

Studio della struttura e dell'evoluzione dello strato
limite planetario su Napoli e Pontecagnano con la
tecnica lidar.

Indice

Introduzione

Capitolo 1 : L'atmosfera terrestre

1.1 Atmosfera terrestre e sua composizione

1.2 Parametri di interesse in atmosfera

1.2.1 Pressione e densità atmosferica

1.2.2 Temperatura atmosferica

1.3 Classificazione degli strati

1.4 Bilancio radiativo terrestre

Capitolo 2 : Lo strato limite planetario (PBL)

2.1 Caratterizzazione del PBL

2.2 Stabilità atmosferica nel PBL

2.3 Lapse rate adiabatico

2.4 Movimenti tipici nel PBL

2.5 Equazioni per la descrizione dei moti nel PBL

2.5.1 Energia cinetica di flusso

2.5.2 Equazioni di conservazione

2.6 Temperatura potenziale e temperatura potenziale virtuale

2.7 Ciclo diurno del PBL

2.7.1 Strato limite convettivo

2.7.2 Strato residuale

2.7.3 Strato limite stabile

2.8 Cenni sui metodi per lo studio del PBL

Capitolo 3 : Interazione radiazione – materia nelle tecniche ottiche di indagine atmosferica

3.1 Processo di assorbimento

3.2 Processi di scattering

3.2.1 Scattering di Rayleigh

3.2.2 Scattering di Mie

3.2.3 Scattering di Raman

Capitolo 4 : La tecnica Lidar

4.1 Tecnica Lidar

4.2 Equazione Lidar

4.3 Descrizione dei parametri ottici

4.3.1 Parametri ottici in condizione di diffusione elastica

4.3.2 Parametri ottici in condizione di diffusione anelastica

4.4 Inversione dell'equazione Lidar

4.4.1 Metodo di Ansmann

4.4.2 Metodo analitico di Klett e Fernald

4.4.3 Metodo di Wandinger

Capitolo 5 : Algoritmo per il calcolo dello spessore ottico e del coefficiente di backscattering da misure lidar a multiangolo

5.1 Metodo variazionale per l'analisi di dati ottenuti con uno scanning angolare

5.1.1 Calcolo dello spessore ottico

5.1.2 Calcolo del coefficiente di backscattering

5.2 Trattamento dei dati

5.2.1 Interpolazione mediante spline cubiche

5.3. Calcolo dell'errore

5.4 Algoritmo per l'analisi dei dati sperimentali

Capitolo 6 : ApparatI sperimentali Lidar

6.1 Descrizione dell'apparato sperimentale I.N.F.M

6.1.1 Sistema di trasmissione

6.1.2 Sistema di ricezione

6.1.3 Sistema di selezione spettrale

6.1.4 Sistema di rivelazione e di acquisizione

6.2 Strumentazione supplementare per Lidar I.N.F.M.: sensori meteorologici

6.3 Descrizione di una misura lidar con l'apparato fisso

6.4 Descrizione dell'apparato sperimentale Co.Ri.S.T.A.

6.4.1 Sistema di trasmissione

6.4.2 Sistema di ricezione e di selezione spettrale

6.4.3 Sistema di rivelazione e di acquisizione

6.5 Strumentazione supplementare per Lidar Co.Ri.S.T.A.: anemometro sonico ed aereo Sky Arrow

6.6 Descrizione di una misura lidar con l'apparato mobile

6.7 Area efficace di un sistema Lidar

6.8 Misura dell'area efficace

Capitolo 7 : Risultati sperimentali delle scansioni

7.1 Scansioni a Napoli

7.2 Scansione a Pontecagnano

Capitolo 8 : Analisi strutturale e ciclo diurno del PBL su Napoli e Pontecagnano

8.1 Caratteristiche generali dei due siti

8.1.1 La città di Napoli

8.1.2 La città di Pontecagnano

8.2 Cicli diurni del PBL di Pontecagnano e Napoli a confronto

8.3 Evoluzione del PBL su Napoli e Pontecagnano

8.4 Correlazione tra l'evoluzione del PBL ed i forzanti superficiali

8.4.1 Correlazione a Napoli

8.4.2 Correlazione a Pontecagnano

8.5 Evoluzione di una struttura di origine transatlantica su Napoli e

Pontecagnano

Conclusioni

Ringraziamenti

Bibliografia

Introduzione

La scienza dell'atmosfera rappresenta un campo di studi relativamente moderno ed affascinante.

L'atmosfera terrestre è un sistema complesso e multifasico, la cui costituzione, così come oggi la conosciamo, è il risultato di milioni di anni di lenta evoluzione ma anche di adattamenti a bruschi episodi inaspettati. Verrà fornita una panoramica generale dell'atmosfera nel primo e nel secondo capitolo della tesi.

Essendo l'atmosfera parte integrante dell'ambiente in cui l'essere umano vive ogni giorno si comprende la necessità, mista a desiderio scientifico, di studiarne le proprietà, prevederne l'evoluzione nel breve e lungo termine e monitorarne lo "stato di salute".

Rispetto a quest'ultimo punto in particolare esistono varie tecniche note nella fisica dell'atmosfera applicata, di cui la tecnica Lidar (Light Identification and Ranging) ne rappresenta una non invasiva e particolarmente efficace nello studio della concentrazione di aerosol. Il fenomeno fisico che questa tecnica sfrutta è lo scattering di radiazione laser impulsata ad opera di molecole e di particelle aerosoliche. La radiazione retrodiffusa è raccolta da un telescopio, analizzata in frequenza e polarizzazione, quindi inviata ad un sistema di fotomoltiplicatori e infine acquisita via PC. Tramite l'utilizzo di opportuni algoritmi dalla misura della potenza ottica ricevuta si può risalire a particolari proprietà della parte di atmosfera investigata.

Tutto ciò sarà chiarito meglio nel capitolo dedicato allo scattering, alla tecnica Lidar e in quello dedicato al metodo dello scanning angolare.

Per la parte sperimentale della mia tesi ho utilizzato due apparati Lidar, uno fisso (Lidar INFM), l'altro mobile (Lidar CORISTA). Essi sono descritti in dettaglio nel capitolo sei.

Infine, nel capitolo sette sono mostrati i risultati sperimentali di una campagna di misure relativa alla osservazione di un ciclo diurno svolta tra il 9 e il 10 maggio 2005 in parallelo a Napoli e all' aeroporto di Pontecagnano (Sa) che ha visto la collaborazione di tre enti di ricerca: il Dipartimento di Scienze Fisiche dell'Università di Napoli Federico II, l'istituto ISAFOM del CNR di Ercolano(Na) e il Consorzio di ricerca sui sensori di telesistemi avanzati (Co.Ri.S.T.A.). Lo scopo di questa campagna e' stato quello di ricavare l'andamento della parte inferiore dell'atmosfera (PBL) nell'arco di un intero giorno nei due siti e, in seguito, di operare un confronto tra i due profili. Trattandosi di due zone della Campania molto diverse in termini di orografia e di agglomerato urbano, la missione si e' rivelata particolarmente interessante da un punto di vista scientifico, in quanto ci ha consentito di verificare di come influenti siano le caratteristiche al suolo sullo strato limite planetario (PBL). Infine, sono presentati risultati sperimentali relativi alla tecnica della scansione angolare, metodo relativamente recente che consente di ricavare parametri atmosferici dalla potenza retrodiffusa della radiazione laser.

Capitolo 1

L'atmosfera terrestre

Verrà fornita in questo capitolo una generale introduzione alla fisica dell'atmosfera.

1.1 Atmosfera terrestre e sua composizione

L'atmosfera terrestre è un sistema multifasico [1.1] che avvolge l'intera superficie terrestre, alla quale rimane connesso per effetto della gravità. Multifasico perché nell'involuppo atmosferico convivono i tre stati di aggregazione della materia: gassoso, liquido e solido, le ultime due fasi essendo rappresentate negli aerosol, ossia particelle di solido e/o liquido sospese in un gas.

