene acquisito a mezzo di una scheda di acquisizione multicanale. Tale scheda è caratterizzata da un dwell time<sup>4</sup> di 50 nsec fisso, per cui la risoluzione temporale è di 7.5 metri. Essendo la scheda dotata di 1024 canali di acquisizione, essa fornisce profili lidar fino a 7680 metri. Il massimo count rate per canale è di 100 Mhz.

<sup>4</sup> Il dwell time è il tempo di acquisizione di ciascuno dei canali della scheda multicanale



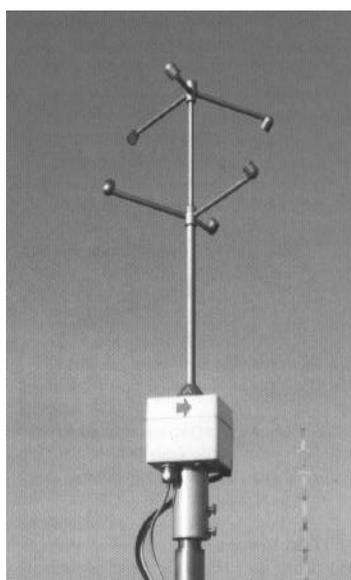
*FIG.4.12: Un esempio di profilo Lidar del sistema Co.ri.s.t.a..In ascisse le quote in metri  
In ordinate la potenza retrodiffusa in unità arbitrarie*

La scheda di acquisizione è attivata dallo stesso trigger di attivazione del Q-switching e fornisce un profilo medio della energia retrodiffusa per secondo dall'atmosfera ad intervalli di tempo variabili fra 0.5 e 4 sec. Un esempio di profilo lidar prodotto dal sistema Co.ri.s.t.a. è riportato in fig. 4.12. Si osservi il primo picco presente alla quota di 400-500m. Esso non corrisponde a radiazione retrodiffusa ed è detto picco di tempo zero. Quando il trigger abilita la scheda multicanale, i fotoni riflessi dal sistema di rinvio o da pareti circostanti direttamente nel telescopio, vengono rivelati per primi con un ritardo dovuto alla trasmissione del segnale lungo la linea che va dal PMT alla scheda multicanale. Essi provengono da quota zero e costituiscono un picco che permette di tarare l'asse delle quote fornite dalla scheda multicanale: si osserva sistematicamente che la quota corrispondente al picco di tempo zero è di 476.25 metri per cui il profilo Lidar effettivo fornito termina a circa 7200 metri. Ricordiamo a conclusione di questa descrizione che il Lidar Co.ri.s.t.a. è dotato di un sistema di movimentazione a controllo remoto con motori passo-passo che permettono la rotazione solidale di tutto il sistema attorno ad un asse centrale nonché la sua inclinazione a qualsiasi angolo azimutale permettendo così la realizzazione di scansioni atmosferiche a due ed a tre dimensioni.



FIG.4.13: Il palo con la stazione meteorologica

FIG.4.14: esempio di anemometro sonico a Geometria non ortogonale (METEK)



**II) La stazione meteorologica di terra.** All'altezza di circa dieci metri da terra, ed in prossimità del Lidar, si sono disposti su un palo (vedi fig.4.13) una serie di strumenti di misura di largo utilizzo nella micrometeorologia: un piranometro per misure di flussi di radiazione, un termoigrometro per la misura della temperatura di rugiada<sup>5</sup>, ed un anemometro sonico per la misura di vento e temperatura, tutti in dotazione dell'ISAFOM. Senza qui produrre una descrizione di questi strumenti, accenneremo ad alcuni aspetti interessanti concernenti l'anemometro sonico. Il principio fisico su

---

<sup>5</sup> La temperatura di rugiada è un parametro indicatore dell'umidità: è definita come la temperatura per cui la effettiva quantità di vapor d'acqua presente in atmosfera raggiunge la saturazione.

cui si basa è la variazione del tempo di propagazione del suono che si riscontra nei fluidi in movimento. A differenza delle onde elettromagnetiche, le onde sonore richiedono infatti un mezzo per essere trasportate e se quest'ultimo è in movimento rispetto ad un dato sistema di riferimento, la velocità di propagazione di un impulso sonoro emesso da un apposito emettitore verso un ricevitore, varia (sempre relativamente a quel sistema di riferimento) in funzione della velocità del mezzo in cui si propaga. Inoltre si dimostra che [4.3] vale la seguente la seguente relazione

$$T_s = \frac{d^2}{1612} \left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right)^2 + \frac{V_n^2}{403} \quad (4.2.1)$$

essendo  $T_s$  la temperatura (in questo caso detta sonica),  $d$  la distanza fra emettitore e ricevitore degli impulsi sonori,  $t_1$  e  $t_2$  rispettivamente il tempo di andata e ritorno dell'impulso sonoro dall'emettitore al ricevitore e  $V_n$  la velocità del vento lungo la direzione normale alla retta che congiunge emettitore e ricevitore. Per cui tale strumento, non solo è in grado di misurare le componenti della velocità del vento, ma anche la temperatura, ed è quindi un anemometro - termometro sonico. Il modello utilizzato durante la campagna effettua separatamente la misura della velocità del vento lungo tre direzioni sghembe, essendo caratterizzato da quella che si chiama geometria non ortogonale (vedi fig.4.14) che l'esperienza indica più adatta al montaggio verticale. La precisione della misura di temperatura è dell'ordine di  $0.01^\circ\text{C}$  e quindi un tale sistema consente di ottenere non solo le componenti medie della velocità del vento e la temperatura, ma anche e soprattutto le deviazioni standard delle tre componenti del vento e della temperatura, e la covarianza (correlazione) tra componenti del vento e temperatura, da cui è immediata la determinazione del trasporto turbolento di momento e calore sensibile per quanto detto a tal proposito nel Cap.2.

In definitiva, i vantaggi pratici derivanti dall'uso di questo strumento si possono così riassumere:

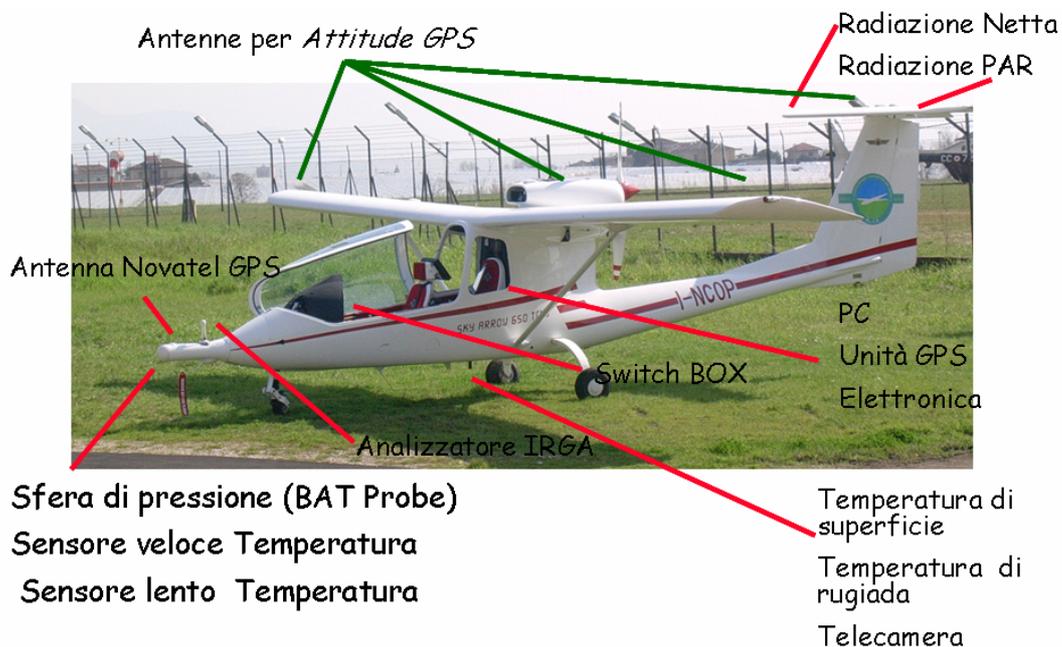
- misura delle componenti del vento in tutte le direzioni spaziali.
- estrema velocità ( si possono raggiungere frequenze di campionamento dell'ordine di 100Hz).

- capacità di calcolare la temperatura alla stessa velocità delle componenti del vento e quindi di calcolare le correlazioni statistiche tra diverse variabili, che permettono di caratterizzare la turbolenza.
- totale assenza di inerzie, dato che non vi sono parti meccaniche in movimento.

III) La strumentazione di bordo.

Durante la campagna di misure si è potuto disporre di un aeroplano E.R.A. (acronimo anglosassone di environmental research airplane) modello Sky Arrow in

**FIG.4.15: LO SKY Arrow ed i sensori di bordo**



dotazione all'ISAFOM. Questo aereo è stato dotato di strumentazioni compatte e a bassa potenza e di sistemi di acquisizione dati

digitale ad alta velocità, capaci di misurare i cambiamenti continui e turbolenti di massa,

quantità di moto e di energia che caratterizzano gli strati più bassi dell'atmosfera. Il modello di E.R.A. Sky Arrow è caratterizzato da grande leggerezza e maneggevolezza ed è in grado di sostenere basse velocità: ha, infatti, una velocità di volo lento di 30 m/s cosa che permette di ricoprire uno spazio di 0.6 m tra due misure a 50 Hz, in condizioni di assenza di vento. Può volare ad altezze che variano da 10 m sopra il livello del suolo a più a di 3500 m sopra il livello del mare; ha *inoltre* una autonomia di 4 h e ricopre distanze di volo che vanno oltre i 700 Km. Grazie

alla posizione del motore (posto in configurazione di retrospinta) è stato possibile montare il sensore di turbolenza di vento (sostanzialmente un anemometro BAT probe) sul muso dell'aereo, in modo da evitare la contaminazione del flusso d'aria dovuto agli effetti di upwash (l'aria davanti all'ala non si muove solo da sinistra a destra, ma anche dal basso verso l'alto, con deviazione verso l'alto) e downwash (deviazione verso il basso dell'aria) generati dalle ali. I sistemi di acquisizione dati e la strumentazione sono trasportati sotto e dietro il sedile posteriore. Oltre alla BAT probe dispone dei seguenti strumenti con cui si possono ricavare i profili delle rispettive grandezze misurate: un igrometro, tre radiometri, un termometro ad infrarossi, un altimetro laser, misuratori di NO<sub>x</sub>, ed una telecamera ad infrarossi. Fra questi diamo una breve descrizione dell'anemometro Bat Probe.

L'anemometro Bat Probe Il problema della misura del vento  $V$  a bordo di un aeromobile, ad alta frequenza, nelle sue tre componenti e rispetto al sistema di riferimento terrestre (come avviene utilizzando un anemometro ultrasonico a terra) si risolve attraverso due diverse misurazioni: la velocità  $V_a$  dell'aria rispetto all'aereo, e la velocità  $V_p$  dell'aereo rispetto al riferimento terrestre:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_a + \mathbf{V}_p \quad (4.2.2)$$

Queste grandezze sono vettori, quindi sono da intendersi nelle 3 componenti spaziali. Il sistema di coordinate dell'aereo ed il sistema di coordinate terrestri sono legati dai 3 angoli di assetto dell'aereo nello spazio. Le misure del vento rispetto al velivolo  $V_a$  (cioè ancora venti relativi sia in modulo che direzione) vengono effettuata tramite la BAT probe, montata sulla parte anteriore del velivolo, e successivamente corrette per il moto dell'aereo rispetto alla terra. Tali correzioni sono basate sulla misurazione ad alta frequenza dell'assetto (definito da 3 angoli di orientamento nello spazio: Pitch, Roll, Heading) e della velocità (definita dalle 3 componenti spaziali) dell'aereo, cui il sistema BAT è solidale. Sia per la misurazione dell'assetto sia per quella della velocità, la tecnologia impiegata è basata su sistemi GPS (Global Positioning System) accoppiati ad accelerometri pluriassiali. Circa la BAT probe, è una semisfera collocata sul naso del velivolo, per essere esposta direttamente ad un flusso non disturbato dalla presenza del velivolo stesso. Sulla semisfera sono presenti 9 fori collegati opportunamente a trasduttori per la misura delle pressioni, sia assolute sia differenziali. Il principio di

funzionamento (con riferimento alla fig.4.16) della BAT come sensore per la misura del vento si basa sulla legge con cui la pressione si distribuisce su un oggetto di forma sferica:

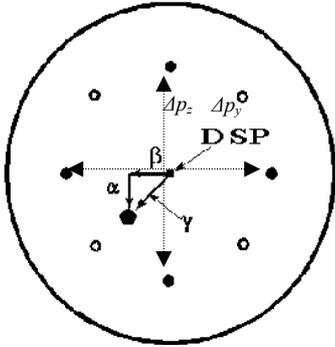


FIG.4.16:Funzionamento della BAT probe

$$P_\gamma - P_s = q \left( 1 - \frac{9}{4} \sin^2 \gamma \right) \quad (4.2.3)$$

dove  $P_s$  è la pressione ambiente (statica),  $q$  la pressione dinamica, e  $P_\gamma$  la pressione misurata ad un angolo  $\gamma$  dal punto di stagnazione (in cui si annulla la velocità) del flusso incidente (in nero nella figura). L'applicabilità della legge (4.2.3) è stata verificata per angoli  $\gamma$  di ampiezze fino a  $60^\circ$ . Risolvendo l'equazione (4.2.3) ricaviamo che per un angolo  $\gamma=41.8^\circ$  si ottiene  $P_\gamma=P_s$ . Pertanto una

misura di pressione dinamica in quel punto fornisce in realtà anche una misura della pressione statica, non più funzione di  $q$  e quindi della velocità dell'aereo. Per questo i 4 punti di misura della pressione statica  $P_s$  sono collocati esattamente a  $41.8^\circ$  (punti bianchi in figura). La pressione dinamica  $q$  è direttamente legata alla velocità dell'aereo dalla seguente:

$$q = \frac{1}{2} \rho U^2 \quad (4.2.4)$$

dove  $\rho$  è la densità dell'aria e  $U$  è la velocità dell'aria rispetto al velivolo. Un trasduttore di pressione assoluto (cioè non differenziale) collocato nel foro centrale della sfera (punto DSP, Design Stagnation Point) fornisce pertanto una misura diretta di  $q$  (praticamente stiamo parlando di  $P_x$ ), da cui è possibile ricavare  $U$ , cioè il modulo del vento relativo incidente sulla sfera. La direzione di tale vento incidente viene determinata per mezzo di due misure differenziali di pressione: lungo l'asse verticale (asse  $z$ ) misuriamo la differenza di pressione tra il foro collocato in alto e quello collocato in basso, da cui poter calcolare l'angolo di attacco del vento lungo la direzione verticale. Analogamente lungo la direzione orizzontale (asse  $y$ ). Gli angoli di attacco, considerando che le porte sono collocate a  $45^\circ$  rispetto al punto di riferimento DSP, vengono calcolati tramite:

$$\alpha = -\frac{1}{2} a \sin\left(\frac{4}{9} \frac{\Delta p_\alpha}{q}\right) \cong -0.22 \frac{\Delta p_\alpha}{q} \quad (4.2.5)$$

Dove  $\Delta p_\alpha$  è la differenza di pressione tra le due porte misurata direttamente.

Analogamente sull'altro asse è possibile ricavare l'angolo  $\beta$ . Le 3 componenti del vento relativo possono a questo punto essere calcolate con:

$$\begin{aligned} u_\alpha &= U \cos \alpha \cos \beta \\ v_\alpha &= U \cos \alpha \sin \beta \\ w_\alpha &= U \sin \alpha \end{aligned} \quad (4.2.6)$$

### 4.3 La stazione fissa di Napoli

**Il sito.** Come già detto in precedenza, la stazione fissa, in dotazione dell'INFM di Napoli è allocata nella città di Napoli (40°50' Nord 14° 10' Est) presso la collina di

Monte S. Angelo a 118 m. sul livello del mare (cerchietto rosso nella figura 4.17). La zona denota una forte urbanizzazione con una notevole pressione antropica e



FIG.4.17: Localizzazione della stazione di Napoli

presenta tipiche caratteristiche urbane con grandi emissioni da terra dovute al traffico e alle attività industriali. Rilevante è anche l'orografia. La stazione si trova al margine di una conca in cui si estende il quartiere di Fuorigrotta delimitata a Nord dalla collina dei Camaldoli (457 metri s.l.m.) a Est dalla collina del Vomero, a Sud dalla collina di Posillipo (162 metri s.l.m.) ed infine a Ovest dalle colline della zona Flegrea. In tale conca le correnti advettive a bassissima quota

sono garantite da un corridoio di accesso diretto al mare in direzione Sud-Ovest dalla zona di Bagnoli Coroglio. Tramite questo corridoio la stazione è sottoposta a regimi di brezze marine e di terra sebbene risentano di forti attriti superficiali dovuti all'urbanizzazione. La stazione è composta da un sistema Lidar fisso e da una stazione meteorologica di terra. Di entrambe daremo una descrizione delle principali caratteristiche, rimandando per i dettagli ad altri lavori di tesi del laboratorio Lidar dell'INFM di Napoli [4.4]

**LEGENDA**  
 S = Specchio  
 D = Specchio Dicroico  
 BS = Beam Splitter  
 FI = Filtro Interferenziale  
 PMT = Rivelatore  
 L = Lente  
 M = Monocromatore

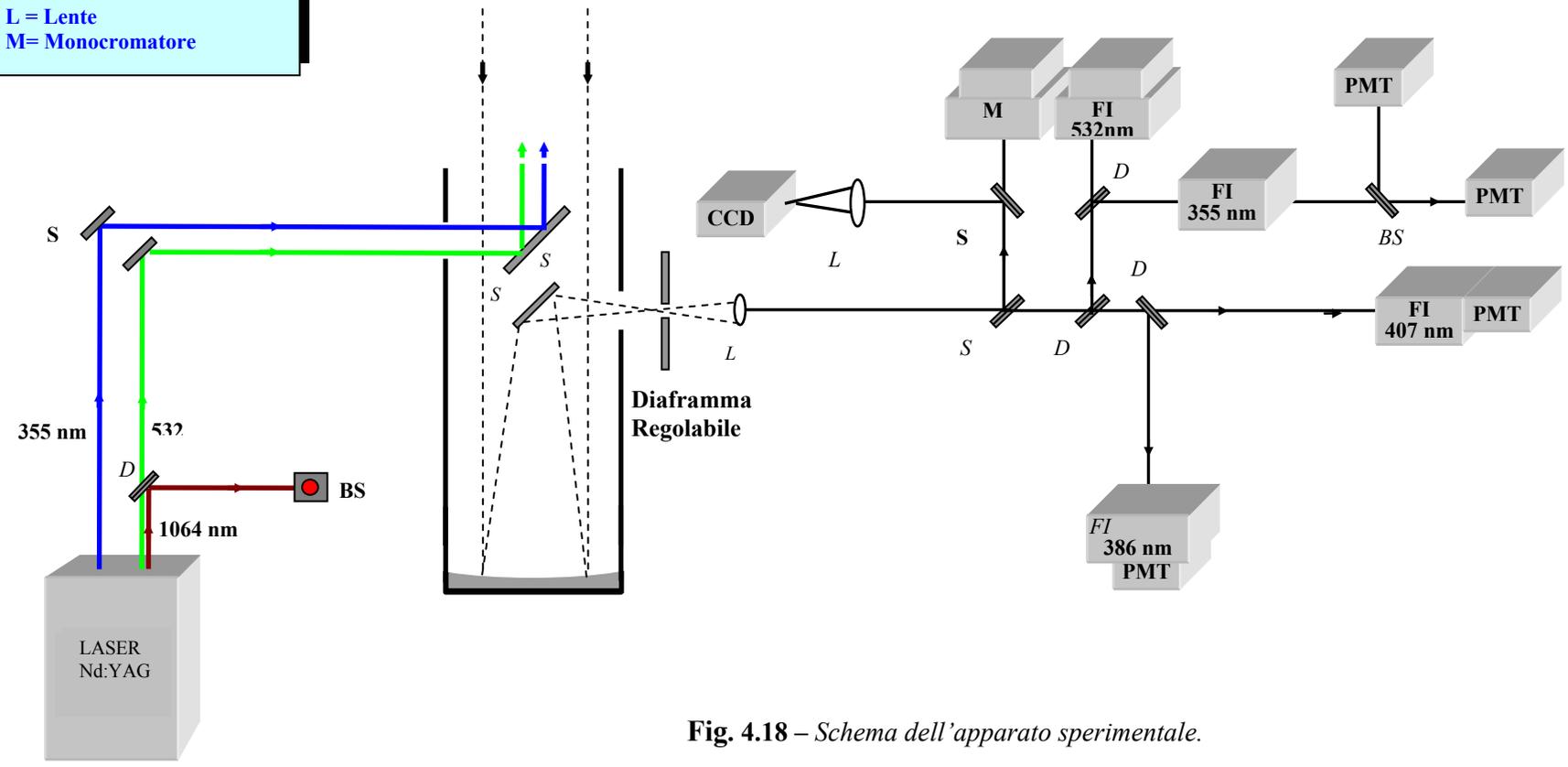


Fig. 4.18 – Schema dell'apparato sperimentale.

## Il Lidar INFM

Sebbene descrivibile secondo un comune schema a blocchi (vedi fig. 4.3), l'apparato Lidar dell'INFM di Napoli si caratterizza rispetto a quello del Co.ri.s.t.a. per una maggiore complessità ed accuratezza che, unitamente alla disponibilità di una sorgente Laser più potente, lo rendono capace di fornire una quantità maggiore di informazioni. Procediamo per gradi, facendo riferimento alla figura 4.18

**La sorgente Laser.** Si tratta anche in questo caso di un laser impulsato a Nd:Yag. Il pompaggio avviene otticamente con delle lampade-flash ai vapori di Xenon, il Q-switching è realizzato con una cella di Pockels con frequenza massima di switching pari a 20 Hz. L'armonica fondamentale è a 1064 nm ed è soggetta ad una selezione spettrale a mezzo di un etalon intracavità. In uscita dalla cavità, il fascio laser a 1064 nm viene splittato di modo che una parte possa essere inviata al sistema di rinvio e l'altra, polarizzata dapprima con una lamina a  $\lambda/4$ , viene utilizzata come pompa per il cristallo di seconda armonica. In uscita da questo si ottiene radiazione verde con lunghezza d'onda  $\lambda=532$  nm, la quale è a sua volta splittata ed in parte inviata al sistema di rinvio, in parte polarizzata con una lamina a  $\lambda/4$  ed utilizzata per il pompaggio di un cristallo di terza armonica che genera radiazione nell'U.V. con lunghezza d'onda  $\lambda=335$  nm. Il sistema dispone di un ulteriore cristallo che ripetendo lo stesso schema genera un fascio in quarta armonica con lunghezza d'onda  $\lambda=266$  nm. Le lamine a  $\lambda/4$  sono orientate in modo che sia ottimizzata la conversione in terza armonica. Tutti i cristalli non lineari sono termalizzati a 31°C (è ammessa una tolleranza di 0.1 °C per una efficace conversione in frequenza). In definitiva si ottiene l'emissione contemporanea di quattro fasci laser gaussiani e polarizzati TEM<sub>00</sub> impulsati fino a 20 Hz con quattro differenti lunghezze d'onda pari a 1064, 532, 355, 266. Di questi, quelli effettivamente utilizzati per le applicazioni Lidar sono i fasci laser a 532 e 355 nm. con energia per impulso pari rispettivamente a 90 e 100 mJ. Il sistema si presenta come una successione molto compatta di moduli, ciascuno con la propria specificità funzionale. **Il sistema di rinvio.** Il sistema di rinvio è costituito da una successione di specchi da un pollice con coating specifico per le lunghezze d'onda utilizzate, atto a garantire un'alta riflettività (HR).

Dapprima si invia il fascio relativo all'U.V. in un espansore che spande l'energia del fascio su un diametro di 5 cm e contemporaneamente ne riduce la divergenza portandola a circa 0.1 mrad. Ciò si è reso necessario perché la densità di energia del fascio eccedeva la soglia di danneggiamento dello specchio che successivamente invia il fascio in atmosfera. Il fascio relativo alla  $\lambda = 532$  nm mantiene la divergenza in uscita dal laser di 0,5 mrad e raggio di 1 cm. Successivamente e con uno specchio da due pollici inclinabile a mezzo di viti micrometriche, la radiazione a 355 nm viene diretta su uno specchio metallico posto a  $45^\circ$  sull'asse del telescopio e rinviata in atmosfera lungo l'asse del telescopio realizzando una configurazione monostatica. Il sistema è predisposto per l'utilizzo di un celostata con specchi ad inclinazione controllabile via computer che, consentendo l'invio della radiazione ad un qualsiasi angolo azimuthale, permette la realizzazione di scansioni lidar bidimensionali dell'atmosfera. La radiazione a 532 nm a sua volta, viene diretta su un ulteriore specchio metallico a regolazione micrometrica che realizza il rinvio in atmosfera lungo un asse parallelo a quello del telescopio realizzando una configurazione bistatica. **Il sistema di ricezione e selezione.** La ricezione del segnale retrodiffuso si attua a mezzo di un telescopio a configurazione Newtoniana dotato di uno specchio primario a curvatura sferica con diametro di 30 cm. E con focale di 120 cm., mentre il secondario è uno specchio piano che invia la radiazione verso il sistema di selezione spettrale. In corrispondenza del fuoco del telescopio è posto un diaframma di 16mm ed anche il fuoco di una lente piano convessa di 1 pollici e focale 7,6 cm con funzione di collimazione. Date le potenze dei fasci laser rinviati in atmosfera ( $P(\lambda=532) = 20\text{Hz} \cdot 90\text{mJ} = 1.8$  Watt e  $P(\lambda=355) = 20$  Hz  $\cdot$  100 mJ = 2 Watt), in un secondo si invia un numero di fotoni sufficiente perché si osservi oltre ad un segnale di retrodiffusione elastica anche un segnale di retrodiffusione Raman (la cui sezione d'urto ricordiamo essere tre-quattro ordini di grandezza inferiore alla retrodiffusione elastica e ciò con un rapporto segnale rumore accettabile per le applicazioni lidar che l'esperienza valuta attorno al 5-10%. In realtà questa condizione è realizzabile solo di notte quando le misure non sono inficiate dalla radiazione di fondo di origine solare. In ogni caso il sistema è predisposto per la selezione in canali distinti della radiazione dovuta a retrodiffusione elastica sia a 532 che a 355 nm e della retrodiffusione Raman del

fascio a 355 nm dovuta oltre che all'azoto molecolare (presente in atmosfera all'80% circa), che genera radiazione a 387 nm, anche all'acqua (presente in atmosfera sottoforma di vapor acqueo) che genera radiazione a 407 nm. Ciò è realizzato attraverso un insieme di appositi separatori di fascio e specchi diecrici. La radiazione relativa a ciascuna lunghezza d'onda o canale così realizzato viene successivamente filtrata con un filtro interferenziale a banda stretta, centrata sulla lunghezza d'onda d'interesse, e successivamente attenuato ulteriormente con filtri neutri ed inviato al sistema di trasduzione. Tutto il sistema soffre dell'aberrazione cromatica della lente di collimazione. **Il sistema di trasduzione.** A parte il canale relativo al segnale raman dell'acqua, ciascuno dei canali caratterizzati da un'unica lunghezza d'onda, è a sua volta diviso ed inviato a due differenti fotomoltiplicatori. Per il segnale elastico a 532 e 355 nm i sistemi di acquisizione sono uno analogico e l'altro digitale e ciò perché la trasduzione analogica a differenza di quella digitale (che realizza un fotoconteggio), riduce problemi di saturazione alle basse quote dalle quali proviene un segnale molto più intenso, pur generando a quote più alte un segnale molto più rumoroso rispetto a quello generato in fotoconteggio. Una volta acquisiti i due segnali si cerca un intervallo di quote in cui essi siano sovrapponibili e si stabilisce in tale intervallo un punto, detto di merge, al di sotto del quale si considera il segnale analogico mentre al di sopra si considera il segnale digitale. Si ottiene un unico segnale che non solo esclude con buona accuratezza la saturazione ma garantisce anche un buon rapporto segnale rumore fino a 20-25 km di quota. Per quanto riguarda il segnale Raman dell'azoto molecolare, sebbene non soggetto a problemi di saturazione, viene comunque rivelato con due diversi fotomoltiplicatori ed acquisito in entrambi i casi con tecnica digitale di fotoconteggio, ma con diverse caratteristiche dinamiche che assecondino meglio uno il tipo di segnale a bassa quota e l'altro quello ad alta quota: di questi si fa il merge come nel caso elastico. Infine, il segnale Raman dell'acqua è caratterizzato da un forte noise e rivelato con un solo fotomoltiplicatore dotato di un fotocatodo dalle notevoli dimensioni e raffreddato fino a -25°C per ridurre la corrente di buio: si ottiene un segnale che diviene eccessivamente rumoroso già a partire da 5 Km. **Il sistema di acquisizione.** Per i segnali rivelati in analogico, l'acquisizione si effettua attraverso un oscilloscopio con ADC a 12 bit Per i canali rivelati in fotoconteggio, l'acquisizione

si effettua con schede multicanale predisposti per acquisire per 200  $\mu$ sec con un dwell time di 100 nsec. (che corrisponde ad una risoluzione spaziale di 15 m) ed anche con una scheda multicanale con dwell time di 20 nsec. (risoluzione spaziale di 3 m.), predisposti per acquisire dati per 2 msec. In entrambi i casi si ha un profilo lidar fino a 30 km.

**La stazione Meteorologica di terra.** Si è visto nel capitolo 3 che i valori di  $\alpha$ , coefficiente di estinzione e  $\beta$ , coefficiente di retrodiffusione dipendono dalla densità molecolare che, a sua volta, e tramite l'equazione di stato dei gas perfetti, dipende dalla pressione e dalla temperatura atmosferica. Questi parametri si misurano con una opportune sonde poste a terra e che fanno parte della stazione meteorologica della stazione di Napoli. Le sonde forniscono anche misure di umidità relativa, velocità e direzione del vento. I valori di queste grandezze sono acquisiti ogni secondo e mediati su un minuto..

#### 4.4 Misura della funzione di sovrapposizione.

Come evidenziato nel capitolo 3, il segnale Lidar è influenzato sia dalla risposta del sistema di ricezione che dall'efficienza totale, ottica ed elettronica, del canale di rivelazione. Per maggiore chiarezza richiamiamo l'equazione (3.9.1) che descrive il segnale lidar dovuto a scattering elastico e riscriviamola come segue:

$$P(\lambda_L, z) = P_L \cdot \frac{c\tau}{2} \cdot \xi(\lambda_L, z) \cdot A_T(\lambda_L, z) \cdot \frac{1}{z^2} \cdot \beta(\lambda_L, z) \cdot \exp\left[-2 \int_0^z \alpha(\lambda_L, z) dz\right] \quad (4.4.1)$$

dove per il significato dei singoli termini si rimanda al capitolo 3, e dove è stato introdotto il parametro  $A_T(\lambda_L, z)$  detto *area efficace del telescopio*, definito come il prodotto fra l'area del telescopio ed il fattore di sovrapposizione  $\chi(\lambda_L, z)$  tra il campo di vista del telescopio (f.o.v. acronimo di field of view) ed il fascio laser. Quest'ultimo fattore tiene conto della probabilità che la radiazione proveniente da un punto dell'atmosfera giunga al rivelatore, supponendo che ciò dipenda solo dalla sovrapposizione del fascio laser con il f.o.v.

Come è evidente dalla (4.3.1), le caratteristiche della ricezione influiscono sul segnale lidar attraverso i due termini  $\xi(\lambda_L, z)eA_T(\lambda_L, z)$ , ma mentre il primo tiene conto dell'efficienza dei rivelatori alla lunghezza d'onda di utilizzo e della trasmissività delle ottiche di ricezione, il secondo fattore risulta essere funzione della quota e varia considerevolmente a seconda della geometria con cui si effettua la misura. Nell'ipotesi che non ci siano perdite per trasmissione o riflessione, e che l'efficienza

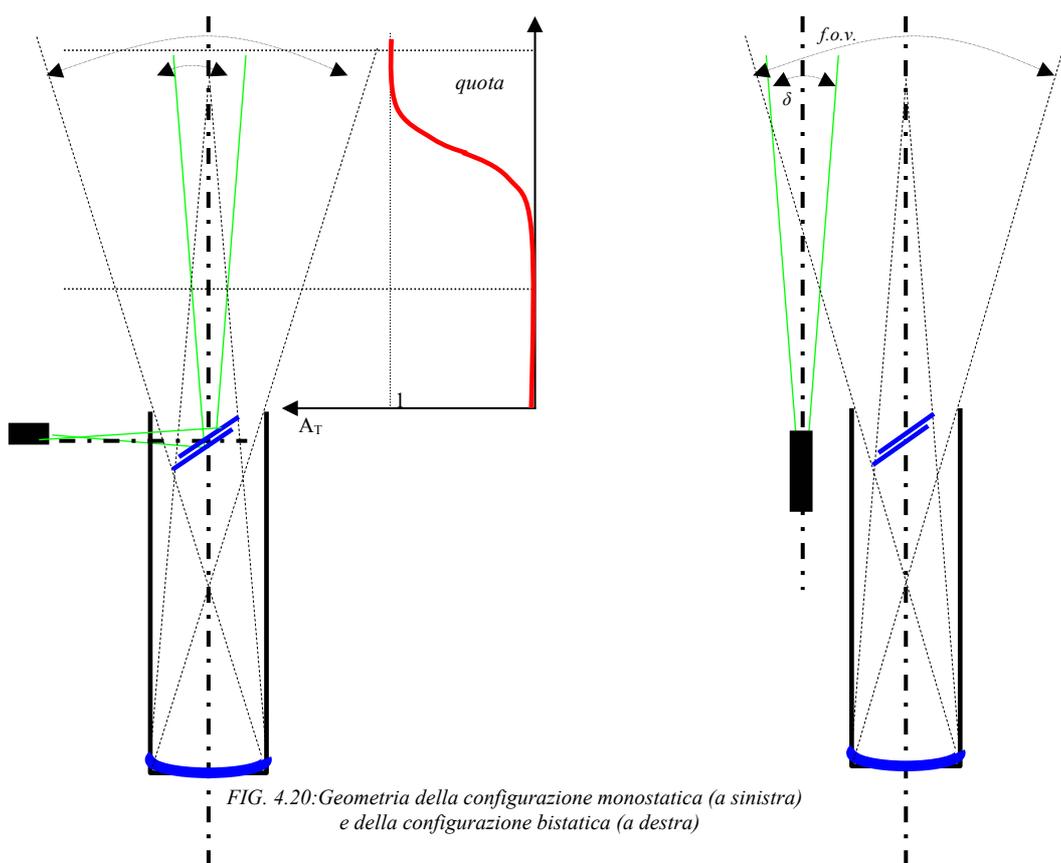


FIG. 4.20: Geometria della configurazione monostatica (a sinistra) e della configurazione bistatica (a destra)

fotomoltiplicatori sia uguale ad uno, allora  $\xi(\lambda_L, z)=1$ . Nella figura 4. 20 è illustrato il problema della sovrapposizione del fascio laser con il campo di vista del telescopio nelle due tipiche geometrie o configurazioni con cui si effettua una misura lidar: configurazione monostatica e bistatica. In riferimento alla condizione monostatica, sulla base di semplici considerazioni geometriche e calcolando in funzione della quota la frazione del volume occupato dalla radiazione laser che, ricadendo nel f.o.v. del telescopio, non ricada nel cono d'ombra dello specchio secondario del telescopio stesso, si ottiene per  $A_T$  l'andamento riportato nel grafico in funzione della quota. (in rosso nella parte destra della fig.4.20)

Per quanto riguarda il lidar Co.ri.s.t.a, questo ricordiamo che possiede una configurazione bistatica, pertanto si può calcolare, in condizione di perfetto parallelismo fra asse ottico del telescopio e direzione di propagazione del laser, la quota minima a cui avviene la sovrapposizione totale. Osserviamo dapprima che il cono d'ombra del secondario non interseca generalmente il fascio laser (vedi parte destra figura 4.20) a meno che non vi siano problemi di allineamento. Pertanto il calcolo può effettuarsi secondo lo schema riportato nella fig. 4.21. In questa si ha

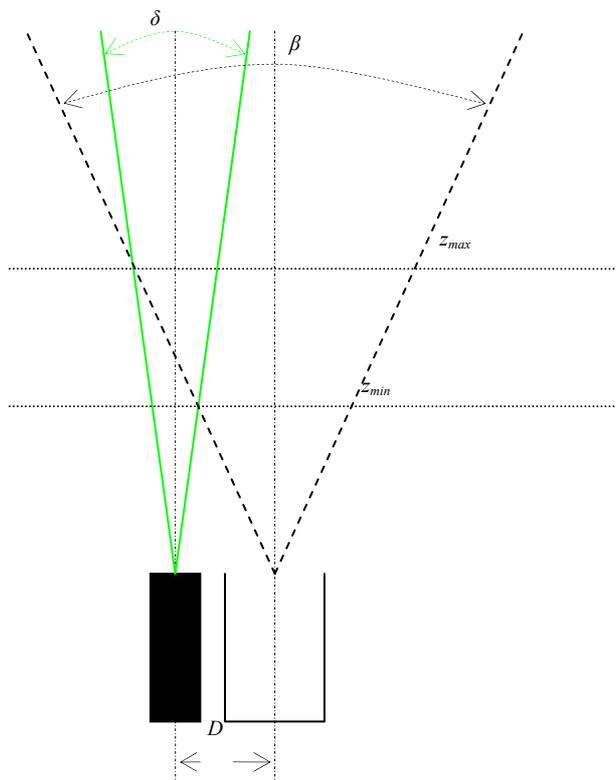


FIG4.21: Calcolo delle quote di sovrapposizione per un sistema bistatico

che  $\delta =$  la divergenza del fascio laser che si è detto essere di 1 mrad.,  $\beta =$  f.o.v. del telescopio dato dalla formula

$$f.o.v. = \frac{d}{F_T} \quad (4.4.2)$$

essendo  $d = 3$  mm il diametro del diaframma nel fuoco del telescopio ed  $F_T$  la distanza focale del telescopio pari a 1400 mm, per cui si ottiene  $\beta = 2$  mrad.

Da considerazioni geometriche si ha che [4.5]

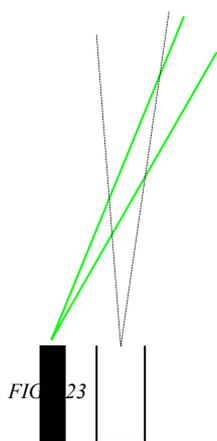
$$z_{\min} = \frac{D}{\operatorname{tg}\left(\frac{\beta}{2}\right) + \frac{\gamma}{2}} = 171.5 \text{ metri}$$

$$z_{\max} = \frac{D}{\operatorname{tg}\left(\frac{\beta}{2}\right) - \frac{\gamma}{2}} = 467.2 \text{ metri}$$

(4.4.3)

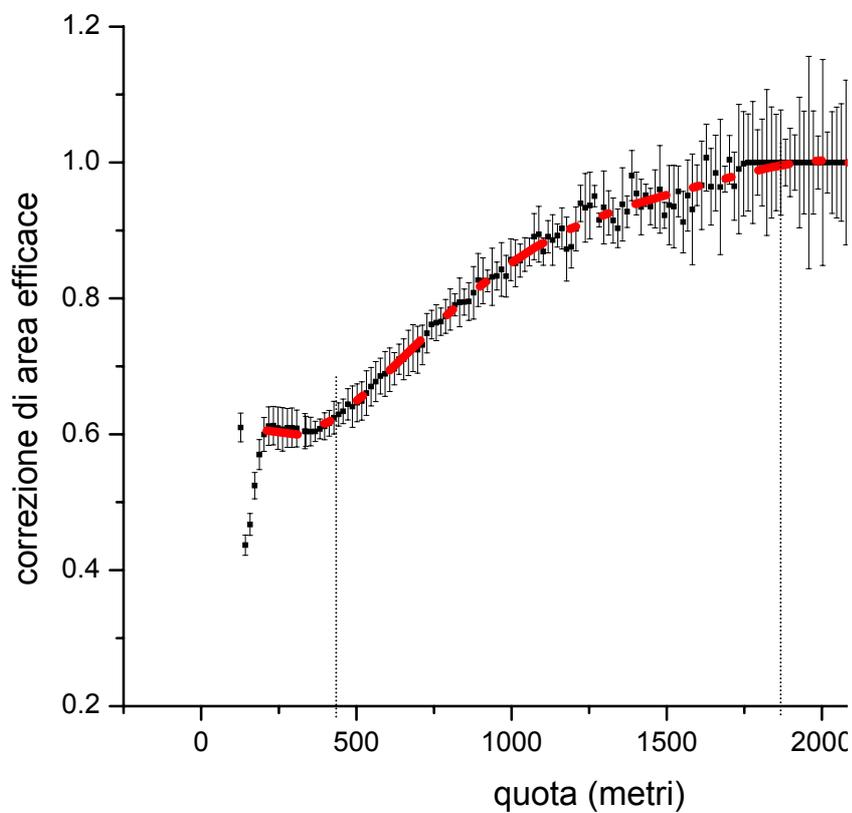
essendo  $D = 27$ cm la distanza fra la direzione di propagazione del fascio laser e l'asse ottico del telescopio.