Gli aerosol differiscono per origine, dimensione, distribuzione e composizione chimica (figura 1-1).

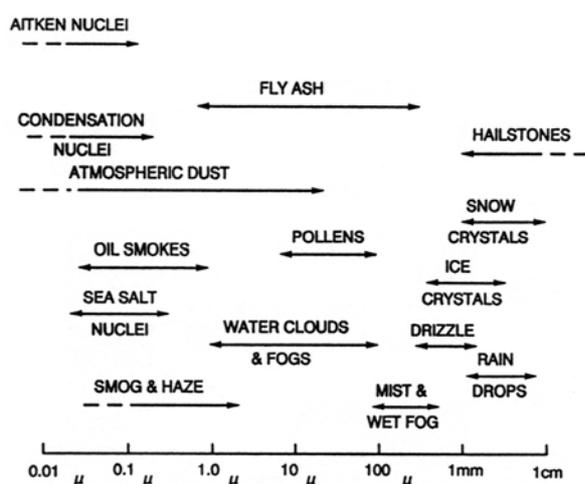


Figura 1.1 Classificazione degli aerosol in funzione delle loro dimensioni

Una volta immesse in atmosfera, le particelle più grandi, essendo di solito le più pesanti, sono le prime a cadere per gravità; le più piccole vengono facilmente trasportate da correnti verticali ed orizzontali, spesso anche per grandi

distanze, eventualmente modificando la loro natura o la loro fase in seguito a reazioni chimiche, di urto o fotochimiche, per poi ricadere.

Il ciclo complessivo degli aerosol è': emissione dalla superficie, permanenza in atmosfera, deposizione.

Le principali fonti di aerosol sono: traspirazione vegetale, residui di sali marini, sabbie sahariane, prodotti di combustibili fossili, prodotti di combustione di biomasse, VOC (acronimo anglosassone di Volatile Organic Compounds) biogenici, VOC antropici, polvere interplanetaria ed eruzioni vulcaniche. Alcune sorgenti prevalgono sulle altre a seconda della parte di emisfero nella quale ci si viene a trovare.

Gli aerosol hanno particolari proprietà da più punti di vista:

- ottico: agiscono come diffusori e schermano parte della radiazione solare, provocando un effetto netto di raffreddamento nei confronti del clima terrestre;
- chimico-fisico: regolano alcune importanti reazioni che avvengono in atmosfera;
- tossicologico: agiscono come fissatori di alcune sostanze inquinanti, e quelli più piccoli, essendo facilmente inalabili, favoriscono l'ingresso degli inquinanti all'intero degli organismi viventi.

Possiamo inoltre raggruppare gli aerosol in due categorie fondamentali: le *polveri* e le *particelle igroscopiche*.

Le polveri indicano un tipo di aerosol costituito solitamente da minerali di varia natura: detriti interplanetari, polveri vulcaniche, residui industriali, polveri dei deserti e delle erosioni.

Le particelle igroscopiche sono, invece, dei tipi di aerosol capaci di creare nuclei di condensazione di vapore acqueo, di diverse dimensioni. Secondo la classificazione di Junge, tali nuclei sono suddivisi in base alle loro dimensioni nelle tre seguenti categorie:

- nuclei di Aitken, con raggio minore di $0.1\mu\text{m}$;
- nuclei larghi, con raggio compreso tra 0.1 e $1\mu\text{m}$;

- nuclei giganti, con raggio maggiore di 1 μ m.

Il meccanismo di formazione delle nubi favorito da questi aerosol consiste nel processo secondo il quale un aerosol secco che contiene composti solubili, al crescere dell'umidità relativa diventa umido, venendosi a formare sul suo bordo un film, fin quando non si viene a costituire la vera e propria gocciolina, con al centro la parte insolubile dell'aerosol originario.

Rientrano nella categoria delle particelle igroscopiche gli aerosol organici di origine vegetale, ceneri organiche e inorganiche, le particelle derivanti da reazioni fotochimiche tra i gas di combustione e quelli atmosferici come il biossido di zolfo e il biossido di azoto, le particelle di sali marini come cristalli di cloruro di sodio, solfati di calcio e magnesio.

I meccanismi di rimozione degli aerosol dall'atmosfera possono essere così classificati:

- coagulazione: avviene quando due particelle collidono e formano un minor numero di particelle più grandi;
- sedimentazione: caduta per gravità che interessa prima le particelle più grandi;
- dilavamento-washout: rimozione di particelle dovuta a pioggia e a neve.

Dopo aver descritto la composizione atmosferica nella sua fase solida e liquida, si passa alla descrizione della sua composizione gassosa.

La composizione gassosa atmosferica è riportata in tabella 1.1 insieme al rapporto di mescolamento dei suoi costituenti.

Tabella 1-1. Composizione gassosa dell'aria secca per unità di volume (Brimblecombe, 1996)

Specie	Rapporto di mescolamento ^a
Azoto, N ₂	78.084%
Ossigeno, O ₂	20.946%
Argon, Ar	0.934%
Anidride Carbonica, CO ₂	360 ppmv (variabile) ^b
Neon, Ne	18.18 ppmv
Elio, He	5.24 ppmv
Metano, CH ₄	1.6 ppmv
Kripton, Kr	1.14 ppmv
Idrogeno, H ₂	0.5 ppmv
Biossido di Azoto, N ₂ O	0.3 ppmv
Xenon, Xe	0.087 ppmv

- ppmv = parti per milione di volume: 1 ppmv equivale a 1 cm³ di gas puro in 1 m³ di aria.
- La concentrazione di CO₂ è variabile durante l'anno a causa dell'attività fotosintetica.

I gas atmosferici agiscono come selettori nei confronti dello spettro solare. In figura 1.2 si riporta il loro effetto.

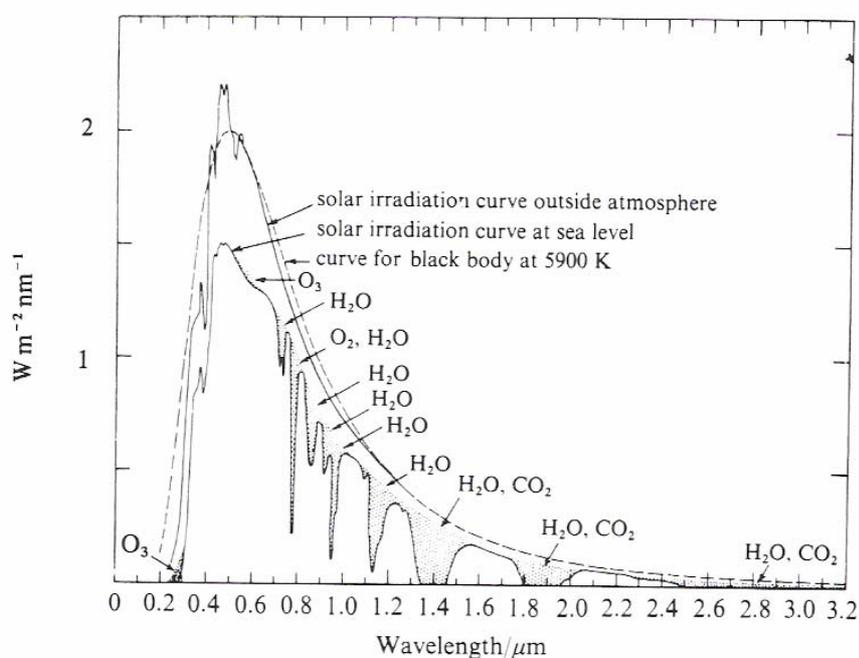


Figura 1-2: La curva in tratteggio evidenzia lo spettro così come verrebbe emesso da un corpo nero alla temperatura di 5900K, quello in continua è lo spettro solare reale ed infine è evidenziato lo spettro solare in arrivo sulla superficie terrestre una volta che è stato parzialmente assorbito dai gas atmosferici

I *gas permanenti* si estendono fino a circa 100 km di quota e sono così definiti perché costituiscono una miscela omogenea con composizione costante, ovvero le proporzioni relative di ogni singolo componente gassoso sono le stesse ovunque. L'uniformità di questa miscela è garantita dal continuo rimescolamento delle masse d'aria dovuto ai moti turbolenti e verticali che verranno esaminati nel capitolo 2. Appartengono a questa categoria i principali costituenti dell'atmosfera terrestre, l'azoto e l'ossigeno, che si presentano come molecole biatomiche non combinate con altri elementi. Lo strato più basso che si estende fino a 100 km è detto *ommosfera*. In esso i gas permanenti costituiscono una miscela uniforme di cui è possibile definire un peso molecolare medio, che rimane pressoché invariato per tutto lo strato per l'assenza, o quasi, di dissociazioni fotochimiche e di separazioni gravitazionali.

I *gas variabili*, invece, sono presenti in concentrazioni che variano in luoghi e in tempi anche molto brevi. La variabilità caratteristica di questi gas è dovuta principalmente alla loro partecipazione a una serie di processi chimico-fisici, quali processi di interazione e reazioni fotochimiche con altri gas e particelle in atmosfera. I maggiori costituenti di questa categoria di gas, la cui variazione di concentrazione è collegata a processi di trasferimento radiativi in atmosfera, sono l'anidride carbonica, CO_2 , il vapore d'acqua (presente in percentuale più alta, fino al 4%, con una concentrazione variabile nel tempo in altitudine e latitudine) e l'ozono, O_3 . Questi gas svolgono un ruolo importante nella determinazione del tempo meteorologico, del clima sulla terra e nel bilancio termico in atmosfera in quanto possiedono bande di assorbimento nell'infrarosso e, particolarmente per quanto riguarda l'ozono, nell'ultravioletto. Si trovano, in concentrazione minore, altri gas, quali il metano, CH_4 , composti dello zolfo (SO_2 , H_2S) e dell'azoto (NO_2 , NO).

Lo strato al di sopra dei 100 km è detto *eterosfera*. In esso la composizione dell'aria non è costante per il verificarsi di fotodissociazioni e separazioni gravitazionali. Quest'ultime inducono una stratificazione dei gas atmosferici presenti in questa zona, in base al loro peso molecolare: a quote più basse si trova

una più alta concentrazione delle molecole più pesanti (N_2 , O_2), a quote più alte abbondano le specie più leggere (He , H_2).

1.2 Parametri atmosferici di interesse

I parametri più importanti che caratterizzano il sistema atmosfera sono: pressione, densità e temperatura. Di seguito sono descritti gli andamenti in quota di tali parametri.

- La densità dell'atmosfera terrestre diminuisce rapidamente con l'aumentare dell'altezza rispetto al livello del mare, seguendo una legge di tipo esponenziale decrescente; tale andamento determina continui scambi termici, influenzando sulla struttura termica dell'atmosfera e sui processi di rifrazione della luce (in prossimità della superficie terrestre l'aria è più calda);
- La pressione, come la densità, segue un andamento di tipo esponenziale decrescente con la quota;
- La temperatura ha un andamento variabile con la quota, reso complesso da una serie di fattori quali le bande di assorbimento dei vari costituenti atmosferici e la loro densità; infatti alcuni componenti minoritari dell'atmosfera (CO_2 , O_3 , vapore d'acqua) sono presenti in modo non uniforme in quota, e, poiché ad ognuno compete una diversa capacità di assorbire a diverse lunghezze d'onda, il calore acquisito con l'assorbimento è dipendente dalla quota; assieme a questo processo occorre considerare le reazioni fotochimiche che hanno una notevole influenza sull'aumento o la diminuzione della temperatura atmosferica.

Prima di descrivere in dettaglio gli andamenti con la quota dei parametri che caratterizzano l'atmosfera, va rilevato che si considera tale dipendenza in quanto esistono forti correlazioni tra le proprietà fisico-chimiche dei fenomeni atmosferici e l'altitudine, e questo rende il più naturale, il criterio che descrive l'atmosfera terrestre attraverso una stratificazione, come quella riportata in figura

1-3, basata sulla distribuzione verticale dei fenomeni che la caratterizzano.

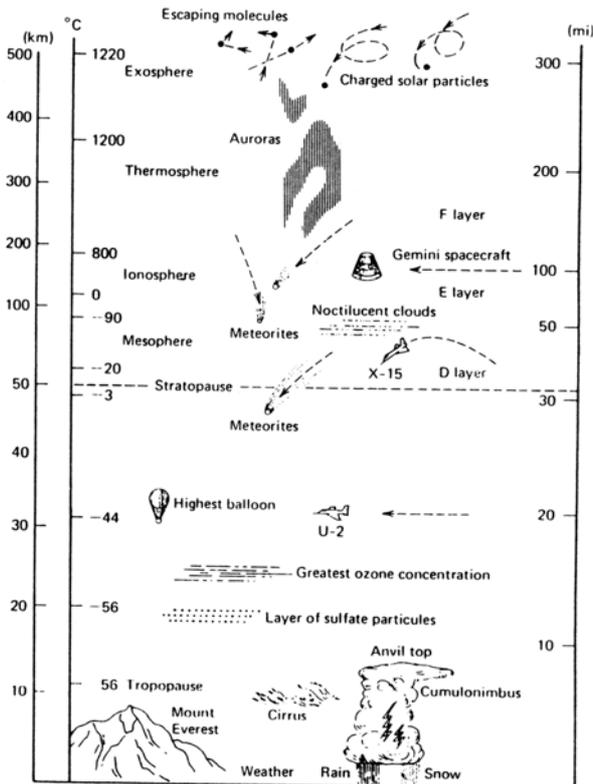


Figura 1-3 Sezione schematica dell'atmosfera terrestre in relazione alla quota

1.2.1. Pressione e densità atmosferica

L'atmosfera, rispetto alla sua fase gassosa, ha un comportamento molto simile a quello di un gas ideale.

Allo scopo di mostrare la dipendenza della densità dalla pressione atmosferica si consideri l'equazione di stato per N molecole di gas ideale che possono essere diverse per massa e specie chimica:

$$PV = NkT \quad (1.1)$$

dove P, V, T sono rispettivamente pressione, volume e temperatura termodinamica assoluta del gas, $k = R/N_A$ è la costante di Boltzmann, essendo R

la costante universale dei gas perfetti (pari a $8.314 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$) e $N_A = 6,022 * 10^{23}$ il numero di Avogadro.

Dalla (1.1) si ricavano varie definizioni di densità :

- la densità numerica $\rho_n \equiv \frac{N}{V} = \frac{P}{kT}$ (1.2.1)

- la densità molare $\rho_m \equiv \frac{n}{V} = \frac{P}{RT}$ (1.2.2)

- la densità di massa $\rho \equiv \frac{m}{V} = \frac{PM}{RT}$ (1.2.3)

Tali espressioni mostrano come l'andamento della densità sia legato a quello della pressione e della temperatura attraverso le costanti R e M, essendo M la massa molare media dell'atmosfera, pari a circa 28.966 gmol^{-1} .

L'andamento della pressione con la quota dipende, a sua volta, dalla forza di gravità che comprime in modo stabile le molecole gassose in uno strato contiguo alla superficie terrestre. Una stima di tale andamento può essere ricavata, in modo semplice, considerando un tratto verticale, non molto esteso, di atmosfera e supponendo che al suo interno, la temperatura e il peso molecolare medio dell'atmosfera siano costanti (ipotesi semplificatrice di atmosfera isoterma e omogenea). Allora, affinché il guscio atmosferico ricopra stabilmente la superficie terrestre - *condizione di equilibrio del sistema atmosferico* - esso deve soddisfare la *relazione idrostatica*, secondo cui la pressione ad ogni quota è determinata dalla forza peso esercitata sulla superficie della cella d'atmosfera dalla massa della colonna d'aria sovrastante. L'espressione matematica per tale relazione è:

$$-dP = \rho g dz \quad (1.3)$$

dove

- dP è l'incremento di pressione dovuto all'incremento dz di quota;
- il segno meno indica che la pressione P decresce con l'altezza z;
- g è l'accelerazione di gravità (9.81 ms^{-2} al livello del mare);
- ρ è la densità di massa dell'aria.