Dunque da quote inferiori ai 171.5 metri non si ottiene nessun segnale, fra 171.5 e 467.2 se ne ottiene una sottostima che va corretta per il fattore di area efficace in funzione della quota, mentre oltre 467.2 il fattore di area efficace diviene 1 e non necessita alcuna correzione. Si osservi che perdendosi la condizione di parallelismo fra la direzione di propagazione del fascio laser e l'asse ottico del telescopio tali quote si modificano. Ad esempio si può diminuire il valore di tali quote inclinando



la direzione del fascio laser verso l'asse del telescopio e ciò fino a quando il fascio laser non esce dal f.o.v. del telescopio poiché altrimenti si ha la perdita del segnale alle alte quote (vedi fig. qui a sinistra). In ogni caso la quota per la quale il fattore di correzione di area efficace per il sistema Co.ri.s.t.a. diviene uno è sicuramente inferiore della equivalente quota calcolata per il sistema INFM sia in configurazione bistatica (infatti  $D=70$  cm  $\beta= 1.3$  mrad.  $\gamma=0,5$  mrad. per cui  $z_{\min}= 600$  metri circa e  $z_{\max}=1750$  metri circa) che in condizione monostatica (poiché tipicamente si ottiene  $z_{\max} =$  raggio del

secondario =  $35$  cm /  $\text{tg}$  (f.o.v.= $1.3$  mrad)  $\sim 1552$  metri). Sulla base di tali osservazioni si sono eseguite in contemporanea e nello stesso luogo otto misure lidar con entrambi i sistemi ed in pari condizioni di allineamento. Di tali misure si è calcolato il rapporto fra il segnale Co.ri.s.t.a. e quello INFM ed in seguito si è eseguita la media per ogni quota: per le quote comprese fra  $z_{\max}$  Co.ri.s.t.a. e  $z_{\max}$  INFM tale rapporto medio costituisce il fattore di area efficace per correggere il segnale INFM. Tale calcolo si è in realtà eseguito solo per emissione a  $355$  nm (monostatica). Si sono ottenuti i valori qui di seguito plottati (fig.4.24) insieme con la curva di interpolazione la quale assume il tipico andamento teorico del coefficiente di correzione di area efficace mostrato in fig. 4.20 nel range (individuato nel grafico dai due segmenti tratteggiati) fra  $450$  m. circa e  $1800$  metri circa. Evidentemente oltre tale quota il valore di detto coefficiente va ad 1 mentre al di sotto, è lo stesso sistema Co.ri.s.t.a a necessitare di una correzione.



**FIG.4.24: Fattore di correzione di area efficace**

In ogni caso la funzione di interpolazione riportata in figura e che fornisce la correzione di area efficace in funzione della quota è data da un polinomio di quinto grado i cui coefficienti sono riportati qui di seguito:

A	0.77	0.09
B1	-0.0014	5.3E-4
B2	3.7E-6	1.E-6
B3	-3.43E-9	1.E-9
B4	1.4E-12	4.5E-13
B5	-2.1E-16	7.6E-17.

#### 4.5 I dati della stazione mobile di Pontecagnano

L'acquisizione dei dati sperimentali da parte delle due stazioni di monitoraggio è partita in contemporanea alle ore 16:37 (U.T)<sup>6</sup> del giorno 9 maggio 2005, in concomitanza dell'avvicinamento dell'aeromobile Sky Arrow alla pista aeroportuale per la fase di decollo. In questo paragrafo facciamo riferimento ai dati acquisiti dalla stazione di Pontecagnano. **I dati Lidar.** Tramite il sistema lidar Co.ri.s.t.a. si è effettuata una acquisizione ininterrotta in fotoconteggio fino alle 15:30 circa del giorno successivo 10 maggio del segnale di retrodiffusione elastica relativo alla lunghezza d'onda  $\lambda = 532$  nm, salvo brevi sospensioni di qualche minuto utilizzate

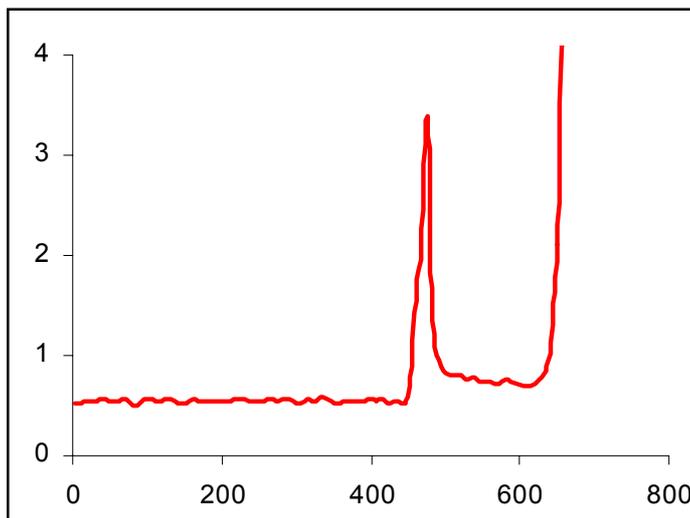


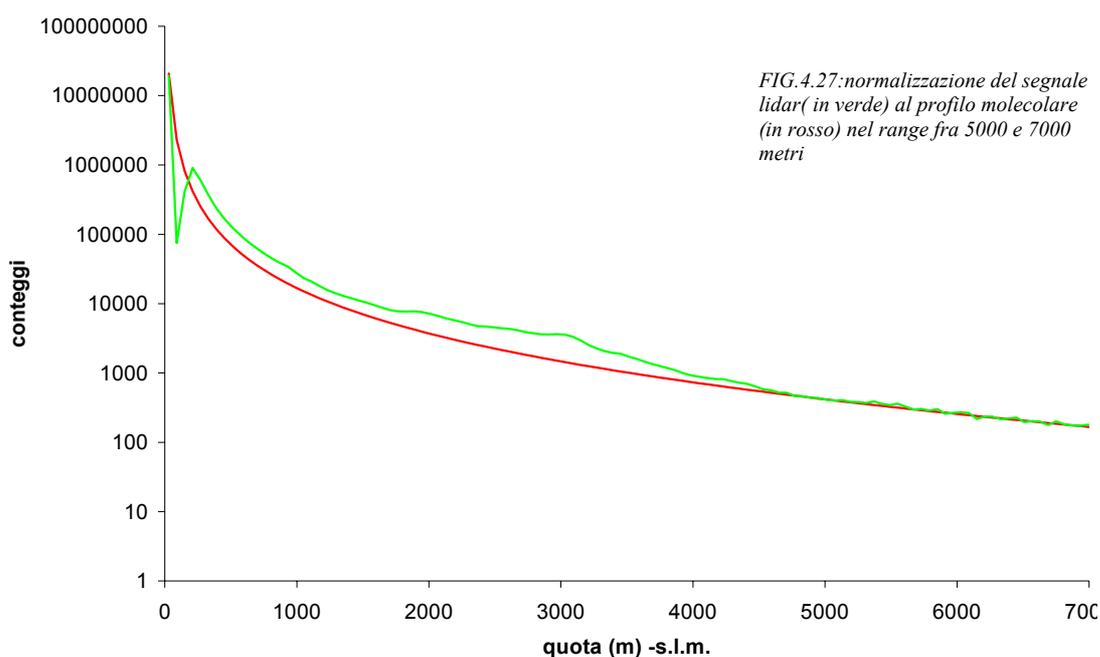
FIG.4.25: Il calcolo del fondo si esegue mediando i conteggi relativi alle quote comprese fra zero ed il picco di tempo zero in questo profilo presente a 450 metri circa

per monitorare l'energia per impulso della radiazione laser emessa o per verificare le condizioni di allineamento del sistema. Una ulteriore interruzione si è verificata dalle 19:44 alle 20:44 a causa di problemi legati alla stabilità del segnale di trigger che hanno reso il segnale relativo a quel periodo inutilizzabile. A ciascuno dei profili lidar che il sistema Co.ri.s.t.a genera ogni 4 secondi è stata successivamente sottratta la componente dovuta al fondo ambientale, quindi si sono tarate le quote sottraendo a quelle fornite dal sistema la quota corrispondente al picco di tempo zero. Circa il calcolo del fondo a sottrarre (vedi fig.4.25), si è effettuato eseguendo la media dei fotoconteggi che si ottengono prima del picco di tempo zero in cui sicuramente quanto si osserva non deriva da retrodiffusione in atmosfera ma dai fotoni della radiazione di fondo. Successivamente si è eseguita la

per monitorare l'energia per impulso della radiazione laser emessa o per verificare le condizioni di allineamento del sistema. Una ulteriore interruzione si è verificata dalle 19:44 alle 20:44 a causa di problemi legati alla stabilità del segnale di trigger che hanno reso il segnale relativo a quel periodo inutilizzabile. A

<sup>6</sup> Di qui innanzi, salvo diverse indicazioni, gli orari riportati saranno sempre Universal Time o brevemente U.T.

media dei profili su un intervallo temporale di un minuto e si è eseguita una operazione di binning a 8 punti, portando la risoluzione spaziale dai 7.5 m. di partenza a 60 metri. Ancora, i profili così ottenuti vengono moltiplicati per il quadrato della quota ottenendo il RCS. Una visione complessiva di tutti i profili RCS con risoluzione temporale di un minuto e risoluzione spaziale di 60 metri si ottiene con la mappa riportata in fig.4.26 ottenuta associando ad un valore dell'RCS (o meglio ad un intervallo sufficientemente stretto di valori dell'RCS a seconda della risoluzione che si vuole ottenere) un colore relativo ad un intervallo di livelli cromatici variabile. Successivamente si sono mediati i segnali lidar da un minuto su un periodo di mezz'ora: tali profili sono stati normalizzati ad un profilo molecolare relativo alle condizioni di pressione e temperatura medie della mezz'ora su cui si è mediato. Dal profilo normalizzato si è calcolato il profilo del coefficiente di retrodiffusione aerosolica  $\beta_{aer}$  utilizzando l'algoritmo di Klett. Si osservi che non



sempre ciò è stato possibile: infatti l'operazione di normalizzazione al profilo molecolare del profilo lidar consta nel far coincidere in media i due profili in quegli intervalli di quote in cui essendo sicuri di essere in presenza di aria priva di qualsiasi aerosol o tracciante si ha che il profilo lidar è dovuto alla sola retrodiffusione dei gas molecolari dell'aria (vedi fig.4.27). Ad esempio nella tarda mattinata del 10 maggio a partire dalle 10:00 circa si è verificato che, a causa della presenza di nubi a partire

da 4000 m., dalle quote in cui generalmente vi è aria pulita(6000 – 7000 m),

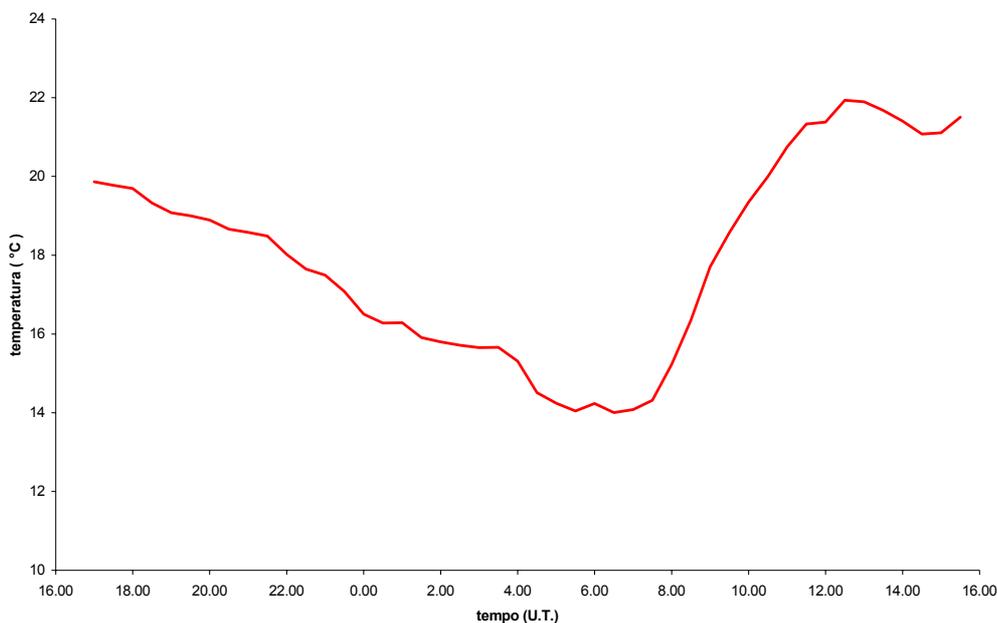
proveniva un segnale troppo rumoroso per potersi effettuare la normalizzazione necessaria per utilizzare l'algoritmo di Klett. In ogni caso l'acquisizione dei dati lidar si è dovuta arrestare intorno alle 16:00 per il sopraggiungere della pioggia, com'è visibile nell'estremità destra della mappa della fig.4.26

**I dati della stazione meteorologica di terra.** Durante tutto il periodo in cui si è effettuata l'acquisizione lidar, la stazione meteorologica di terra ha effettuato la misura, fornendo successivamente la media ogni mezz'ora, delle seguenti grandezze:

- le componenti lungo tre direzioni ortogonali del vento medio, indicate con u (ovest-est), v (sud- nord) e w (dal basso verso l'alto) nonché la varianza dalla media delle componenti stesse
- l'intensità del vento su un piano orizzontale e la direzione di provenienza
- il flusso di calore sensibile ovvero il budget radiativo nell'infrarosso, che risulta positivo quando la terra riscalda l'aria e negativo nel caso contrario
- la temperatura dell'aria.

I valori ottenuti sono riportati nelle seguenti figure 4.28, 4.29, 4.30, 4.31. I valori della pressione utilizzati nel calcolo dei profili molecolari e qui non riportati, sono stati forniti dalla stazione meteo dell'aeroporto di Pontecagnano

*FIG.4.28(sotto):Pontecagnano:andamento della temperatura a terra durante il ciclo di misura*



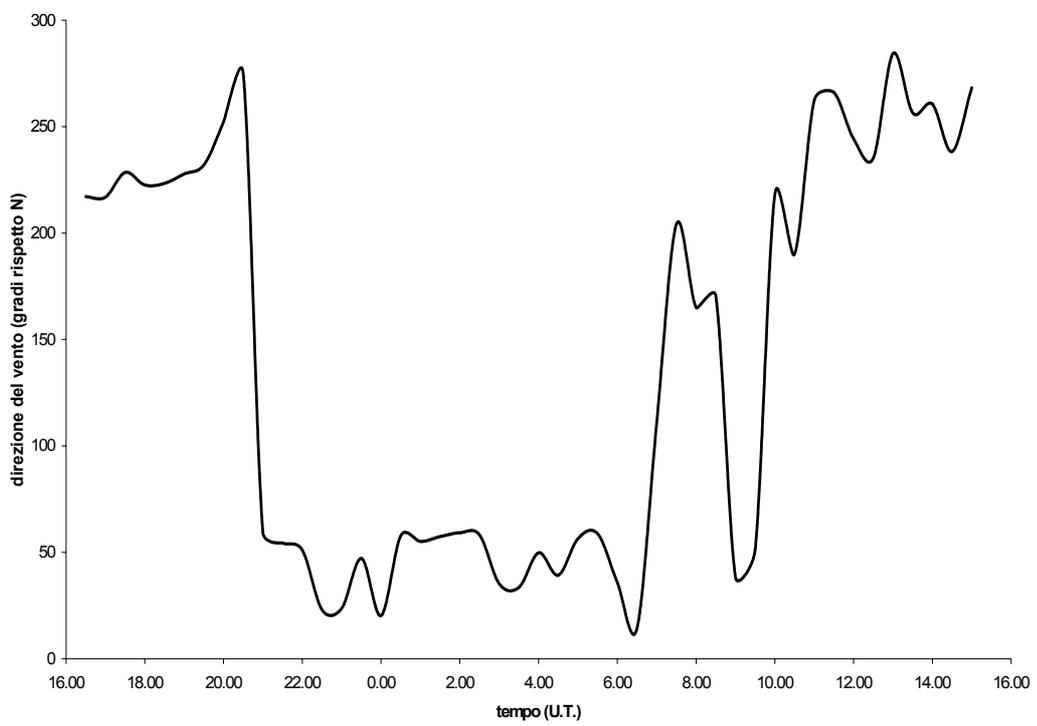


FIG5.5 (sopra): Pontecagnano, andamento della direzione del vento orizzontale a terra

FIG.4.29(sotto):Pontecagnano andamento della velocità orizzontale del vento a terra durante il ciclo di misure

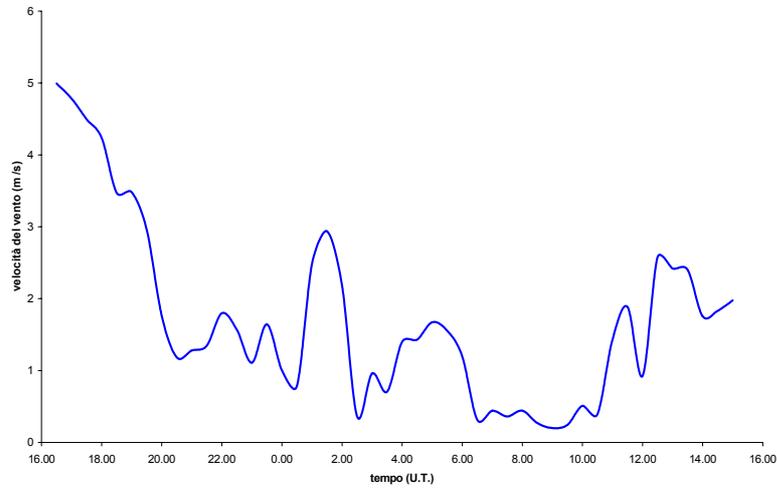


FIG 4.30 (sotto):Pontecagnano, andamento del flusso di calore sensibile a terra. I valori positivi si riferiscono ad un flusso verso l'alto, viceversa se negativi