Sostituendo nella (1.3) la definizione di ρ data dalla (1.2.3) e integrando per un dato intervallo di quota in cui la temperatura e la massa molare media si possano considerare costanti e per un intervallo di pressione relativo a tali quote, si ottiene:

$$P(z) = P_0 e^{-\frac{z}{H}} \quad (1.4)$$

dove $H = \frac{RT}{Mg}$ è l'altezza di scala, definita come la distanza in quota per cui la pressione (e quindi la densità) diminuisce di un fattore pari alla base dei logaritmi naturali.

La (1.4) è stata ricavata nell'ipotesi semplificatrice di atmosfera isoterma e omogenea, ma la relazione idrostatica ha validità anche se la temperatura e la massa molare media variano con la quota. In questo caso, come sarà mostrato in seguito, è possibile ricavare un andamento più realistico della pressione atmosferica con la quota, tenendo conto del reale profilo verticale dell'atmosfera dal punto di vista termico.

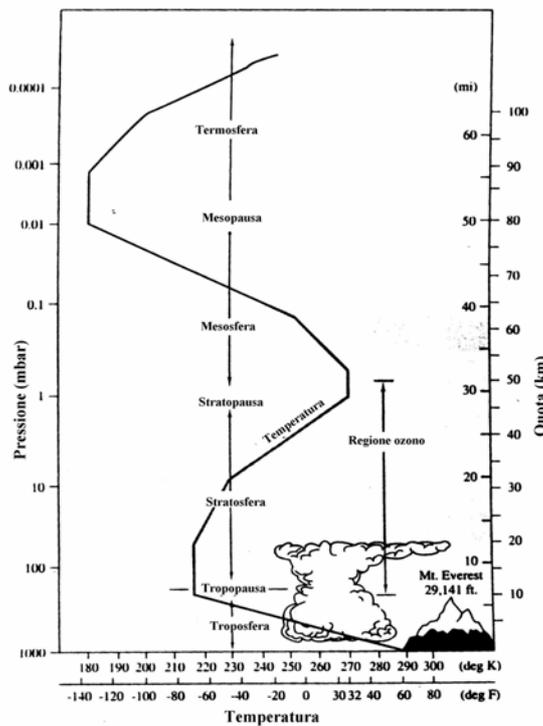
Sebbene la pressione costituisca il fattore più importante da cui la densità dipende, anche la temperatura ha un ruolo decisivo nell'andamento della densità: aumenti di temperatura implicano aumenti di volume e quindi diminuzioni di densità (espansioni e contrazioni locali dei gas atmosferici per effetto termico). I venti in bassa troposfera sono causati proprio da variazioni di pressione prodotte da variazioni di temperatura [1.2].

Le differenze di composizione hanno, invece, un effetto meno rilevante rispetto alla pressione e alla temperatura: nell'atmosfera si ha omogeneità dell'atmosfera per cui la densità risulta indipendente dalla composizione gassosa in questa zona; nell'eterosfera si ha una stratificazione dei gas in base al loro peso che fa sì che la densità diminuisca all'aumentare della quota, dove si trovano i gas più leggeri e, quindi, l'effetto della variazione della composizione diventa in questa zona più importante dell'effetto della gravità.

1.2.2 Temperatura atmosferica

La struttura termica dell'atmosfera terrestre dipende fortemente dal bilancio radiativo tra la radiazione solare che investe l'atmosfera e in parte ne viene assorbita costituendo una fonte di guadagno energetico per essa, e la radiazione termica che invece viene dispersa nello spazio, costituendo un fattore di perdita. Inoltre influiscono nei processi di bilancio energetico dell'atmosfera anche le reazioni fotochimiche responsabili della dissociazione e quindi della variabilità della concentrazione di specie molecolari fotoattive quali: O₃, CO₂, e il vapore d'acqua.

Tutti questi
conducono
di
sulla
terrestre e in
della
(intorno ai 50
termosfera (a
a 120 km) e
di
troposfera e



processi
agli alti valori
temperatura
superficie
corrispondenza
stratopausa
km) e della
quote superiori
ai bassi valori
temperatura in
in *mesopausa*.

In figura 1-4 è **Figura 1-4** Profilo verticale medio della temperatura. mostrato il tipico profilo verticale della temperatura che evidenzia una struttura stratificata dell'atmosfera terrestre in cui ogni strato presenta un andamento lineare della temperatura con la quota ed è separato dal successivo da zone di atmosfera isoterma, che si estendono in un intervallo di quota variabile con la stagione e con la latitudine e la cui estensione è difficile da definire soprattutto alle quote più alte. Il passaggio da uno strato all'altro è contraddistinto da un cambiamento di segno del gradiente della temperatura.

1.3 Classificazione degli strati

Viene di seguito fornita la *stratificazione dell'atmosfera*, sottolineando i diversi processi, radiativi e termici, caratterizzanti i diversi strati. Una particolare attenzione è rivolta alla troposfera in quanto in essa si sviluppa lo strato limite planetario, oggetto di studio di questa tesi.

Procedendo dalla superficie terrestre fino a circa 10 ÷ 15 km di quota (in dipendenza dalla latitudine) si trova la *troposfera*, caratterizzata da una diminuzione media verso l'alto di temperatura, più o meno regolare dell'ordine di circa 6.5°C/km (gradiente di temperatura negativo).

Questa zona presenta circa il 90% della massa atmosferica e contiene quasi tutte le impurità dell'aria e l'acqua nei suoi diversi stati di aggregazione. Tutto questo rende la troposfera una zona estremamente importante dal punto di vista ambientale e climatico-meteorologico (formazioni di nuvole, precipitazioni, masse d'aria caratterizzano questa zona).

In troposfera si hanno scambi piuttosto rapidi di calore e di masse d'aria, dovuti sia alla circolazione atmosferica a grande scala (venti), sia alla convezione termica. Tali scambi di materia e di energia garantiscono l'equilibrio energetico tra la superficie terrestre e la stessa troposfera, nonché l'omogeneità dello strato. All'aumentare della quota le correnti convettive diventano più deboli a causa della rarefazione dell'aria e la temperatura diminuisce con un tasso regolare, fino a raggiungere un valore prossimo a -56°C in corrispondenza della tropopausa.

Per comprendere l'andamento della temperatura in troposfera, occorre considerare il processo principale da cui esso dipende, e cioè il processo innescato dalla radiazione solare che raggiunge la superficie terrestre. Quest'ultima viene riscaldata e a sua volta causa un riscaldamento dell'aria ad essa adiacente, nonché l'evaporazione dell'acqua presente su di essa.

L'aria (secca) calda si espande, diventa più leggera dell'aria circostante e si muove per convezione verso l'alto, trasmettendo calore. Raggiungendo quote più elevate dove la pressione atmosferica è più bassa, la massa d'aria calda potrebbe

continuare ad espandersi se non si considerassero gli effetti termici che inducono il raffreddamento di un gas in espansione. Pertanto il moto ascendente delle correnti convettive di aria calda si arresta quando il raffreddamento indotto dall'espansione annulla la differenza di temperatura tra la massa d'aria ascendente e l'aria circostante. La quota in corrispondenza della quale si ha tale equilibrio termico definisce il range dei fenomeni convettivi che caratterizzano la troposfera e che influiscono sull'andamento della temperatura in essa.