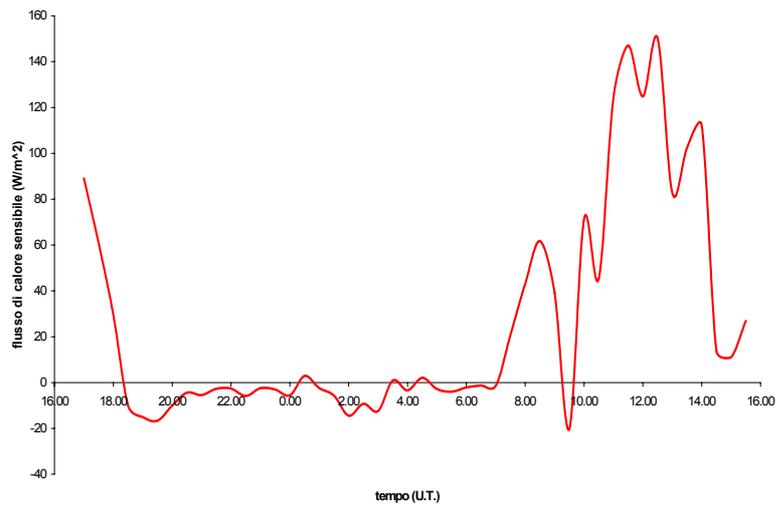
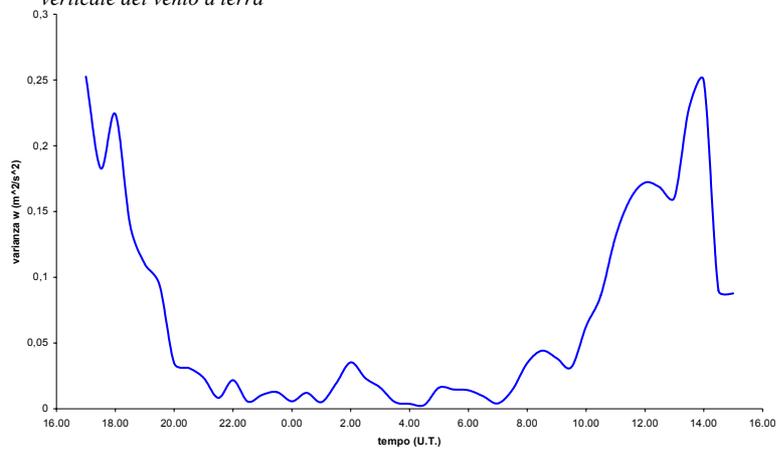
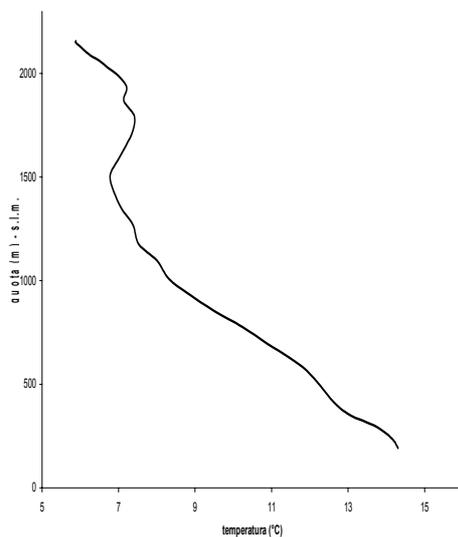


FIG.4.31(sotto):Pontecagnano, andamento della varianza della componente verticale del vento a terra

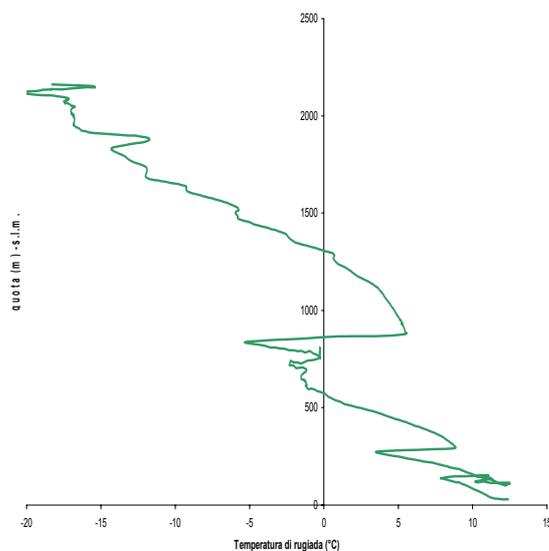


**I dati dell' aeromobile.** L'aeromobile Sky Arrow ha effettuato un solo volo durato circa mezz'ora a partire dall'inizio delle acquisizioni lidar. Di tutte le grandezze misurate in funzione della quota attorno alle ore 17:00, sono stati effettivamente processati ed utilizzati in questo lavoro di tesi i dati relativi alle seguenti grandezze, di cui si dispone dei profili in quota, fino a circa 2150 metri:

- temperatura
- pressione
- componenti del vento (u,v e w) e varianza della componente verticale w
- temperatura di rugiada.



*FIG.4.32(a sinistra):Pontecagnano ore 17:00 U.T. profilo di temperatura. Si osservi la presenza dell'inversione a quota 1500 m.*



*FIG.4.33(sotto a sinistra):Pontecagnano ore 17:00 U.T. profilo di temperatura di rugiada*

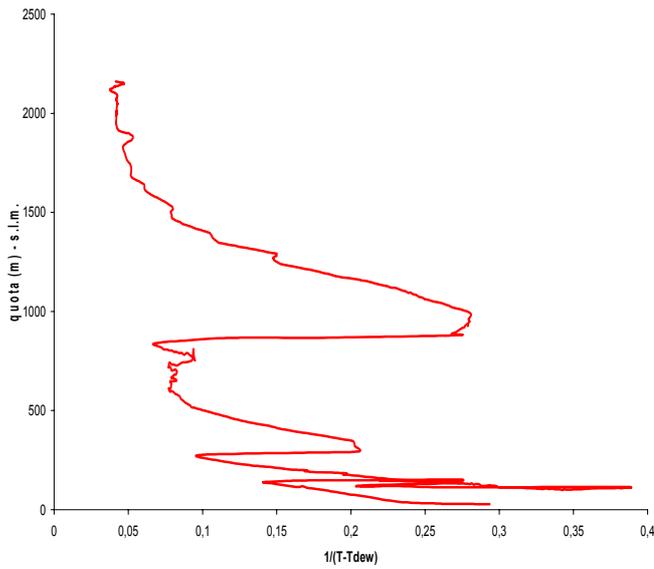


FIG. 4.34(sopra):Pontecagnano ore 17:00 U.T. profilo di  $1/(T-T_{dew})$  grandezza proporzionale all'umidità relativa. Si osservano tre strati a maggiore umidità relativa di cui il più esteso si estende attorno a quota 1000 m.

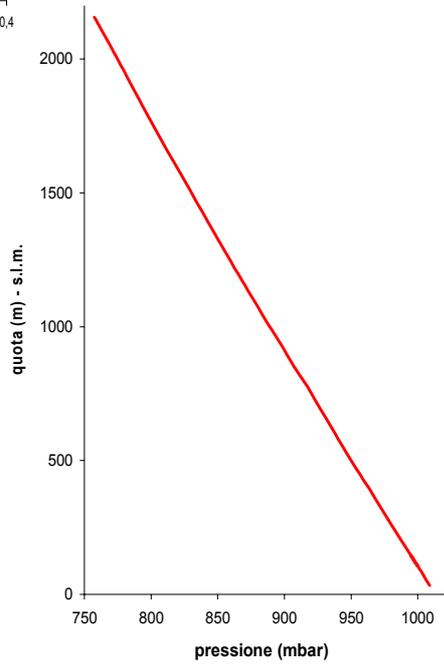
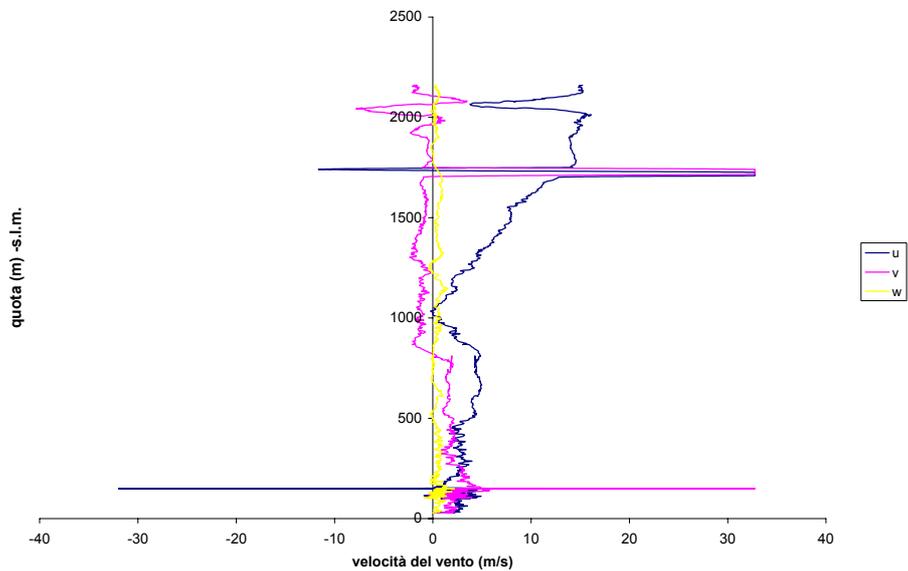


FIG. 4.35(a destra):Pontecagnano ore 17:00 U.T. profilo di pressione

FIG. 4.36 (sotto):Pontecagnano ore 17:00 U.T. profilo delle componenti di vento  $u$  (ovest-est),  $v$  (sud-nord) e  $w$  (dal basso verso l'alto). Si osservi che a partire da 1000 m la componente  $u$  da ovest si rafforza



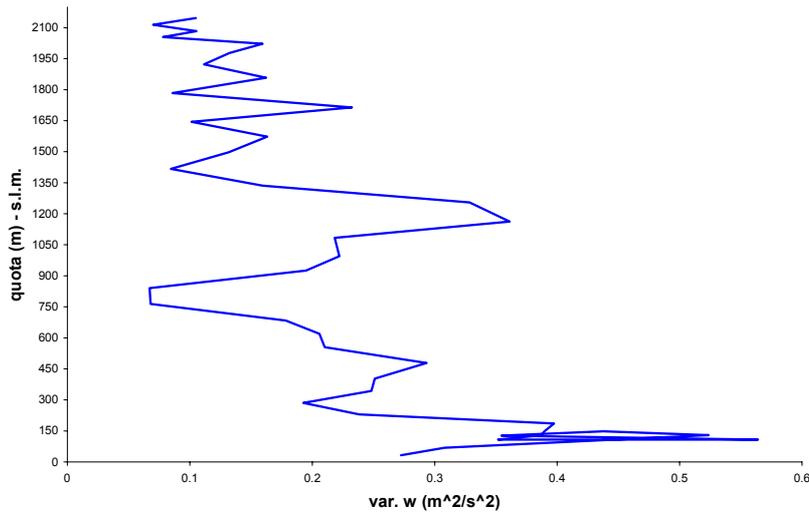


FIG.4.37.:Pontecagnano ore 17:00 profilo della varianza della componente verticale di vento quale indicatore di turbolenza. Il profilo mostra tre strati distinti all'interno del PBL: uno a quote molto basse si estende fino a circa 200m. Il secondo da 200 a 750 m con un picco a 450 m ed il terzo da 800 a 1400 m

Tali profili sono stati graficati nelle fig. da 4.32 a 4.37 e sono forniti con un intervallo di quote fra due dati successivi che non è fisso e dipende dalla velocità verticale dell'aereo. In ogni caso tale intervallo di quote risulta essere dell'ordine del metro. In figura 4.38 è invece riportato il profilo della temperatura potenziale calcolato secondo la definizione data dalla (1.7.5) del cap.1 e nella fig.4.39 vi è il relativo gradiente.

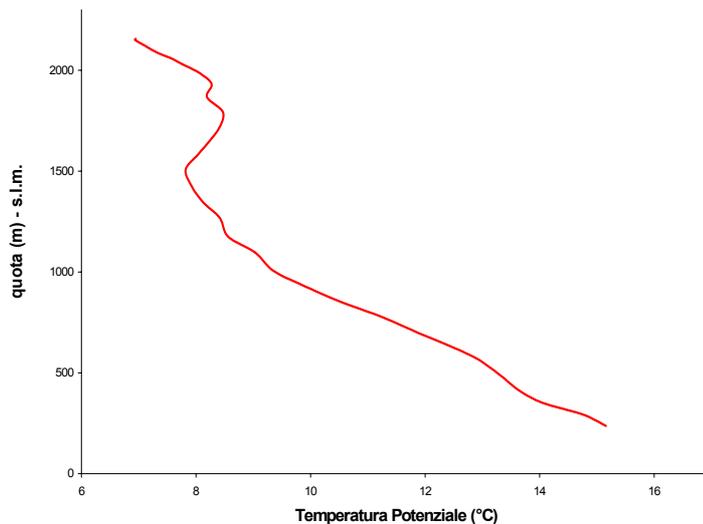


FIG.4.38 :Pontecagnano ore 17:00 U.T. profilo di temperatura potenziale. Il profilo mostra una inversione di temperatura attorno a quota 1500 m

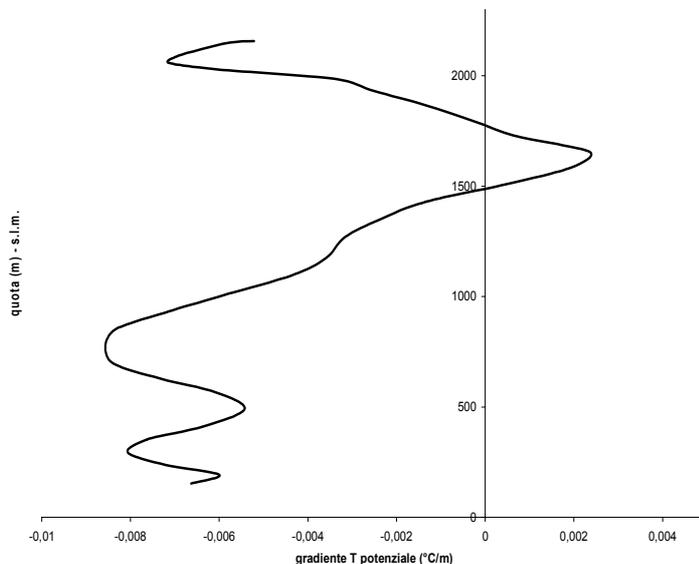


FIG.4.39: Pontecagnano, ore 17:00 U.T. profilo del gradiente di temperatura potenziale. Si osservi che diviene positivo a 1500 m.

#### 4.6 I dati della stazione fissa di Napoli

In questo paragrafo facciamo riferimento ai dati acquisiti dalla stazione fissa di Napoli la cui acquisizione è partita, come già detto, alle 16:37 del 9 maggio in contemporanea con Pontecagnano ed è terminata il 10 maggio alle 15:30 circa per il sopraggiungere della pioggia

**I dati lidar.** Tramite il sistema lidar INFM si sono acquisiti profili lidar relativi al segnale di retrodiffusione elastica per le lunghezze d'onda  $\lambda = 355$  e  $532$  nm. A partire dal tramonto e fino all'aurora (più precisamente dalle 18:57 alle 02:57) si è attivata anche l'acquisizione dei canali Raman dell'  $N_2$  e dell'  $H_2O$ . Circa le modalità di acquisizione di ciascun canale si è già detto nel paragrafo 4.3 del precedente capitolo. In ogni caso, per tutti i canali, il sistema lidar INFM genera serie da trenta profili consecutivi di 1 minuto ciascuno, ai quali viene sottratta la radiazione di fondo (calcolata come media del segnale alle quote da cui siamo sicuri non provenga più segnale retrodiffuso, cioè oltre 30 Km) ed effettuata la correzione di pile-up e di tempo zero. Successivamente i segnali vengono moltiplicati per la quota al quadrato, si da ottenere l'RCS. Nella fig. 4.40 è riportata la mappa dell'RCS

corrispondente all'elastico relativo a  $\lambda = 355$  nm. Circa la mappa dell'RCS elastico relativo a  $\lambda = 532$  nm, a causa di problemi verificatisi con l'allineamento del sistema lidar, essa è disponibile, limitatamente all'intervallo temporale che va dalle 8:00 alle 8:35 del 10 maggio ed è riportata in figura 4.48. I segnali mediati su mezz'ora e normalizzati al profilo molecolare, vengono utilizzati per il calcolo del coefficiente di retrodiffusione aerosolica  $\beta_{\text{aer}}$  con l'algoritmo di Klett. Nel periodo in cui si dispone anche del segnale Raman si possono calcolare  $\beta_{\text{aer}}$  (la cui mappa è riportata in figura 4.41) e il coefficiente di estinzione aerosolica  $\alpha_{\text{aer}}$  a mezzo degli algoritmi di Ansmann e Wandiger rispettivamente. Sottolineiamo l'utilità di quest'ultimo calcolo per poter avanzare ipotesi circa il valore del lidar ratio necessario per applicare l'algoritmo di Klett: infatti calcolando  $\beta_{\text{aer}}$  e  $\alpha_{\text{aer}}$  se ne può calcolare il rapporto ed ottenere una misura del lidar ratio il quale può essere mediato su opportuni intervalli di quote in cui si presenta omogeneo, in modo che i profili di  $\beta_{\text{aer}}$ , calcolati con i due metodi, coincidano.

**I dati della stazione meteorologica di terra.** Nella fig. 4.42 è riportato l'andamento nel tempo della temperatura a terra. Questi dati insieme ai valori dell'umidità relativa, dell'intensità e direzione di vento e della pressione (qui non graficati) sono forniti, con risoluzione di un minuto, dalla stazione meteorologica di terra localizzata a Napoli.

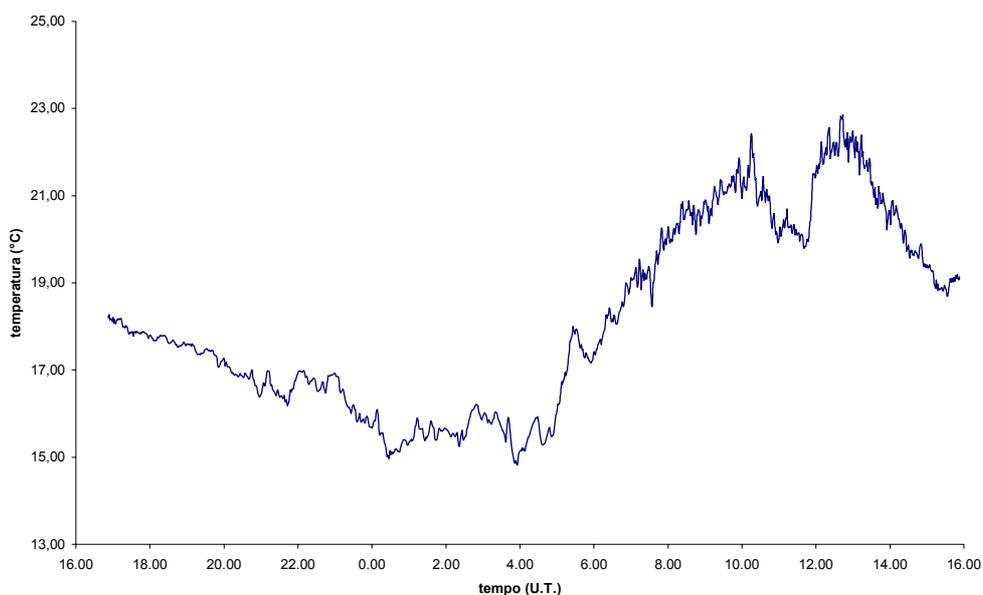


FIG.4.42:Napoli, andamento della Temperatura a terra

## 4.7 Analisi dei dati di Napoli

Con riferimento alla fig. 4.40, l'analisi della mappa del segnale lidar, relativo alla lunghezza d'onda  $\lambda = 355$  della stazione di Napoli, mostra un quadro atmosferico suddivisibile in tre intervalli di quote caratterizzati da una certa omogeneità interna. Nell'intervallo di quote fino a 1500 – 1800 metri circa, si osserva l'evoluzione del PBL e ciò naturalmente per l'intero ciclo di misure. Nell'intervallo di quote immediatamente successivo, e cioè fra i 2000 – 4000 metri circa, si osserva l'evolversi di una struttura aerosolica. Si tratta di uno di quei tipici fenomeni di trasporto advettivo, generalmente indicati come “eventi speciali” (vedi paragrafo 2.6). Esso si osserva in un arco temporale che comincia alle 16:37 del 9 maggio e termina al mattino del 10 maggio, intorno alle ore 4:00. In tale intervallo di quote, a partire dalle 9:00 circa si ha il comparire di nubi basse che danno origine, in seguito, a precipitazioni. Infine vi è un terzo intervallo di quote dai 4000 metri in su, caratterizzato dalla presenza sporadica di nubi d'alta quota, tipicamente cirri, come indica il valore molto basso del rapporto lidar (lidar ratio) misurato per tali nubi e che risulta minore di dieci. Indicativo di questa situazione è il profilo di  $\beta_{aer}$  riportato in fig. 4.43 e misurato a partire dalle ore 00:43-01:13 del 10 maggio; si osservi come il valore del lidar ratio per le strutture presenti attorno a quota 10000 metri abbiano lidar ratio pari a 6, valore tipico di formazioni nuvolose di tipo cirro. Procediamo con l'analisi dettagliata dei primi due intervalli.