Accanto al riscaldamento dell'aria per convezione, bisogna considerare, come accennato, l'evaporazione dell'acqua presente sul suolo terrestre e nelle piante. Tale processo innalza l'altezza convettiva, aumentando la profondità troposferica. A seguito dell'evaporazione, infatti, l'atmosfera si arricchisce di vapore d'acqua, ad una pressione parziale inferiore alla tensione di vapore (aria umida) e in percentuale che dipende dalla zona interessata dal processo (il fenomeno è particolarmente abbondante nelle regioni tropicali e piuttosto scarso in quelle fredde). Le differenze di umidità e soprattutto di temperatura dell'aria provocano differenze di pressione in atmosfera che inducono la formazione dei venti. Quando l'aria calda e umida attraverso processi convettivi, raggiunge zone sufficientemente fredde, a temperature inferiori alla temperatura di condensazione, il vapore d'acqua risulta soprassaturo e può condensare in minutissime goccioline d'acqua, rilasciando calore latente di condensazione. Ciò favorisce un riscaldamento addizionale dell'aria che può quindi raggiungere quote più elevate di quelle accessibili dall'aria secca, innalzando lo spessore della troposfera. Le goccioline d'acqua, in tali condizioni, formano le nuvole e rivelano un caratteristico moto disordinato, detto moto browniano, in cui rimangono sospese per effetto degli urti incessanti che ricevono dalle molecole d'aria.

La *tropopausa* è una zona di transizione isoterma dell'atmosfera che costituisce lo strato limite superiore della troposfera. Essa è caratterizzata da un'estensione in verticale variabile con la latitudine e le stagioni. Infatti, a causa del diverso riscaldamento che subisce la superficie terrestre, l'altezza della tropopausa nel

periodo estivo, può variare da 15 a 18 km in prossimità dei tropici e da 8 ÷ 10 km ai poli; nel periodo invernale, può variare da 20 km in corrispondenza dei tropici, fino ad annullarsi ai poli. La diminuzione della profondità della tropopausa ai poli, in particolare nel periodo invernale, è dovuta alla mancanza di radiazione solare e quindi alla mancanza dei moti convettivi, i quali determinano lo spessore della tropopausa stessa.

Un importante effetto della tropopausa è la sua azione di ‘bloccaggio’: la temperatura estremamente bassa raggiunta in questa zona rende particolarmente deboli le correnti convettive, rendendo particolarmente lenta la diffusione di qualsiasi sostanza sia sopra che sotto la tropopausa (tempi tipici di diffusione sono dell’ordine di anni). Questa situazione favorisce l’intrappolamento di inquinanti, di molecole e di aerosol in troposfera e solo il verificarsi di particolari eventi, come la nascita di cicloni, consente il rapido scambio di materia tra la troposfera e gli strati superiori.

Sopra la tropopausa si estende la *stratosfera* che si protrae fino a circa 50 km rispetto al livello del mare ed è caratterizzata da un gradiente di temperatura positivo che innalza la temperatura dai valori molto bassi raggiunti in troposfera (circa -56°C in corrispondenza di 20 km) fino a circa 0°C in corrispondenza del limite superiore della stratosfera.

In questa zona la densità e la pressione continuano a diminuire esponenzialmente con la quota, rendendo i moti convettivi praticamente trascurabili a causa della forte rarefazione dell’aria; solo nella parte più bassa della stratosfera si manifestano forti moti orizzontali in correlazione con quelli troposferici. Di conseguenza, diversamente da quanto accade in troposfera, il riscaldamento dovuto all’assorbimento diretto della radiazione solare è dominante su quello determinato dalla convezione, soprattutto negli strati più alti, e, pertanto, gli scambi energetici in stratosfera avvengono esclusivamente tramite assorbimento ed emissione radiativi.

Un ruolo importante nella struttura termica e nel bilancio calorico della stratosfera è detenuto dall’ozono che assorbe energia proveniente direttamente

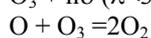
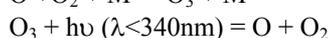
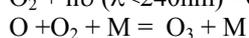
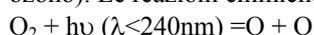
dal sole sotto forma di radiazione UV, accrescendo la temperatura in stratosfera. La presenza di questo costituente in stratosfera è regolata dal bilancio tra la concentrazione dell'ossigeno molecolare, dipendente dai processi di trasporto che avvengono in stratosfera in corrispondenza del suo limite inferiore, e la disponibilità di opportuna radiazione UV¹.

La concomitanza di questi fattori porta ad individuare la massima concentrazione di ozono intorno ai 22÷25 km (parte inferiore della stratosfera). Tale concentrazione non influisce, però, direttamente sulla distribuzione verticale di temperatura in quanto il processo di formazione dell'ozono (reazione fotochimica stimolata dall'assorbimento di fotoni a corta lunghezza d'onda) rilascia una piccola quantità di energia termica responsabile del cambiamento di segno del gradiente di temperatura rispetto a quello in tropopausa.

L'elevata temperatura raggiunta in stratosfera è giustificata, invece, da un intenso assorbimento da parte dell'ossigeno molecolare e dell'ozono di particolari bande dell'ultravioletto (rispettivamente fotoni con lunghezza d'onda inferiore a 200 nm e fotoni con lunghezza d'onda compresa tra 200÷300 nm). In particolare, l'assorbimento da parte dell'ozono di opportuna radiazione UV comporta la fotodissociazione dell'ozono in ossigeno molecolare e atomico, il quale si ricombina rapidamente con l'ossigeno molecolare formando nuovamente ozono. In questo modo non si ha una variazione nella composizione chimica dell'atmosfera, ma i fotoni della radiazione solare sono continuamente assorbiti con conseguente riscaldamento della zona occupata dall'ozono.

Tutto questo evidenzia che così come il livello di massima concentrazione di ozono, anche il massimo di assorbimento dell'ozono dipende dal bilancio tra la concentrazione del gas e la quantità di radiazione UV disponibile. I calcoli

¹ La concentrazione di O₃ in stratosfera è regolata da reazioni fotochimiche stimolate dall'assorbimento di fotoni a corta lunghezza d'onda (produzione di ozono) e più lunga lunghezza d'onda (distruzione di ozono). Le reazioni chimiche relative alla formazione e alla dissociazione dell'ozono sono le seguenti:



essendo M una generica molecola in atmosfera.

indicano che questo massimo si colloca intorno ai 50 km di quota, cioè all'altezza del massimo termico della stratopausa.

Sopra la stratopausa si estende la *mesosfera* che raggiunge una quota di circa 80 km dal livello del mare. Tale quota individua il limite inferiore della mesopausa, strato isoterma che si estende fino a 90 km e in cui si ha passaggio tra l'omosfera soggetta al mescolamento e l'eterosfera stratificata.

Nella mesosfera la densità e la pressione continuano a decrescere con l'altezza in modo esponenziale. La temperatura decresce velocemente da 0°C, valore tipico della stratopausa, fino a circa -90°C, valore tipico della mesopausa: questo andamento è dovuto principalmente alla diminuzione con la quota della concentrazione di quei composti come O₃, che assorbono radiazioni ultraviolette. Mentre tra la tropopausa e la mesopausa la temperatura è determinata dal cosiddetto equilibrio radiativo, cioè dall'equilibrio fra l'assorbimento da parte di O₃ e la perdita di energia per emissione infrarossa da parte di CO₂ e O₃, al di sopra della mesopausa la densità atmosferica è così bassa che sono sufficienti assorbimenti di quantità minime di energia da parte sia dell'O₃ che dell'O₂ per determinare aumenti molto forti di temperatura. Questa zona è detta *termosfera* ed è caratterizzata da un aumento della temperatura con la quota. Il suo limite superiore, detto termopausa, si trova a circa 500 km, dove si registrano temperature superiori ai 700°C. Data la mancanza di uno strato superiore, la termosfera è fortemente irradiata dal sole a lunghezze d'onda molto corte con conseguente ionizzazione e dissociazione delle molecole; cosicché in questa regione sono sostanzialmente presenti elettroni liberi e molecole ionizzate, per questo motivo all'interno della termosfera si sviluppa una ulteriore zona detta *ionosfera*. Le aurore boreali nascono proprio in questa zona, a seguito dell'interazione tra le particelle ionizzate e le particelle emesse dal sole.