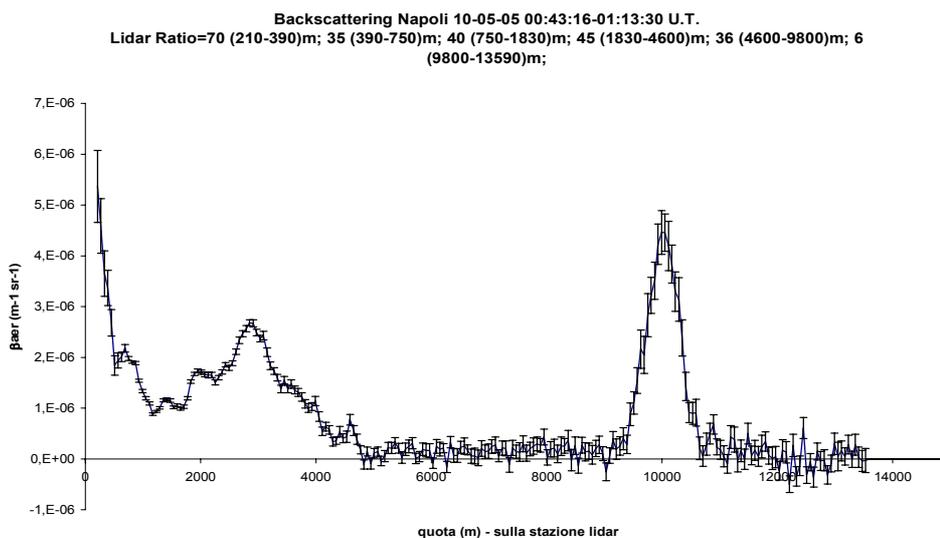


FIG.:4.43:Napoli profilo del beta aerosolico. Si noti la presenza di cirri a 10 km con lidar ratio caratteristico 6. A quote più basse le strutture del PBL fino a 1500 m. E strutture aerosoliche fra 2000 e 4000 metri

**L'evoluzione del PBL a Napoli.** Nella fig. 4.44 è indicata (tratto nero) l'evoluzione, durante tutto il ciclo diurno di misure, dell'altezza media del PBL calcolata come minimo assoluto della derivata del logaritmo dell'RCS relativo a misure di mezz'ora. In rosso sono indicate le quote in cui compare anche un minimo relativo ad indicare la presenza di uno strato di aerosol interno al PBL [4.4]

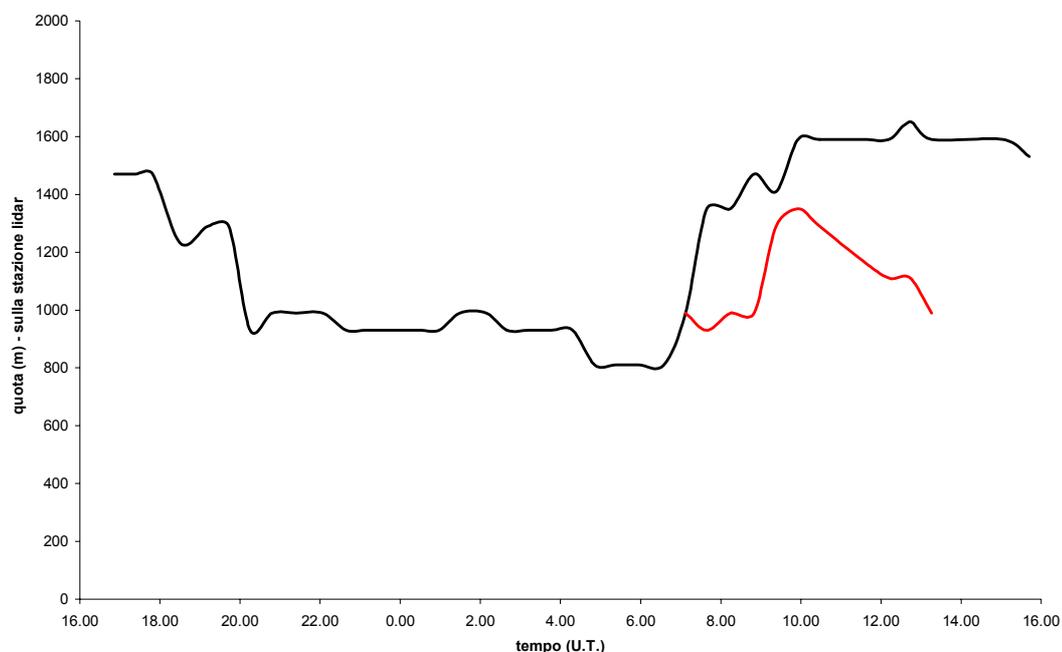


FIG 4.44: Napoli, l'evoluzione dell'altezza media del PBL (tratto nero). A partire dalle 7:00 circa del mattino è presente una struttura interna la cui altezza è indicata in rosso

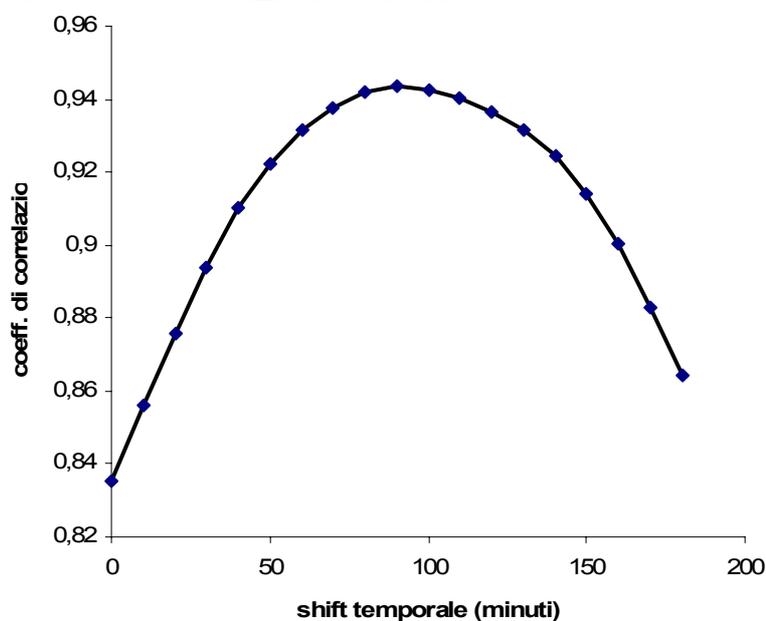
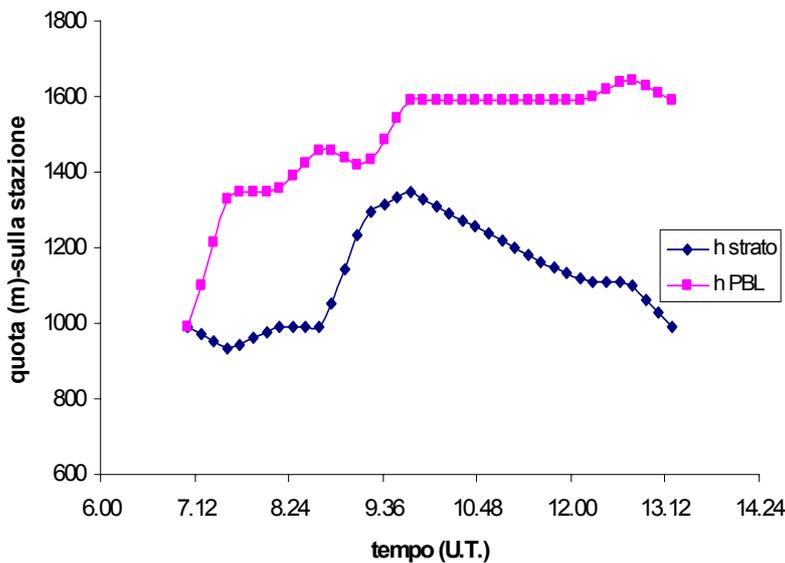


FIG. 4.45. Napoli coeff. di correlazione fra l'h del PBL e la temperatura. al variare dello shift temporale fra queste due grandezza che è multiplo intero di 10 minuti

Si osservi come tale evoluzione segua l'alternarsi del giorno e della notte e quindi risponda al manifestarsi o venir meno dei forzanti superficiali, come osservato nel paragrafo 2.5. A tal proposito è indicativo lo studio del coefficiente di

correlazione (vedi figura 4.45) fra l'andamento temporale della temperatura a terra (vedi fig.4.42) e l'altezza media del PBL e ciò al variare del ritardo temporale fra



questi due dati. Si osservi la presenza di un massimo pari a circa 0.94 in corrispondenza di un ritardo di circa 90 minuti. Questo sta ad indicare che la variazione di temperatura è fortemente correlata alla variazione dell'altezza del PBL, che si verifica

dopo circa 90 minuti da quella. E' interessante notare come a partire dalle 7:00 circa del mattino l'intensità del vento oscilli attorno ad un valore medio crescente (vedi fig. 4.47) e contemporaneamente si manifesti una doppia stratificazione all'interno del PBL con l'altezza dello strato interno indicata in rosso nella fig.4.44; nella fig.4.46 ne è riportato il particolare con una interpolazione dei

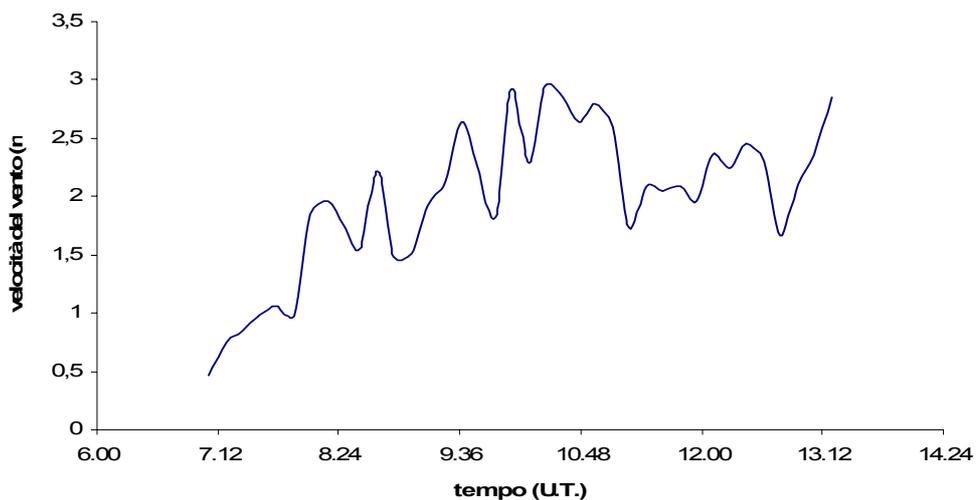


FIG.4.47: Napoli :particolare dell'intensità della componente parallela del vento misurata a terra al mattino

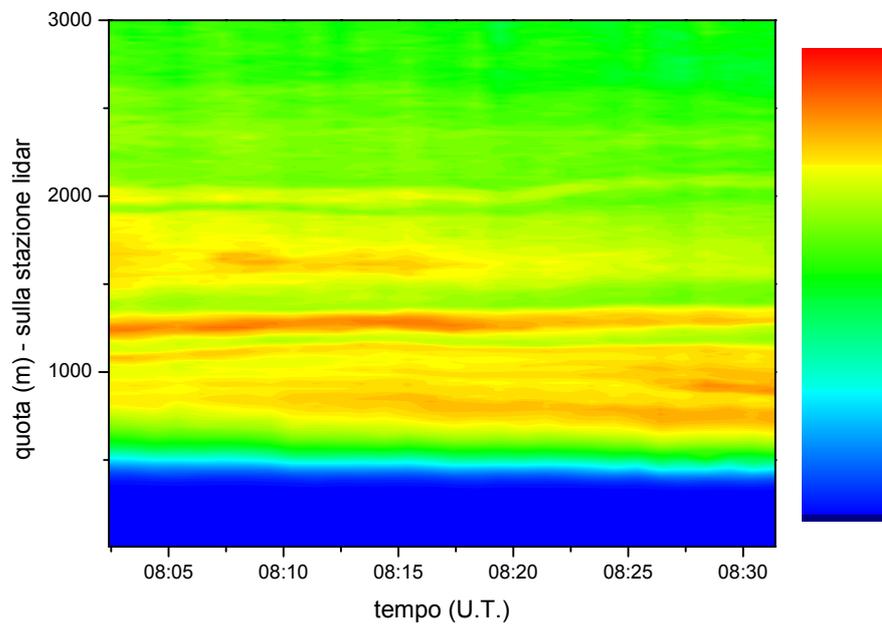


fig.4.48

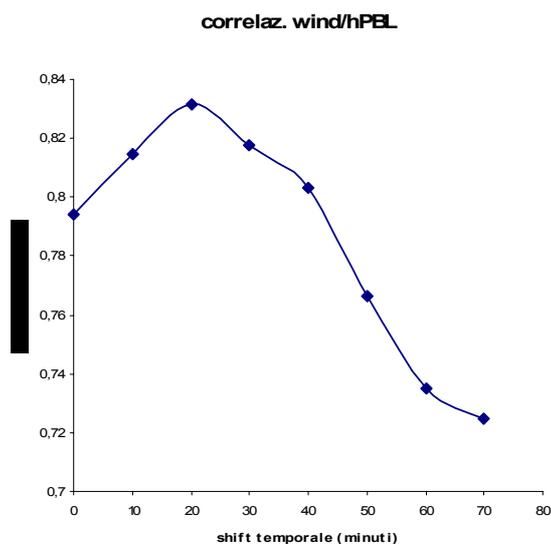
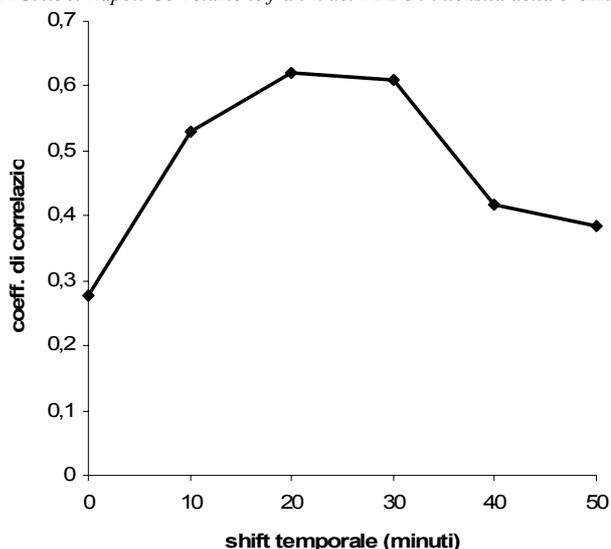


FIG. 4.49. Napoli correlazione fra l'h del PBL e l'intensità di vento al mattino

E' interessante osservare come a partire dalle 10:15 circa il vento cominci a spirare da Sud Ovest in regime di brezza, determinando, insieme alla riduzione della radianza solare dovuta a fenomeni di nuvolosità estesa, la diminuzione della temperatura di 1-2 °C. E' interessante notare come questo fenomeno sia correlato con l'andamento dello strato interno al PBL, secondo quanto mostrato nella fig. 4.50, e che il valore massimo di correlazione si abbia per un ritardo temporale che anche in questo caso è di 20 minuti ed attorno ad un picco abbastanza stretto. A causa della presenza di nubi a bassa quota non è possibile dare una valutazione del coefficiente di retrodiffusione aerosolica  $\beta_{aer}$ .

Purtuttavia, il comparire di una doppia stratificazione di aerosol nel PBL dell'area

FIG. 4.50. Napoli Correlazione fra l'h del PBL e l'intensità della brezza

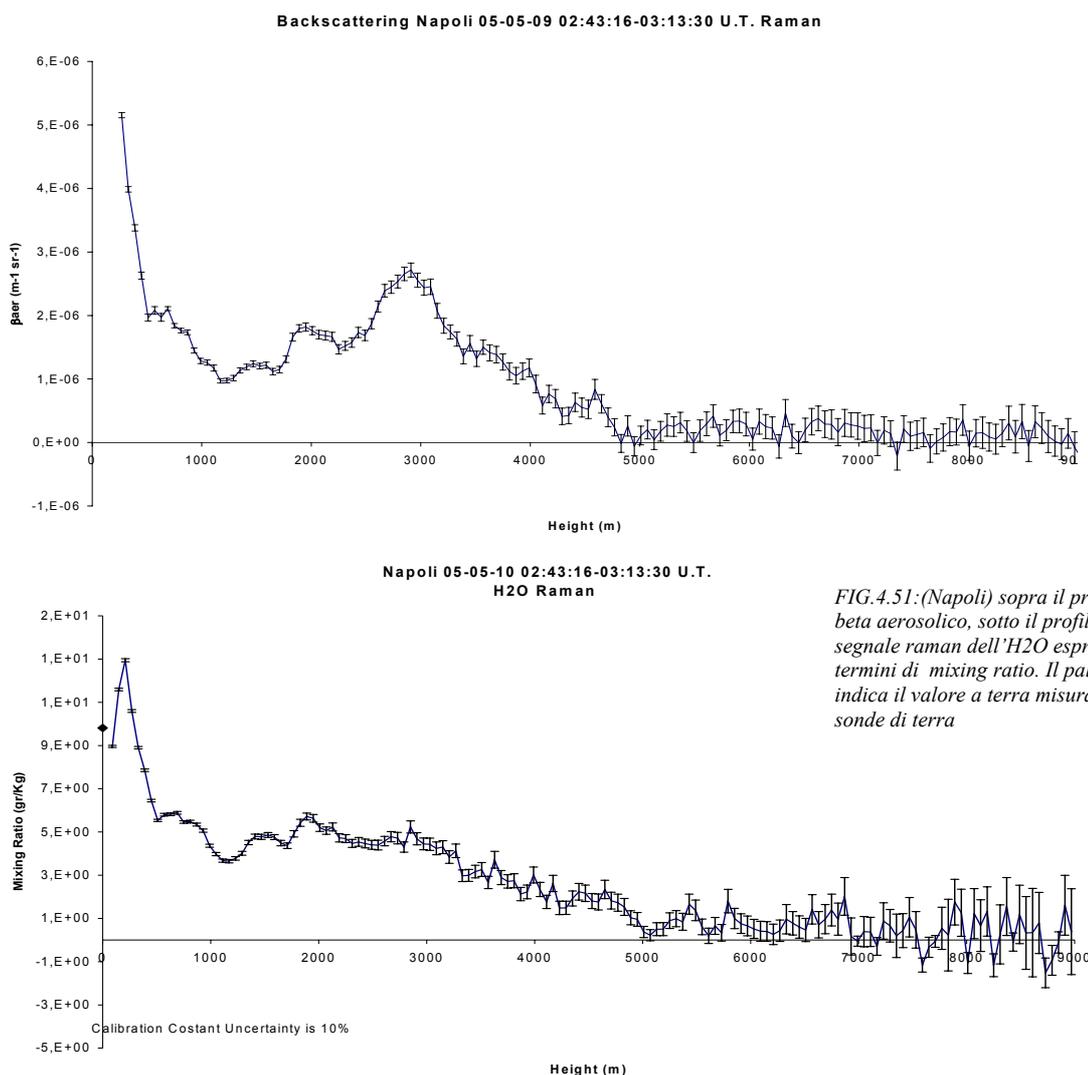


urbana di Napoli in concomitanza dei fenomeni di brezza, è stato di già osservato, ed a tal proposito si può consultare A. Boselli et al. [4.6] in cui si è effettuato uno studio sull'andamento dell'integrale del  $\beta_{aer}$  (grandezza che indica il carico aerosolico presente nell'intervallo di quote di integrazione) e la

dati ogni 10 minuti. Questa doppia stratificazione è visibile in fig. 4.48 in cui è riportata la mappa del RCS relativa alla lunghezza d'onda  $\lambda=532$  nm. Uno studio della correlazione con ritardo temporale multiplo di dieci minuti fra l'intensità del vento e l'altezza h del PBL è riportato in figura 4.49. Si osserva un picco pronunciato attorno ad un valore del ritardo temporale di circa 20 minuti.

ridistribuzione degli aerosol fra i due strati all'interno del PBL stesso. Il fenomeno è legato alla particolare orografia del sito, capace di creare all'interno del PBL celle di circolazione atmosferica convettiva il cui effetto è quello di intrappolare il contenuto totale di aerosol

**Un fenomeno di trasporto trans - atlantico.** A partire dall'orario di inizio delle misure e fino alle 4:00 circa del 10 maggio, nell'intervallo di quote che va da circa



2000 a 4000 metri circa si osserva l'evoluzione di una struttura aerosolica che l'analisi delle backtrajectories calcolate con il sistema HYSPLIT del NOAA rivela (si veda fig. 4.52) essere di origine transatlantica e provenienti precisamente dalla parte orientale degli Stati Uniti d'America.

NOAA HYSPLIT MODEL  
 Backward trajectories ending at 17 UTC 09 May 05  
 FNL Meteorological Data

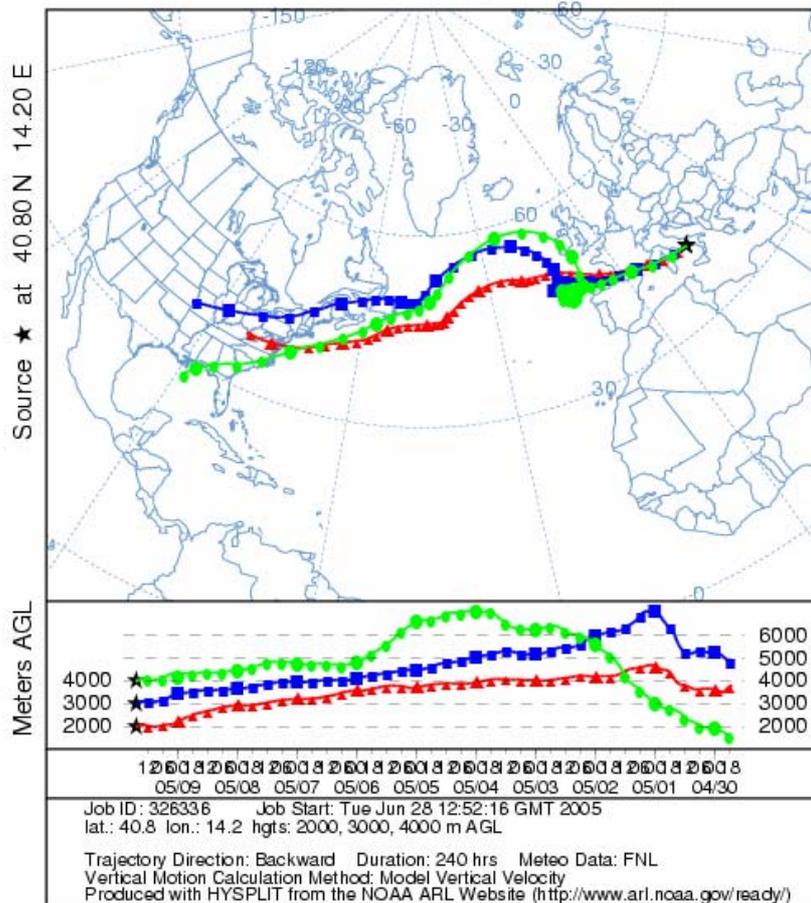
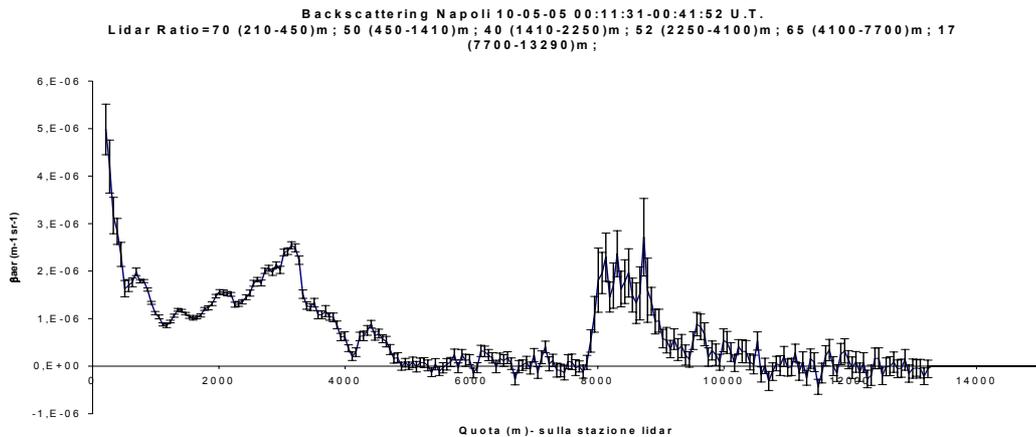


FIG.4.52. Napoli, Backtrajectories relative alle ore 17:00 del 9 maggio. La figura mostra la localizzazione delle correnti atmosferiche presenti a Napoli alle ore 17:00 ed alle tre quote indicate (2000,3000 e 4000 metri) 240 ore prima di giungere a Napoli.

Ttrattandosi di una zona fortemente urbanizzata ed industrializzata, con buona probabilità, si tratta di aerosol di origine antropica coinvolti in un fenomeno di trasporto advettivo su scala sinottica e che può annoverarsi fra quelli che son detti “eventi speciali”. In ogni caso, nell’attraversare l’Atlantico, tale struttura si è con ogni probabilità caricata di umidità che si rileva nei profili del segnale raman dell’H<sub>2</sub>O. Un esempio è quello dei profili mostrati in fig.4.51 e relativi alle 03:00 circa del 10 maggio. Altre proprietà di questa struttura si ottengono dal profilo di  $\beta_{\text{aer}}$  calcolato col metodo di Klett relativamente alla lunghezza d’onda  $\lambda=355$ . Con



riferimento, ad esempio, al profilo riportato nella fig.4.52 (qui sopra), si ha che la struttura presente fra i 2000 e 4000 metri è caratterizzata da un lidar ratio di  $52 \pm 5$ . Secondo Ackerman [3.5], questo valore è tipico di strutture aerosoliche di origine continentale a cui si somma un carico di aerosol marino. Infatti dai profili del

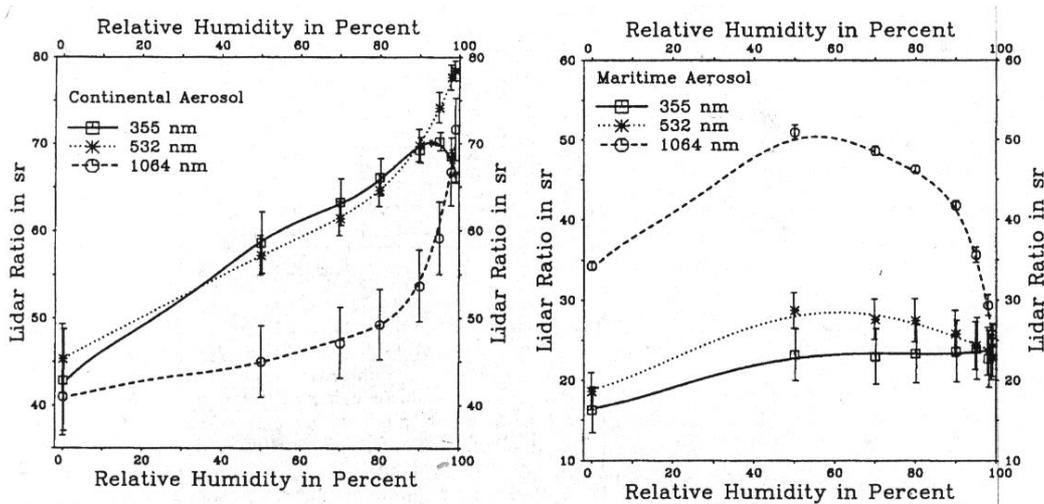


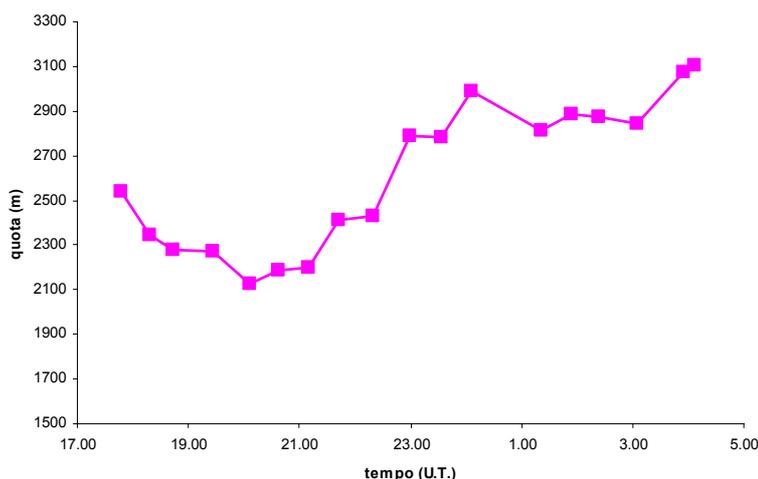
FIG.4.53: Variazione secondo Ackermann del lidar ratio con l’umidità relativa ed a varie lunghezze d’onda per aerosol di tipo continentale e marino

segnale raman dell'H<sub>2</sub>O relativi allo stesso orario (00:11 – 00:41), si ricava una umidità relativa media del'90% circa. Dai grafici di figura 4.53 si evince che con una umidità relativa del 90% il valore del lidar ratio relativo alla lunghezza d'onda  $\lambda = 355 \text{ nm}$  (linea continua grafico a sinistra di fig. 4.53) sarebbe circa  $70 \pm 3$  se si trattasse solamente di aerosol continentale, mentre sarebbe  $25 \pm 5$  se si trattasse invece di solo aerosol marittimo (sostanzialmente acqua salata). La media fra questi due valori fornisce  $48 \pm 3^7$ . Evidentemente questi valori sono compatibili intersecandosi i rispettivi intervalli di incertezza ed avvalorano l'ipotesi di una struttura di aerosol continentale, probabilmente di origine antropica che, attraversando l'oceano Atlantico si è caricato di umidità ed aerosol marino. Risulta interessante anche lo studio della distribuzione degli aerosol all'interno della struttura stessa, valutando la quota del centro della distribuzione aerosolica data da

$$z_c = \frac{\sum_i z_i \beta_{aer_i}}{\sum_i \beta_{aer_i}} \quad (4.6.1)$$

in cui la sommatoria si estende a tutte le quote comprese fra la quota iniziale e finale della struttura. Si è effettuata la misura di  $z_c$  relativamente all'intervallo temporale in

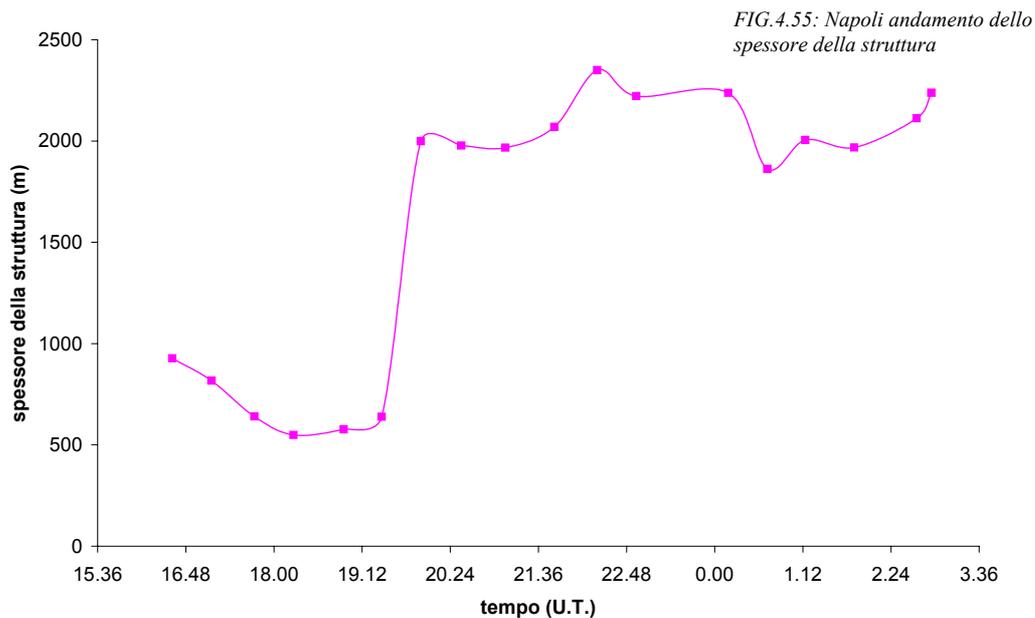
FIG.4.54: Napoli variazione della quota del centro



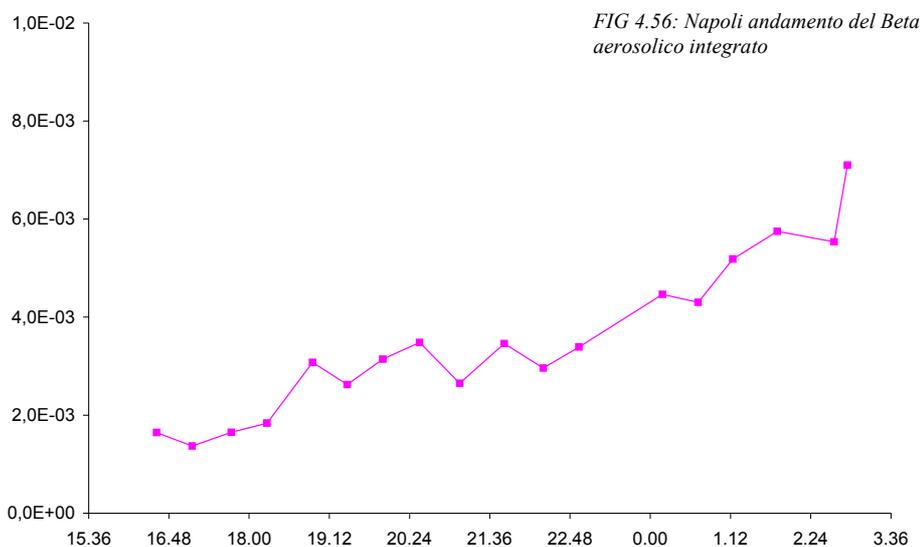
cui la struttura è presente nella mappa del segnale e che va dalle 17:47 del 9 maggio fino alle 04:07 del giorno seguente, ottenendo il grafico riportato nella figura 4.54. Nella fig. 4.55 è invece riportato il valore dell'integrale di  $\beta_{aer}$  dalla quota iniziale

a quella finale della struttura e che indica il carico aerosolico della struttura stessa e

<sup>7</sup> Dalla formula di propagazione dell'errore si avrebbe una incertezza sulla media di  $\sqrt{34/2} \approx 2.91$  che approssimiamo alla sua parte intera 3



ciò relativamente allo stesso intervallo di tempo. Nella fig. 4.56 vi è invece la estensione in quota della struttura, definita come la differenza fra la quota  $z_{max}$  e  $z_{min}$  a loro volta definite come quelle quote cui corrisponde rispettivamente il 90% ed il 10% dell'integrale totale di  $\beta_{aer}$ .



#### 4.8 Analisi dei dati di Pontecagnano

Con riferimento alla fig. 4.26, l'analisi della mappa del segnale lidar, relativo alla lunghezza d'onda  $\lambda = 532$  della stazione di Pontecagnano, mostra anch'essa un quadro atmosferico suddivisibile in tre intervalli di quote caratterizzati da una certa omogeneità: quello fino a circa 1000 – 1500 metri in cui si osserva l'evoluzione del

PBL, quello da circa 2000 – 4000 metri anch'esso caratterizzato da una struttura aerosolica che mostra diverse similitudini con l'analogia struttura osservata a Napoli ed infine l'intervallo di quote superiore a 4000 metri caratterizzato dalla presenza di cirri. Procediamo anche in questo caso con l'analisi specifica dei primi due intervalli.

**L'evoluzione del PBL a Pontecagnano.** Nella fig. 4.57 seguente è riportata l'evoluzione dell'altezza media del PBL a Pontecagnano calcolata con il metodo del minimo assoluto del logaritmo dell'RCS.

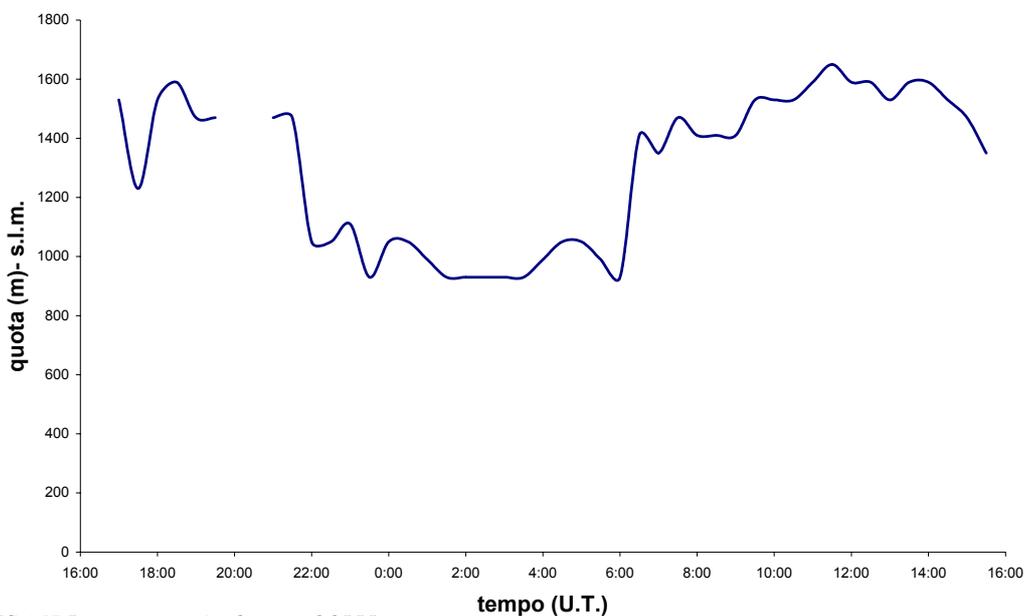
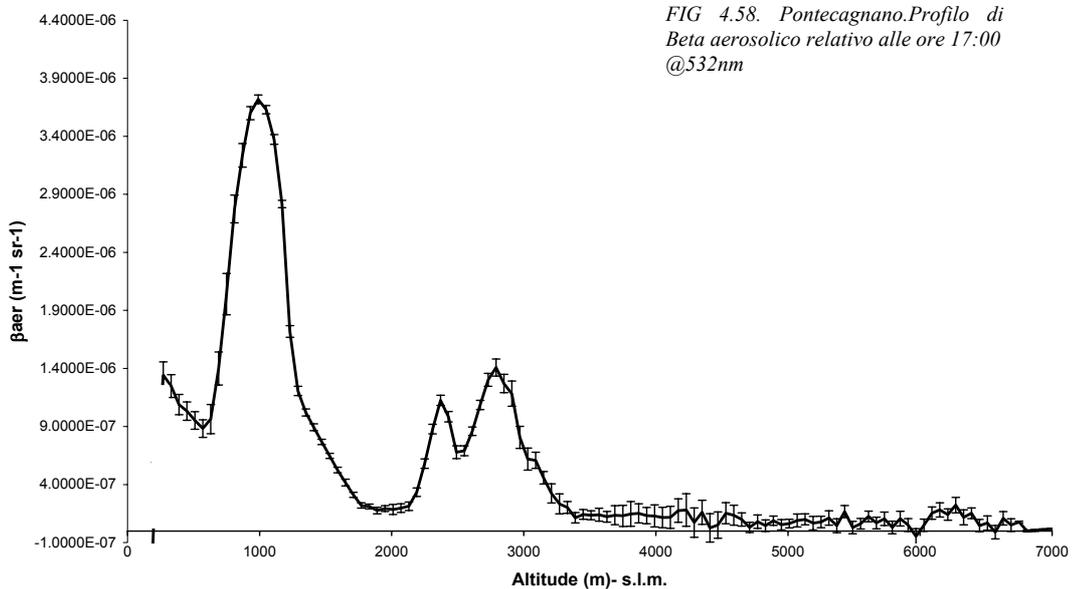