Al di sopra della termosfera si estende l'*esosfera*, caratterizzata dalla presenza di elettroni e di frammenti di molecole, che interagiscono molto raramente e spesso sfuggono alla stessa atmosfera. L'esosfera si confonde gradatamente con lo spazio interplanetario e costituisce il limite superiore dell'atmosfera.

1.4 Bilancio radiativo terrestre

L'atmosfera è continuamente investita dalla radiazione solare con cui interagisce secondo un meccanismo complesso che dipende dalla lunghezza d'onda della radiazione, dalla composizione e dalla concentrazione dei gas atmosferici.

Quando la radiazione solare attraversa l'atmosfera, si verificano processi di riflessione, di diffusione e di assorbimento da parte delle molecole, delle nubi e degli aerosol presenti in atmosfera e da parte delle superfici oceaniche e terrestri.

Il 31% circa della radiazione solare è riflessa nello spazio (albedo) , senza assorbimento di energia, principalmente dalle nuvole presenti nell'atmosfera e dalle lastre di ghiaccio presenti sulla superficie terrestre.

La restante parte è trasmessa negli strati più bassi dell'atmosfera, subendo processi di diffusione e di assorbimento. Come verrà mostrato nel capitolo 3 l'intensità della radiazione diffusa[1.1] è legata alla lunghezza d'onda della radiazione stessa secondo una relazione che dipende dalla geometria e dalle dimensioni dei centri diffusori; il fenomeno di assorbimento, invece, è un processo fortemente selettivo per determinate bande di lunghezze d'onda: si ha trasparenza solo in due regioni dello spettro della radiazione solare, dette finestre di trasparenza dell'atmosfera, e che sono definite finestra ottica (trasparente allo spettro visibile e ad una frazione di quello UV e IR) e finestra radio (trasparente alle onde hertziane).

Della radiazione trasmessa, il 20% circa è assorbito dall'atmosfera con conversione dell'energia elettromagnetica in energia termica e con conseguente incremento non uniforme della temperatura, a causa del diverso assorbimento, a diverse lunghezze d'onda, da parte dei vari gas presenti in atmosfera. Si osserva che le onde elettromagnetiche a cortissima lunghezza d'onda (raggi γ e raggi X) e la quasi totalità della radiazione ultravioletta, sono quasi completamente assorbite in alta atmosfera (a quote superiori ai 100 km), per la presenza dell'ozono e, in parte, dell'ossigeno molecolare. La radiazione infrarossa è in parte assorbita dalle molecole di vapore d'acqua e di anidride carbonica presenti in bassa atmosfera (quote inferiori a 100 km).

La restante parte della radiazione IR e tutta la radiazione visibile raggiungono la superficie terrestre, dove il 49% circa è assorbito direttamente dal suolo, la restante parte o viene direttamente riflessa, in percentuale che dipende dalla composizione del suolo e dalla presenza di specchi d'acqua e di ghiacci, o viene reirradiata sotto forma di radiazione infrarossa. Quest'ultima viene poi assorbita dai gas radiativamente attivi, i gas serra², con conseguente accumulo di calore in prossimità della superficie terrestre (effetto serra).

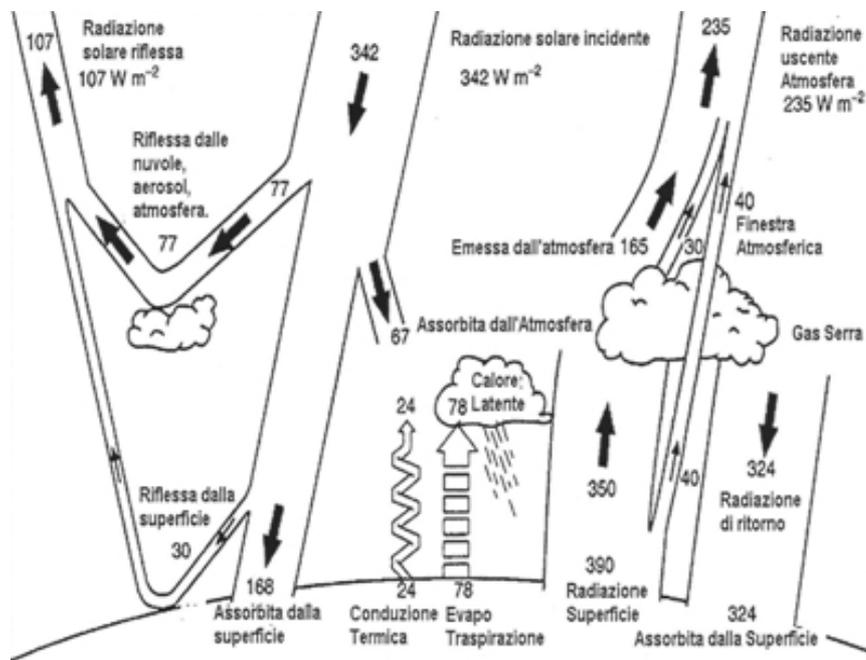


Figura 1-5 Bilancio energetico terrestre

Accanto a tutta la serie di scambi energetici appena esaminati, occorre considerare che la condizione di bilanciamento energetico richiede che tutta l'energia assorbita dall'atmosfera e dalla superficie terrestre sia reimpressa nello spazio (bilancio energetico). Ciò è reso possibile dal fatto che i gas atmosferici, le rocce, le acque della superficie terrestre, quando accrescono la loro temperatura per assorbimento energetico, emettono radiazione elettromagnetica cedendo energia e raffreddandosi. La temperatura in ogni punto dell'atmosfera dipende, dunque, dal bilancio tra energia assorbita e quella irradiata.

² I principali gas serra responsabili dell'intrappolamento di radiazione IR in un sottile strato atmosferico in prossimità della superficie terrestre, sono vapore d'acqua, anidride carbonica, metano, ozono.

Quando il sistema terra-atmosfera è in equilibrio termico, l'energia della radiazione totale assorbita è uguale a quella della radiazione infrarossa emessa. In realtà il flusso infrarosso uscente è inferiore alla radiazione solare entrante e tende a diminuire con l'aumento di concentrazione dei gas serra; di conseguenza la compensazione con la radiazione solare può avvenire solo se la temperatura al suolo aumenta. Questo può avvenire per uno dei seguenti motivi:

- incremento di concentrazione di anidride carbonica che comporta un aumento dell'effetto serra, come è avvenuto nell'ultimo secolo, con conseguente aumento della temperatura della superficie terrestre (aumento di 0.6 °C solo negli ultimi cento anni);
- aumento della concentrazione di vapore d'acqua in un'atmosfera calda, che costituisce un feedback positivo rispetto all'aumento della temperatura terrestre;
- presenza di aerosol che influenza il bilancio radiativo direttamente e indirettamente: nel primo caso le particelle aerosoliche diffondono e assorbono la radiazione solare incidente sull'atmosfera, nel secondo caso le particelle modificano le proprietà ottiche e la quantità di nubi, in quanto possono agire come nuclei di condensazione.

Capitolo 2

Lo strato limite planetario (PBL)

Lo strato atmosferico che costituisce il limite inferiore della troposfera caratterizzato da un intenso mescolamento turbolento, è detto *strato limite planetario* (*Planetary Boundary Layer, PBL* oppure *Atmospheric Boundary Layer, ABL* o semplicemente *Boundary Layer, BL*). Il resto della troposfera è indicato come *atmosfera libera* (*Free Atmosphere, FA*) in quanto in esso l'influenza della forza d'attrito è trascurabile e la turbolenza è localizzata nelle nuvole convettive³ e nelle correnti a getto⁴.