FIG. 4.57: Pontecagnano. Aandamento del PBL

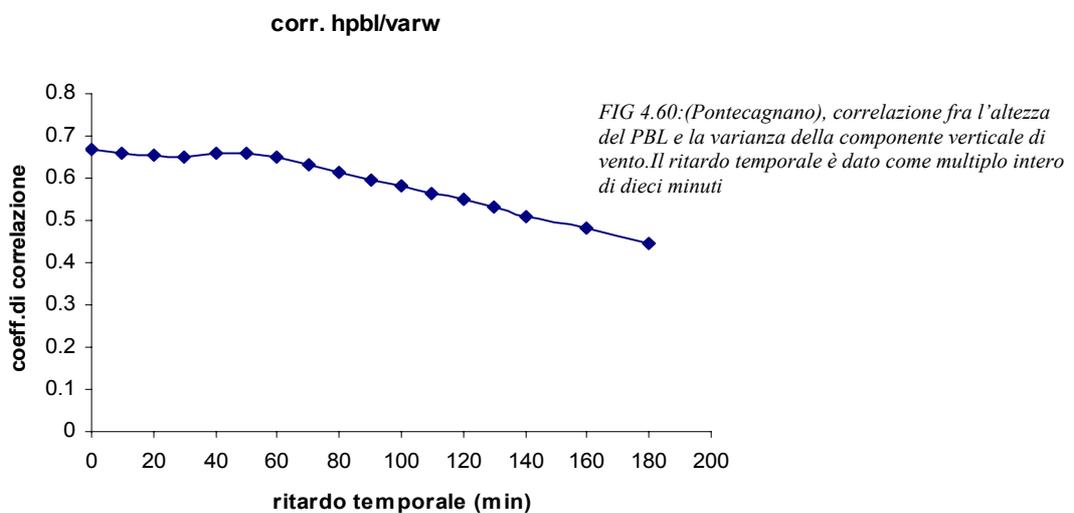
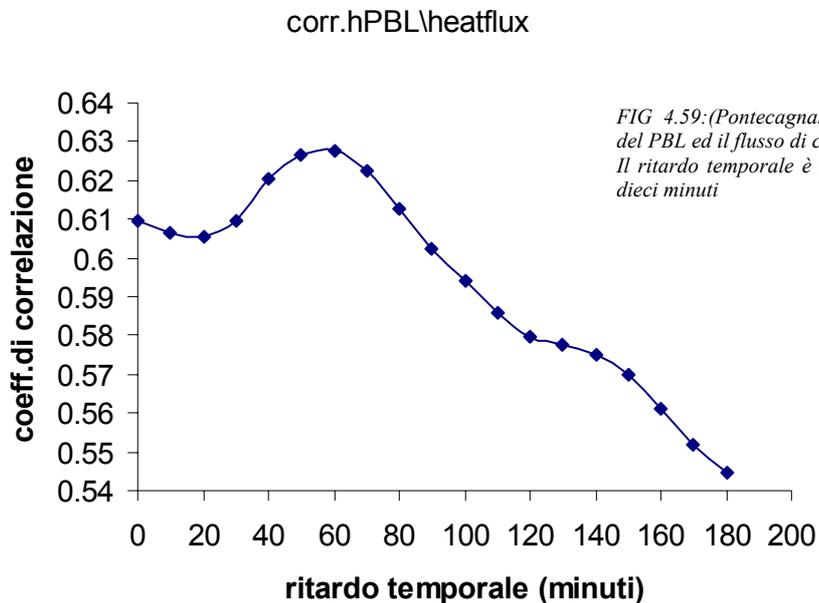
Osserviamo che il valore del PBL relativo alle ore 17:00 del 9 maggio (primo valore del grafico) è di 1530 metri. Allo stesso orario è relativo il profilo di temperatura misurato dall'aereo e riportato in figura 4.32, il quale mostra una inversione di temperatura, e quindi un'altezza del PBL, attorno alla quota di 1500 metri: tale valore è sicuramente compatibile con la misura fornita dal metodo lidar essendo l'RCS fornito con risoluzione di 60 metri. Anche la temperatura potenziale ed il gradiente di temperatura potenziale confermano la presenza di una inversione attorno a quota 1500 metri (vedi fig. 4.38 e 4.39) e ciò ad ulteriore conferma della giustezza del valore di 1530 metri preso come altezza del PBL. Nella fig. 4.58 è riportato il profilo di  $\beta_{\text{aer}}$  relativo alle ore 17:00 che denota la presenza di una struttura aerosolica all'interno del PBL con una doppia stratificazione: la prima termina a circa 600 metri, mentre la seconda si distribuisce attorno a quota 1000

metri. Dal profilo della temperatura di rugiada (vedi fig.4.33) o meglio dall'inverso della differenza fra la temperatura e la temperatura di rugiada (vedi fig.4.34),



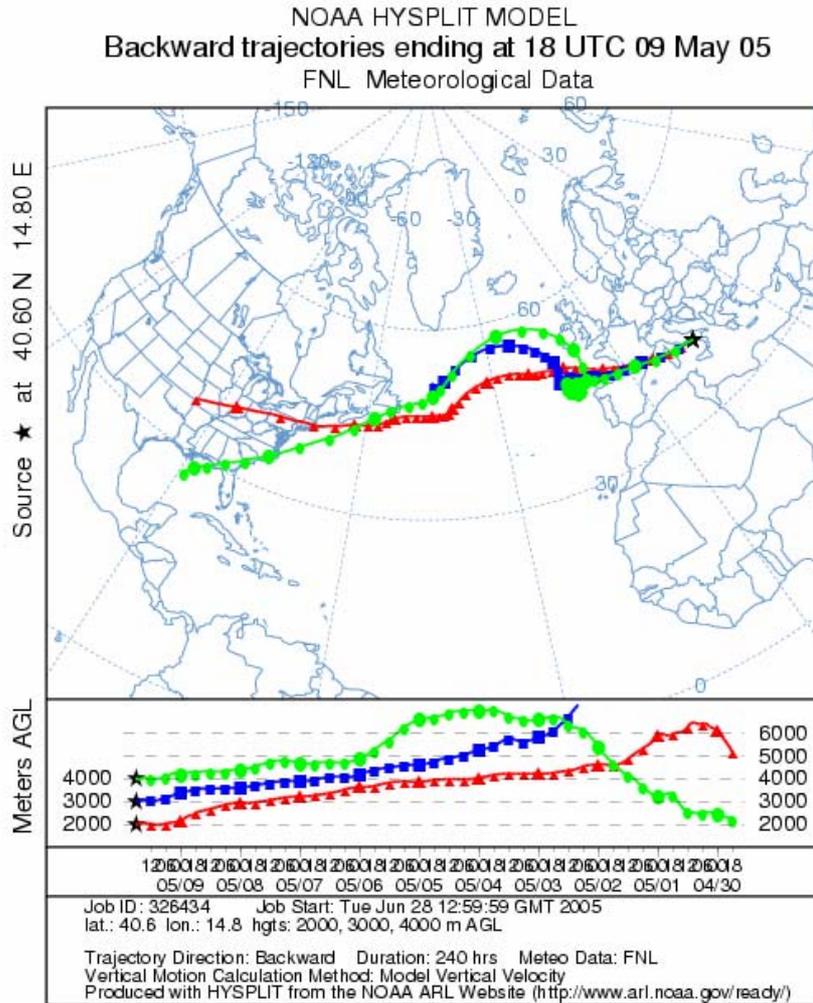
che è proporzionale all'umidità relativa, e dal profilo della varianza della componente verticale di vento, quale indicatore di turbolenza, (vedi fig. 4.37) si deduce che tali strutture sono caratterizzate da una notevole turbolenza ed umidità. Evidentemente queste due strutture corrispondono a quello che abbiamo definito come Convective Boundary Layer. Il valore del Lidar Ratio nell'intervallo di quote del PBL, considerato che si tratta di aerosol a preminente provenienza marina e, data la vicinanza della costa, lo assumiamo, in accordo con i dati Ackerman [3.5], pari a 25. In fig. 4.59 è riportato l'andamento del coefficiente di correlazione fra il flusso di calore sensibile (vedi fig.4.30) e l'altezza del PBL di Pontecagnano, al variare del ritardo temporale fra i due. Si ottiene che la correlazione è massima dopo 60 minuti, questo significa che il PBL risponde alle variazioni indotte dal riscaldamento terrestre con un ritardo temporale di circa 1 ora. Allo scopo di mettere in evidenza la caratteristica dinamica turbolenta del PBL, in fig. 4.60 è invece riportata la correlazione fra l'altezza del PBL e la varianza della componente verticale di vento. Si osserva un valore massimo sostanzialmente costante per ritardi temporali variabili fra zero e 50 – 60 minuti circa. Questo indica che lo stato della turbolenza in un determinato istante, stato del quale la varianza della componente verticale del vento

è un indicatore sensibile, influisce sull'altezza del PBL per un intervallo di tempo fino a circa un'ora: questo valore può interpretarsi come una stima della



scala temporale caratteristica delle componenti vorticoshe che caratterizzano la turbolenza presente nello strato limite planetario. E' molto significativo il fatto che tale stima sia del tutto coerente con quanto riportato nel grafico 2.5 del capitolo 2 circa lo spettro della varianza di vento e la presenza di un minimo attorno al valore di un'ora a separare la componente turbolenta da quella sinottica.

FIG. 4.61: Pontecagnano Backtrajectories relative alle ore 18:00 del 9 maggio. La figura mostra la localizzazione delle correnti atmosferiche presenti a Pontecagnano alle ore 17:00 ed alle tre quote indicate (2000,3000 e 4000 metri) 240 ore prima di giungere a Pontecagnano



**La struttura aerosolica sopra il PBL.** Nell'intervallo di quote posto sopra il PBL si osserva anche a Pontecagnano una struttura aerosolica che le backtrajectories indicano (fig.4.61) avere la stessa origine transatlantica di quella vista a Napoli. Dal profilo di vento misurato alle 17:00 con l'aereo (vedi fig.4.36) si ha che, a partire da quota 1000 metri, la componente di provenienza occidentale si rafforza e si stabilizza a partire da quota 2000 metri attorno ad un valore di circa 15 m/s. Al contempo è presente una componente da nord di circa 1.6 m/s. Dunque, oltre 2000 metri il vento proviene da Ovest – Nord/Ovest con intensità pari a circa 55 km/h. Approssimativamente lungo la direzione di provenienza del vento è peraltro posta Napoli rispetto a Pontecagnano ad una distanza di circa 70 km in linea d'aria. Queste osservazioni candidano la struttura osservata a Pontecagnano ad essere la stessa osservata a Napoli. Circa la distribuzione degli aerosol nella struttura osservata a Pontecagnano si può effettuare uno studio parallelo a quello di Napoli calcolando il centro della distribuzione del  $\beta_{\text{aer}}$  al variare del tempo (vedi fig.4.62), l'estensione in quota della struttura (vedi fig.4.63) ed il valore dell'integrale del  $\beta_{\text{aer}}$  sull'intervallo di quote in cui la struttura è presente (vedi fig.4.64).

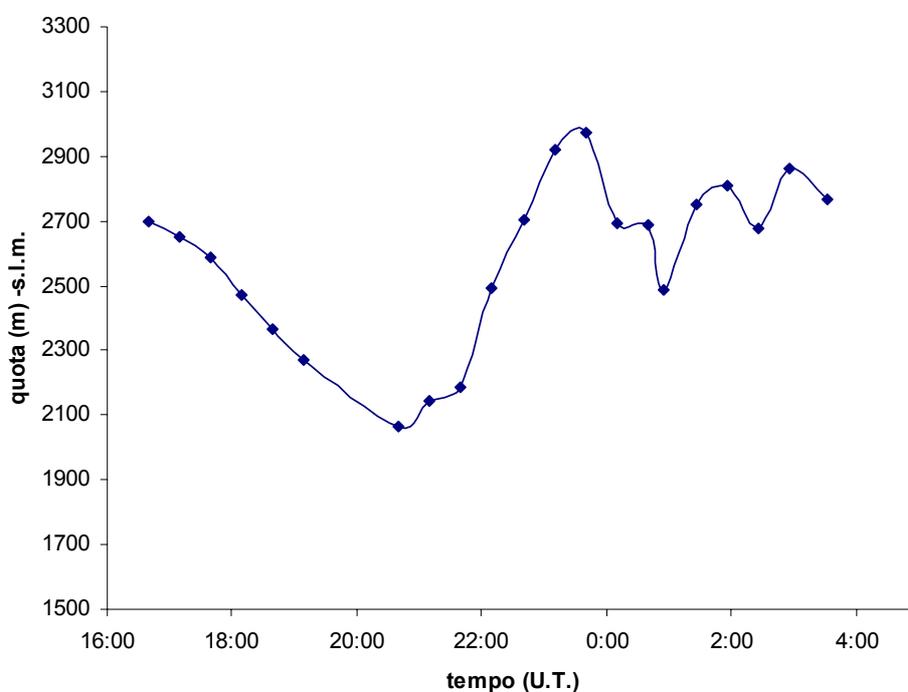


FIG.4.62(Pontecagnano):andamento del centro della struttura osservata al variare del tempo

FIG.4.63(Pontecagnano)andamento dell'estensione in quota della struttura osservata al variare del tempo

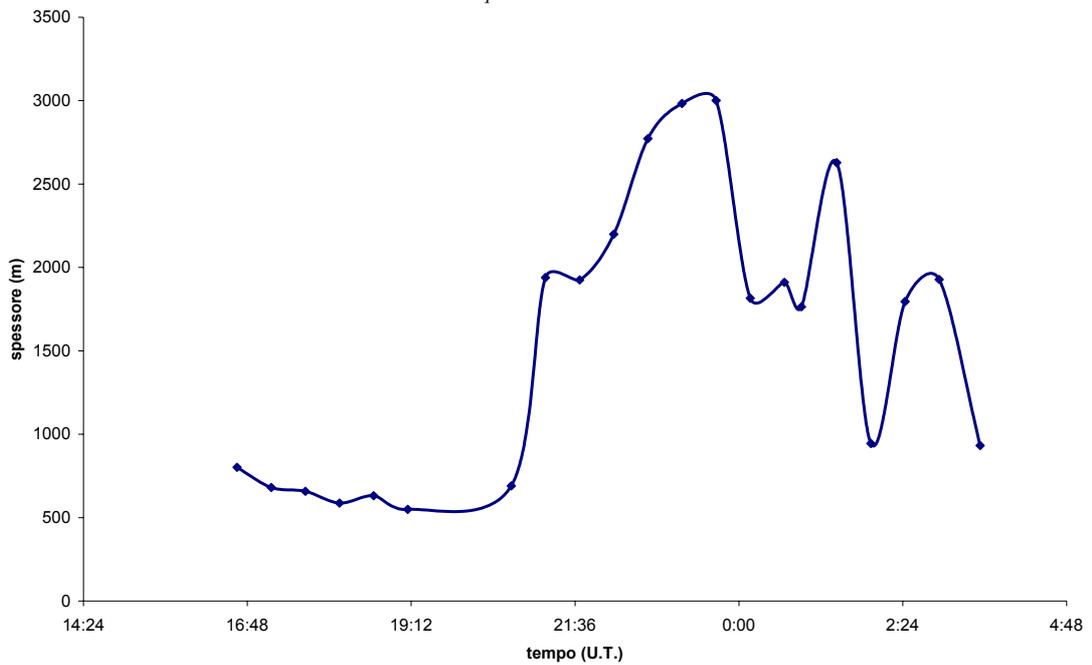
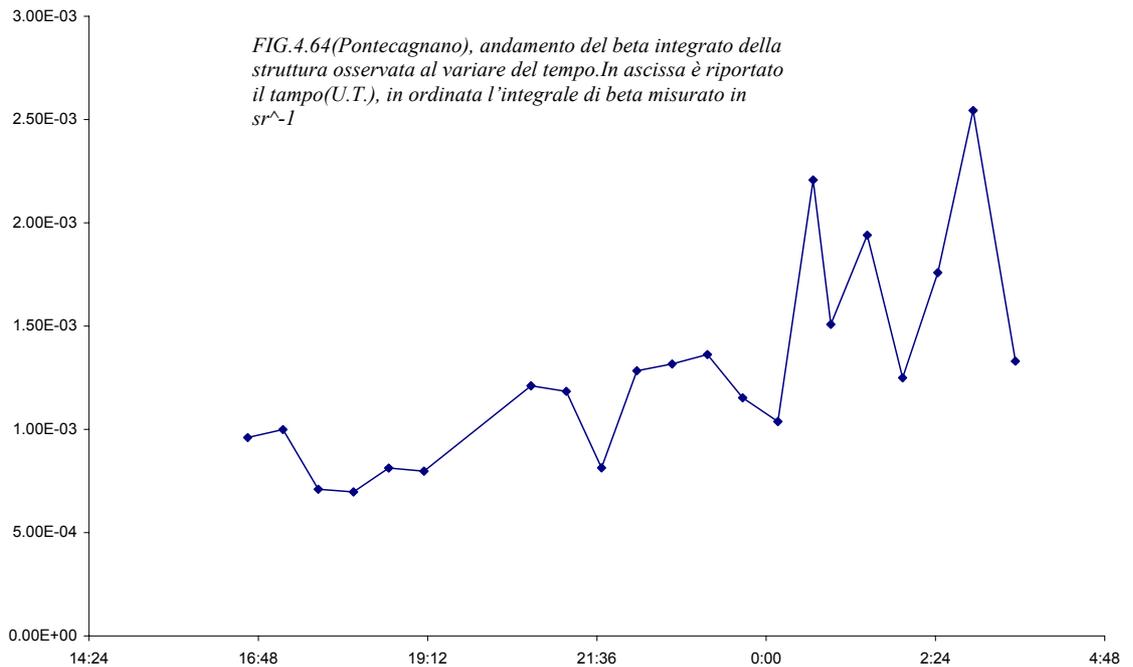
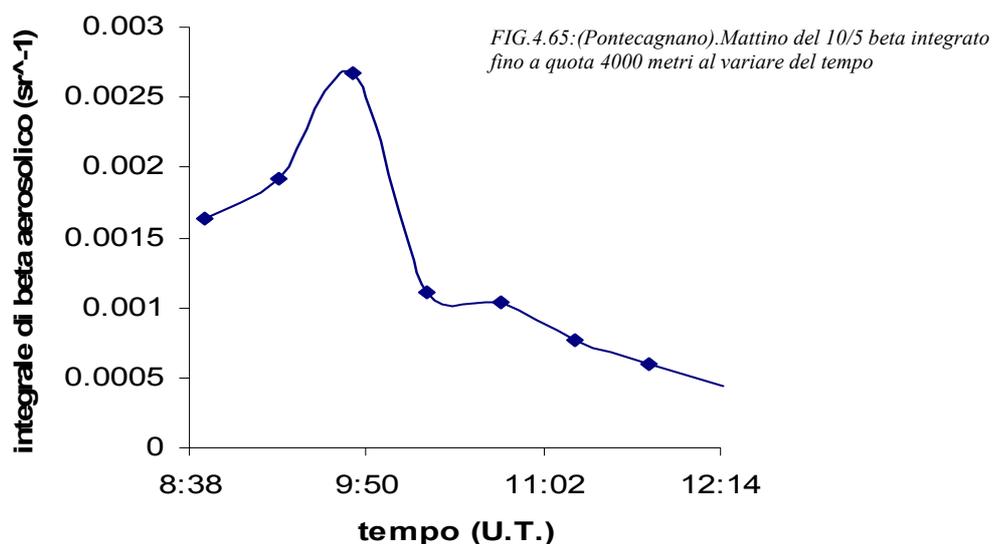


FIG.4.64(Pontecagnano), andamento del beta integrato della struttura osservata al variare del tempo. In ascissa è riportato il tempo(U.T.), in ordinata l'integrale di beta misurato in  $sr^{-1}$

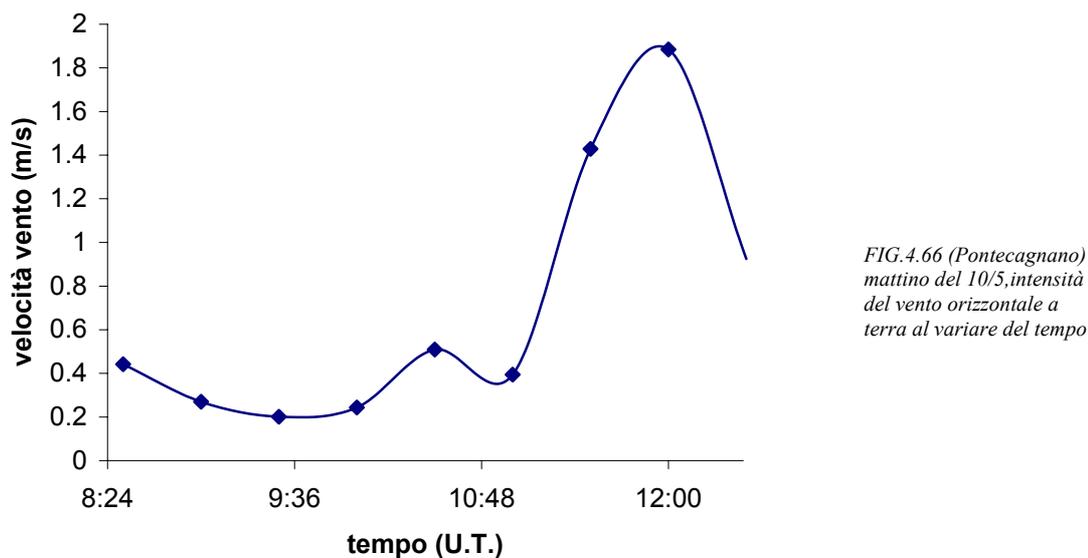


Si osservi che nel ricavare il valore di  $\beta_{aer}$  relativo alle lunghezza d'onda  $\lambda = 532$  nm e con il metodo di Klett si è utilizzato per tale struttura un lidar ratio di 50. Nell'assumere tale valore ipotizziamo di osservare a Pontecagnano la stessa struttura vista a Napoli e con lidar ratio di circa 50 per  $\lambda = 355$  nm. Infatti secondo Ackerman, data la tipologia di aerosol, nel passare dalla  $\lambda=355$  nm alla  $\lambda = 532$ , i

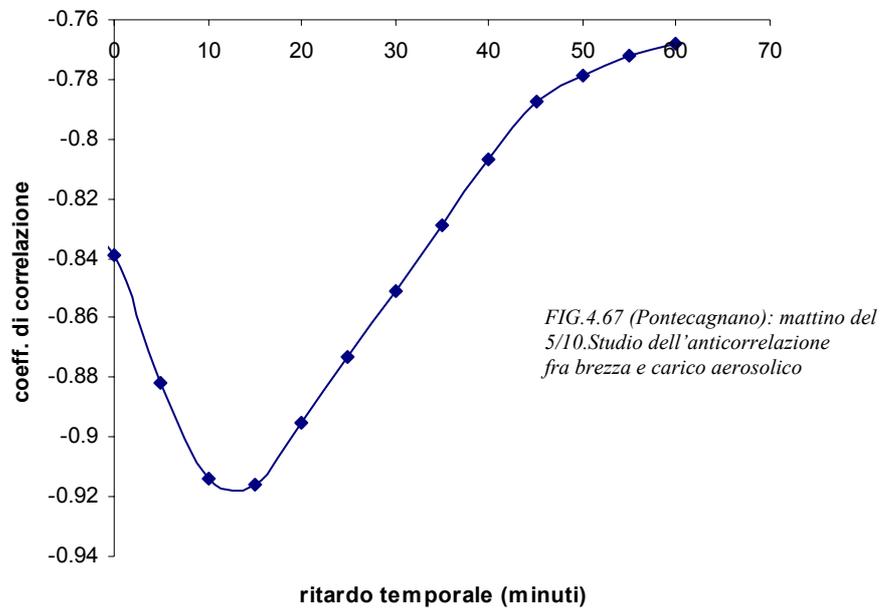
valori del lidar ratio rimangono sostanzialmente immutati (vedi fig.4.53) .E' interessante notare che al mattino ed a partire dalle ore 10:00 circa, il vento assume un regime di brezza e subisce una intensificazione. Misurando il valore dell'integrale di  $\beta_{aer}$  nell'intervallo di quote fino a circa 4000 m, (quale valore



indicativo del carico aerosolico totale), e ciò a partire dalle 8:30 circa e fino alle 13:00 circa (vedi fig.4.65) e misurando anche l'intensità di vento nello stesso intervallo temporale (vedi fig.4.66)



si osserva una correlazione negativa che diventa minima per un valore del ritardo temporale fra i due fenomeni di circa 15 minuti (vedi fig.4.67). Questo



rivela che la brezza agisce riducendo il carico aerosolico totale presente in atmosfera e ciò con un ritardo di circa quindici minuti. Si osservi che il carico aerosolico delle 12:15, pari a  $5 \cdot 10^{-4} \text{ sr}^{-1}$ , è circa il 20% di quello presente alle 9:50 (pari  $2.5 \cdot 10^{-5} \text{ sr}^{-1}$ ) e cioè un po' prima del manifestarsi della brezza.

#### 4.8 Confronto Napoli – Pontecagnano

A sostanziare l'ipotesi che nell'intervallo di quote fra 2000 e 4000 metri si sia osservato il passaggio da Napoli a Pontecagnano della stessa struttura aerosolica, durante un evento speciale di trasporto advettivo transatlantico, osserviamo i seguenti studi di correlazione fra le quote del centro, dell'estensione in quota e del carico aerosolico totale dello strato misurato a Napoli e Pontecagnano e riportati nelle seguenti figure (4.68, 4.69, 4.70, rispettivamente). Lo studio è stato condotto al variare del ritardo fra le due serie di misure e mostra che la correlazione è massima per un ritardo di circa un'ora e corrisponde ad un valore del

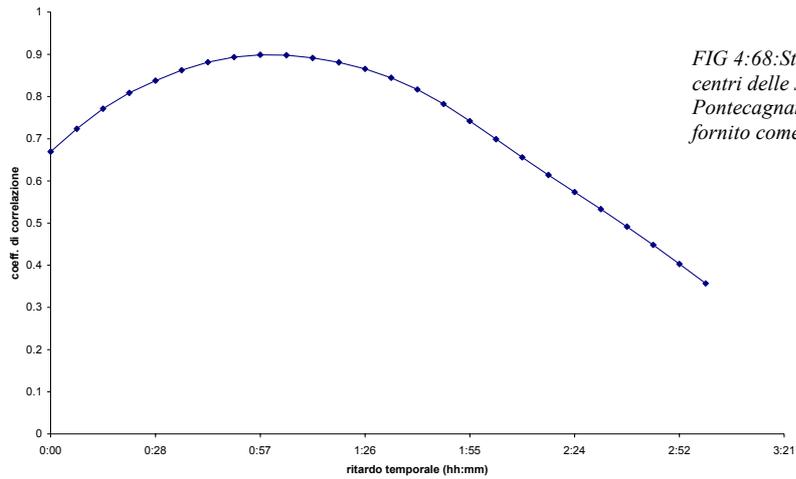


FIG. 4:68: Studio di correlazione fra i centri delle strutture osservate a Napoli e Pontecagnano. Il ritardo temporale è fornito come multiplo intero di 7 minuti

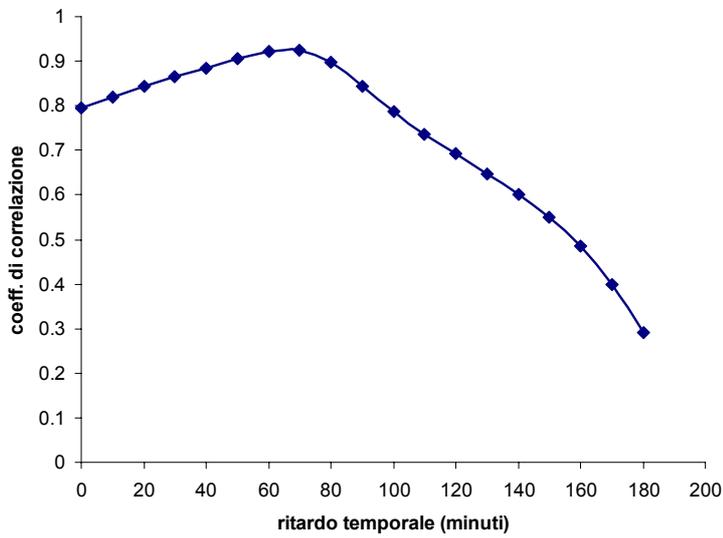


FIG. 4:69: Studio di correlazione dell'estensione in quota delle strutture osservate a Napoli e Pontecagnano. Il ritardo temporale è fornito come multiplo intero di dieci minuti

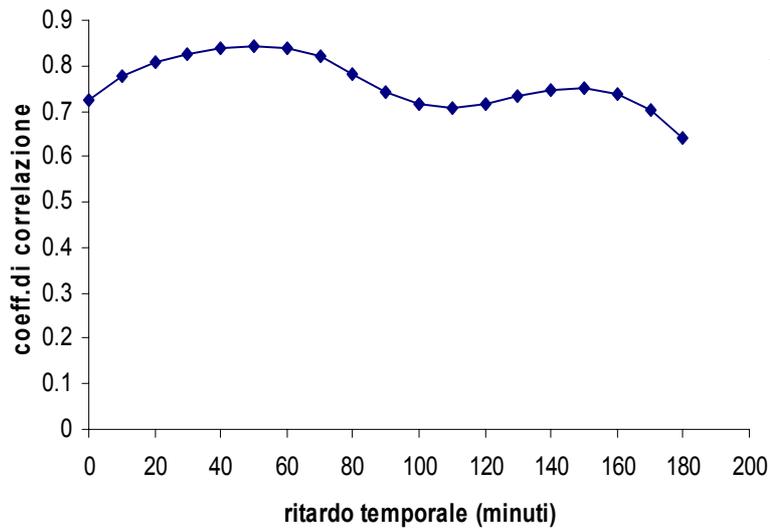


FIG. 4:70: Studio di correlazione del beta integrato delle strutture osservate a Napoli e Pontecagnano. Il ritardo temporale è fornito come multiplo intero di dieci minuti.

massimo rispettivamente pari a 0.89, 0.92 e 0.84. Non si dispone di dati relativi al vento fra Napoli e Pontecagnano alle quote in cui è presente la struttura se non quello delle 17:00 a Pontecagnano, pari a 55 km/h, misurato dall'aereo a quota 2000m, e che risulta evidentemente poco indicativo. I rilevamenti effettuati alle



00:00 del 10/5 dalla stazione meteorologica più vicina (Roma Pratica di Mare a 200 km in linea d'aria), forniscono un valore di vento a 3000 metri di quota di circa 60 km/h da Ovest verso Est. Tale dato può dare una indicazione di

compatibilità con il ritardo di circa un'ora in corrispondenza della correlazione massima fra i centri della struttura a Napoli e Pontecagnano distanti in linea d'aria circa 70 km lungo la direzione Nord-Ovest Sud Est (vedi la mappa in figura sopra). L'alto valore della correlazione fra le estensioni in quota della struttura aerosolica dimostra che nel passare da Napoli a Pontecagnano la struttura ha osservato un moto di tipo laminare, mentre il fatto che la correlazione fra i valori del carico aerosolico totale non presenti un picco abbastanza stretto è indice della sostanziale costanza assunta dal carico aerosolico per la lunghezza della struttura stessa.

Per quanto concerne il confronto dell'evoluzione del PBL fra i due siti, ribadiamo quanto visto: se a Pontecagnano, che si caratterizza come un sito rurale, la presenza della brezza determina una riduzione sostanziale del carico aerosolico, ciò non può dirsi per Napoli che si caratterizza invece per essere un sito con forti emissioni antropiche, ed in cui gli aerosol vanno a ridistribuirsi all'interno del PBL secondo una doppia stratificazione senza ridurne il carico totale. Questo fenomeno può a sua volta essere condizionato dalla particolare orografia dei due siti: se a Pontecagnano ci troviamo in una vasta area pianeggiante con bassi rilievi distanti circa dieci chilometri e tali da non ostacolare la circolazione atmosferica alle quote basse, il sito di Napoli presenta una orografia complessa che non solo introduce disomogeneità dell'azione forzante superficiale ma può favorire il formarsi di celle convettive che intrappolano il carico aerosolico. Dunque lo studio della dinamica nella bassa troposfera, e dei traccianti in essa contenuti, non può prescindere dalla presenza dei

fenomeni locali, siano essi disomogeneità e complessità orografiche o forzanti su scala locale come le brezze.

## Conclusioni

Questo lavoro di tesi è stato dedicato allo studio delle influenze sulla dinamica generale della bassa troposfera delle caratteristiche locali del sito di misura.

Sono stati analizzati i dati acquisiti in contemporanea dalle stazioni allocate a Napoli ed a Pontecagnano durante un ciclo diurno di misure effettuato il 9 e 10 maggio 2005. A Pontecagnano, l'utilizzo dell'aeromobile E.R.A. ha consentito la misura dei profili di alcune grandezze fisiche necessarie per validare le misure lidar. In entrambi i siti si è evidenziata la stretta correlazione fra l'evoluzione del PBL e l'azione dei forzanti superficiali. Anche la brezza si è visto avere una influenza sul PBL ma, se a Pontecagnano questa determina una riduzione di circa l'80 % del carico aerosolico totale, a Napoli ne genera una redistribuzione con il manifestarsi di due distinti strati. Questo diverso comportamento può imputarsi alle differenti caratteristiche orografiche dei due siti che, se a Pontecagnano favoriscono la circolazione delle masse atmosferiche, a Napoli generano una cella convettiva capace di intrappolare il carico aerosolico totale. Disaccoppiato dai forzanti superficiali, si è osservato un fenomeno di trasporto aerosolico che le backtrajectories hanno mostrato essere di origine transatlantica. I valori del lidar ratio indicano che si tratta di aerosol di origine continentale, probabilmente inquinanti, vista la forte antropizzazione dei luoghi di provenienza, che, attraversando l'oceano, si sono caricati di aerosol marino umido. Sulla mesoscala, qual'è la distanza Napoli – Pontecagnano, si osserva un trasporto sostanzialmente laminare e la distribuzione spaziale degli aerosol a Pontecagnano e a Napoli risulta fortemente correlata qualora si consideri il ritardo di circa un'ora necessario per giungere da un sito all'altro. Da ultimo, è riportato in appendice uno studio eseguito per l'ottimizzazione dell'algoritmo di Ansmann che esegue il calcolo del coefficiente di estinzione aerosolico.

## **Ringraziamenti**

Desidero ringraziare in maniera particolare il Co.r.i.s.t.a., l'ISAFOM, ed il laboratorio lidar del Dipartimento di Scienze Fisiche dell'Università Federico II di Napoli, per l'indispensabile collaborazione offertami e per aver messo a disposizione la strumentazione utilizzata in questo lavoro di tesi. Il mio ringraziamento va anche all'aeroclub di Pontecagnano nella persona del suo presidente comandante De Filippo per la gentilezza e la disponibilità mostrata.

## BIBLIOGRAFIA

- [I.1] Schneider et Eixmann: "Three years of routine Raman lidar measurements of tropospheric aerosol etc." in *Atmos.Chem.Phys.*, 2, 313-323, 2002
- [I.2] [www.al.noaa.gov/ICARTT](http://www.al.noaa.gov/ICARTT)
- [1.1] John T. Houghton, "The physics of Atmosphere" Cambridge University press seconda edizione 1986
- [1.2] Guido Visconti, "Fondamenti di Fisica e Chimica dell'Atmosfera" Ed. CUEN Napoli seconda edizione 2001
- [1.3] Rodney Loudon, "The quantum theory of Light" Oxford University Press terza edizione 2000
- [1.4] R. Stull, "An introduction to boundary layer meteorology", Kluwer academic Publisher (1991)
- [2.2] Van der Hoven: Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. In *Journal of Meteorology*, **14**, 160-164, 1957
- [2.3] Moeng and Sullivan: A comparison of shear and buoyancy driven planetary boundary layer flows. In *J. Atmos.Sci.*, 51, 999-1022, 1994
- [2.4] Tampieri: Appunti per il corso di strato limite atmosferico e dispersione turbolenta. Bozza Parte I, ISAC-CNR, 2004
- [2.5] Penner, Hegg et al.: Unraveling the role of aerosol in climate change in *Envir. Sci.Technol.* 35, 332 A- 340A, 2002
- [2.6] Hooper, Eloranta : Lidar measurements of wind in the planetary Boundary Layer etc. in *J. of Climate and applied Meteorology*, vol.25 990-1001, 1985
- [2.7] Menut, Pelon et al. : Urban boundary layer height determination from lidar measurements over the Paris area. In *App. Opt.*, 38(6), 945-954, 1999
- [2.8] Sicard, Comeron et al. : Determination of the mixing layer height from regular lidar measurements in the Barcelona Area In *Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere* , 2003 Barcelona – Atti del congresso
- [2.9] Kunz et al. : Lidar observation of atmospheric boundary layer structure and sea spray aerosol plumes generation etc. in *J. of Geophys. Research* vol.107, D19, 8106 , 2002
- [3.1] R.T.H. Collins and P.B. Russell: Lidar Measurements of Particles and Gases by Elastic Backscattering and Differential Absorption. In: *Laser Monitoring of the atmosphere* ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1976

- [3.2] Albert Ansmann, Ulla Wandinger, Maren Riebesell, Claus Wietkamp, Walfred Michaelis: Independent measurements of extinction and backscatter profiles in cirrus clouds by using a combined Raman elastic-backscatter LIDAR. Applied Optics, vol.31, n.33, 1992
- [3.3] James Klett: Stable analytic inversion solution for processing lidar returns Applied Optics, No.2, vol.20, 1981
- [3.4] A. Ansmann, U. Wandinger: Combined Raman Elastic Backscatter LIDAR for vertical profiling of moisture, aerosol extinction, backscatter and lidar ratio. Applied Physics B 55, 18-28 (1992)
- [3.5] Ackermann: The extinction to backscatter ratio of tropospheric aerosol etc..J.of Atmospheric and oceanic technology vol 15 1043 -1050 (1998)
- [3.6] Hanel G.: *“Computation of the extinction of visible radiation by atmospheric aerosol particles as a function of the relative humidity, based upon measured properties”*, Aerosol Sci., 3, 337-386 (1972).
- [3.7] Endlich et al.: *“An automatic method for determining the mixing depth from lidar observation”* in Atmospheric Environment.13,1051-1056 (1979)
- [3.9] V. Santacesaria, Papayannis et al.: *“Lidar observation of the PBL above the city of Thessaloniky, Greece”*, in Il nuovo cimento, vol.21C,N.6,585-595 (1998)
- [4.1] Pica: *“New prototype of very compact lidar for atmospheric particulate monitoring”* in Atti del 23° Simposio dell’associazione europea dei laboratori di remote sensing, Ghent 2004
- [4.2] Appunti delle lezioni di ottica quantistica all’università di Bari di M. Dabbicco A.A. 2002/2003
- [4.3] Comunicazioni interne dell’ISAFOM
- [4.4] Tesi di Wanda Nastro
- [4.5] Comunicazioni interne del Co.ri.s.t.a.
- [4.6] A. Boselli et al.: *“Characterization of atmospheric aerosol in the urban area of Napoli in the framework of EARLINET project”* in Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere , 2003 Barcelona – Atti del congresso
- [A.1] Earlinet-comunicazioni interne: *“MPI report, intercomparison. Raman intercomparison*
- [A.2] Quaderni interni al laboratorio Lidar INFN di Napoli