Il PBL per la sua dislocazione nell'atmosfera ha un'influenza significativa sulla vita umana e sul piano climatico-meteorologico e ambientale; infatti:

- la sua composizione necessita di essere continuamente monitorata, in quanto l'essere umano trascorre la maggior parte della propria vita nel PBL;
- le previsioni meteorologiche riguardano essenzialmente il PBL;
- gli agenti inquinanti emessi dalle sorgenti presenti sulla terra vengono intrappolati nel PBL;
- la nebbia si forma nel PBL;
- l'aviazione, il commercio mercantile e la maggior parte delle attività umane vengono condotte nel PBL;
- la sorgente di energia più importante per l'intera atmosfera è la radiazione solare che, per la maggior parte, è assorbita dalla terra, e trasmessa al resto dell'atmosfera da processi fisici termodinamici che caratterizzano il PBL;
- circa il 50 % dell'energia cinetica dell'atmosfera è dissipata nel PBL attraverso l'attrito e la turbolenza;

³ Le nuvole convettive sono nubi prodotte da moti diretti verso l'alto, di natura convettiva. In genere non sono distribuite con continuità nel cielo ma sono separate da zone sgombre da nubi e presentano uno sviluppo prevalentemente verticale.

⁴ La corrente a getto è un flusso d'aria che si sviluppa in alta troposfera e che si muove verso est ad alta velocità, fino a 500 km/h alle latitudini medie. Talvolta origina un'unica fascia che circonda l'intero globo ma più spesso è formata da due o più correnti separate. La posizione della corrente varia in base alle stagioni, abitualmente si colloca a 40°N di latitudine.

- l'evoluzione dei temporali e degli uragani è legata alla crescita dell'umidità nel PBL;
- le sorgenti degli aerosol si trovano sulla superficie della terra e, quindi, il PBL contiene concentrazioni di aerosol molto più alte rispetto alla libera atmosfera;
- i parametri del PBL (altezza, stratificazioni interne, ecc.), infine, si rivelano utili come parametri di input per l'applicazione di modelli atmosferici e per la validazione degli stessi.

Questi ed altri sono i motivi che hanno spinto la comunità scientifica a sviluppare uno studio approfondito del PBL, allo scopo di individuarne l'estensione, la dinamica e i relativi rapporti con l'uomo.

Nel seguito verranno descritte le caratteristiche principali del PBL, le cause (forzanti superficiali) e le modalità (movimenti tipici nel PBL) che influiscono sulla sua evoluzione giornaliera. Vedremo che il PBL è soggetto ad intensi processi turbolenti e può essere caratterizzato attraverso il concetto di stabilità atmosferica, che fornisce un'indicazione del grado di mescolamento dell'aria e quindi dell'entità della turbolenza. Verrà infine presentato il sistema di equazioni classico che si utilizza per studiare il moto dei venti.

Data la complessità dei moti atmosferici risultano molto complessi i modelli matematici di simulazione per lo studio della dinamica del PBL. Per una descrizione di prima approssimazione faremo le seguenti assunzioni:

- i volumi d'aria presi come riferimento per gli studi teorici sono infinitesimi rispetto alla massa d'aria dell'atmosfera e pertanto sono considerati come particelle;
- l'ambiente intorno alla particella è statico;
- i processi che riguardano la particella sono processi adiabatici;
- l'atmosfera è in equilibrio idrostatico;

Una trattazione di questo tipo consente di caratterizzare il PBL attraverso l'andamento con la quota di grandezze fisiche come la temperatura potenziale e la temperatura potenziale virtuale, con la possibilità di distinguere tre categorie in

cui l'atmosfera o un suo strato possono essere classificati in termini di stabilità (atmosfera stabile, instabile, neutra). Viene dato, quindi, un breve cenno su come il PBL possa essere caratterizzato attraverso misure di grandezze meteorologiche.

2.1 Caratterizzazione del PBL

Il PBL si contraddistingue dal resto della troposfera principalmente per due motivi:

- è direttamente influenzato dalla morfologia della superficie terrestre, dai fenomeni che su di essa hanno luogo e da tutte le attività umane;
- ha una risposta temporale piuttosto rapida, dell'ordine di grandezza di un'ora o meno, alle sollecitazioni derivanti dalla superficie (forzanti superficiali); ciò non significa che il PBL raggiunga uno stato di equilibrio in tale lasso di tempo, ma solo che altera apprezzabilmente il suo stato iniziale.

I cambiamenti che si osservano nel PBL sono riconducibili alla concomitanza di una serie di fattori legati all'interazione tra superficie terrestre e lo strato di atmosfera sovrastante. Tali fattori, indicati con il termine di *forzanti superficiali*, hanno un carattere sia naturale che antropico ed includono la resistenza aerodinamica causata dalla forza d'attrito viscoso, l'evaporazione e la traspirazione, il riscaldamento e il raffreddamento, la morfologia del terreno che induce modifiche del flusso d'aria, l'emissione di grandi masse di inquinanti (dovute a sorgenti naturali o umane)[2.1].

Sono proprio questi forzanti che inducono continui cambiamenti nel PBL e influiscono sul suo spessore, provocandone una grande variabilità nello spazio e nel tempo. Il PBL si estende, infatti, dalla superficie terrestre fino ad un'altitudine variabile tra 0.5 e 2.5km.

Uno dei fattori principali che influisce sullo spessore del PBL è la *variazione diurna della temperatura* in prossimità della superficie terrestre.

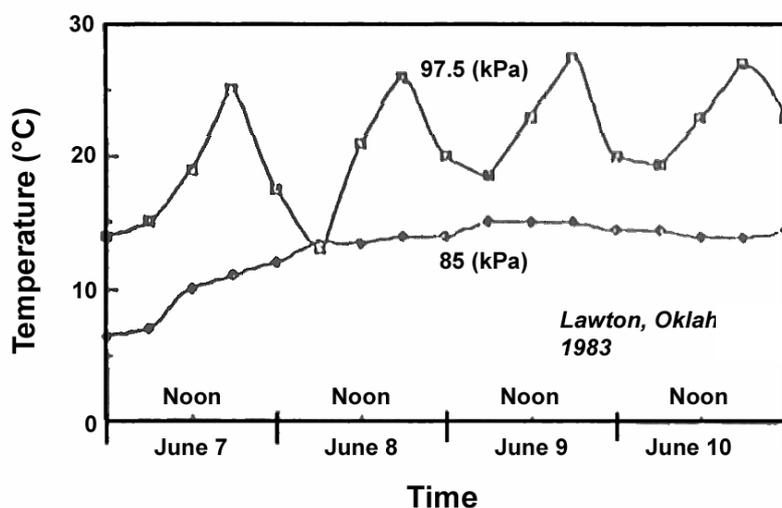


Figura 2.1 Evoluzione delle temperature misurate in prossimità della superficie terrestre nell'arco di un giorno solare (97.5kPa) e a quota di circa 1100 m dal suolo (85kPa).

In figura 2.1 è mostrato l'andamento temporale della temperatura a due diverse quote, individuate da specifici valori di pressione: al disopra del PBL, a bassa pressione, la temperatura non presenta grosse variazioni nel tempo, mentre in prossimità della superficie terrestre, zona di alta pressione, si osserva un andamento ciclico in cui la temperatura cresce quando sorge il sole e poi diminuisce al tramonto.

Questo ciclo diurno della temperatura non è dovuto all'assorbimento diretto della radiazione solare da parte del PBL; la maggior parte dell'energia è infatti trasmessa alla terra, dove si registrano assorbimenti tipici dell'ordine del 90%. Pertanto sono le radiazioni provenienti dal basso che influiscono sul PBL, portando a un suo riscaldamento durante il dì e al raffreddamento radiativo nell'IR di notte, con conseguenti continui cambiamenti della sua struttura interna, come verrà illustrato in dettaglio nel paragrafo dedicato alla struttura del PBL.

Del tutto in generale i cambiamenti del PBL indotti dai forzanti superficiali avvengono attraverso tipici movimenti che caratterizzano questo strato e che sono responsabili del trasporto da una regione all'altra di grandezze come l'umidità, il calore, la quantità di moto e gli inquinanti.

Tali movimenti hanno un'influenza significativa sul tempo meteorologico (cioè su tutta la serie di condizioni da cui esso dipende: variazione di intensità e

direzione del vento, mutamenti di temperatura e di pressione atmosferica, precipitazioni) e sul piano ambientale.

2.2 Stabilità atmosferica nel PBL

La stabilità atmosferica è un indicatore della turbolenza atmosferica responsabile dei mescolamenti dell'aria che influiscono sul piano meteorologico ed ambientale.

Si è visto nel paragrafo precedente, che la turbolenza rientra nella categoria dei movimenti verticali che si sviluppano in troposfera e può essere di natura meccanica o termica.

Trascurando il contributo meccanico perché produce una turbolenza di minore intensità e più localizzata, la stabilità atmosferica è definita in base al criterio per cui una massa d'aria circostante la Terra è considerata stabile se strati d'aria calda sovrastano tale massa e, quindi, non sono possibili ulteriori movimenti verticali di tipo convettivo, instabile in caso contrario, cioè quando la temperatura diminuisce all'aumentare della quota.

Ne consegue che la stabilità verticale è fortemente dipendente dalle condizioni termiche che si creano in prossimità della superficie terrestre e che determinano nella troposfera e in particolare nel PBL, i moti convettivi. Tali condizioni dipendono, a loro volta, dalla differenza tra la temperatura del suolo e quella degli strati d'aria sovrastanti, in altre parole dal gradiente termico verticale (lapse rate), che fornisce il tasso di diminuzione della temperatura con la quota. Il lapse rate è definito dalla relazione:

$$\gamma = -dT/dz \quad (2.1)$$

In base alla definizione, un lapse rate positivo e costante indica una diminuzione lineare di T con la quota, andamento caratteristico della temperatura troposferica. Per valutare il comportamento delle masse d'aria in atmosfera è, dunque, importante comprendere quale sia l'espressione reale del lapse rate e in che relazione esso sia con la stabilità verticale.

A tale scopo è utile fare le seguenti assunzioni:

- l'atmosfera, cioè l'ambiente in cui si muove la particella campione, sia in equilibrio idrostatico, cioè soddisfi in ogni punto la relazione idrostatica

$$P(z) = P_0 \exp(-z/H) \quad (2.2)$$

essendo H la lunghezza di scala definita nel capitolo 1;

- l'atmosfera sia statica, cioè quando la particella d'aria si solleva (espansione) o discende verso il basso (compressione) non si osserva alcun moto compensante da parte della porzione di atmosfera spostata;
- le trasformazioni che avvengono in atmosfera siano processi adiabatici (la particella è isolata dall'ambiente che la circonda).

Per valutare il moto delle masse d'aria in atmosfera in relazione al profilo verticale di temperatura si consideri una particella d'aria che si espande adiabaticamente in un'atmosfera con un lapse rate positivo e costante, come si riscontra in troposfera (lapse rate adiabatico).

La particella si trovi inizialmente nello stato termodinamico (p' , T' , ρ') a una quota z' , in un ambiente definito da (p , T , ρ). Si supponga che la particella subisca una trasformazione che la porti da z' a $z'+dz'$ in un tempo sufficientemente piccolo perché il processo possa essere considerato adiabatico, tale cioè da poter trascurare gli scambi di calore tra la particella e l'ambiente circostante.

Considerando l'equazione del moto della particella e la relazione idrostatica, si ritrova il principio di Archimede:

$$\frac{d^2 z'}{dt^2} = g \frac{(\rho - \rho')}{\rho'} \quad (2.3)$$

Siccome l'atmosfera si può considerare come un gas ideale, dall'equazione di stato dei gas perfetti, supponendo $p = p'$ si può esprimere la precedente relazione in termini della temperatura T' della particella e della temperatura T dell'aria:

$$\frac{d^2 z'}{dt^2} = g \frac{(T' - T)}{T} \quad (2.4)$$

Se T_0 è la temperatura di riferimento alla quota $z'=0$, per piccoli spostamenti si può supporre che la temperatura T' della particella abbia un andamento lineare dato da:

$$T' = T_0 - \gamma' z$$

essendo γ' il gradiente termico adiabatico della particella.

Analogamente per l'ambiente si ha:

$$T = T_0 - \gamma z.$$

dove ora γ è il gradiente termico adiabatico dell'ambiente, cioè del resto dell'atmosfera che circonda la particella in questione.

Siccome in condizioni adiabatiche γ' e γ sono indipendenti, sostituendo le espressioni trovate per T e T' nella (2.4), si ha:

$$\frac{d^2 z'}{dt^2} = g \frac{(\gamma - \gamma')}{T} z \quad (2.5)$$

Le condizioni di stabilità di una massa d'aria in atmosfera possono essere, dunque, dedotte analizzando la stabilità di una particella che si espande adiabaticamente in un gas ideale a partire dalla relazione appena trovata.

Infatti, dalla (2.5) si ricavano le seguenti relazioni, che esprimono i criteri di stabilità atmosferica:

$$\gamma > \gamma' \rightarrow \frac{1}{z} \frac{d^2 z'}{dt^2} > 0 \quad \text{equilibrio instabile}$$

$$\gamma = \gamma' \rightarrow \frac{1}{z} \frac{d^2 z'}{dt^2} = 0 \quad \text{equilibrio neutro}$$

$$\gamma < \gamma' \rightarrow \frac{1}{z} \frac{d^2 z'}{dt^2} < 0 \quad \text{equilibrio stabile}$$

Si consideri una particella che, messa in moto dal riscaldamento solare della superficie terrestre, comincia a salire verso strati d'aria atmosferici di minore densità e si espande spontaneamente, a seguito di una diminuzione di pressione, raffreddandosi (raffreddamento adiabatico convettivo).

Se $\gamma > \gamma'$, cioè se il gradiente termico dell'atmosfera circostante è maggiore di quello della particella, la temperatura della particella diminuisce più lentamente di quanto non faccia la temperatura del resto dell'atmosfera: la particella ha sempre una temperatura maggiore di quella dell'aria che la circonda e quindi continua a salire, producendo un moto di convezione instabile. Da un punto di vista meccanico, ciò corrisponde al fatto che lo spostamento subito dalla

particella è concorde con la spinta di Archimede che imprime un'accelerazione verticale verso l'alto alla particella (galleggiamento positivo, equilibrio instabile).

Se $\gamma = \gamma'$, cioè se i due gradienti sono uguali, non si osserva alcuno spostamento della particella dalla sua posizione iniziale in quanto la forza di galleggiamento è nulla: la temperatura e la pressione della particella sono identiche alla temperatura e alla pressione dell'ambiente circostante ad ogni quota, cioè la particella è sempre in equilibrio con l'ambiente (assenza di galleggiamento, equilibrio indifferente).

Se $\gamma < \gamma'$, cioè se il gradiente termico dell'atmosfera è minore di quello della particella, il profilo di temperatura della particella diminuisce più rapidamente di quanto non faccia la temperatura atmosferica all'aumentare della quota: la particella può salire in quota finché non raggiunge uno strato in cui l'aria circostante ha la sua stessa temperatura. Si produce in questo caso una condizione di stabilità verticale in cui la forza di galleggiamento si oppone allo spostamento della particella (galleggiamento negativo, equilibrio stabile).

2.3 Lapse rate adiabatico

Nel paragrafo precedente è stata ricavata la relazione tra la stabilità atmosferica e il gradiente termico adiabatico che descrive il profilo normale di temperatura atmosferica di una particella che si espande adiabaticamente in atmosfera, indicato come γ' e che d'ora in poi sarà indicato con γ_d o γ_s a seconda che si consideri una particella d'aria secca o umida.

Si vuole adesso ricavare un'espressione formale per il lapse rate della particella in espansione ed evidenziare la sua dipendenza dal raffreddamento adiabatico e dal riscaldamento per condensazione che si verifica nelle masse d'aria in salita. Per calcolare il gradiente del profilo adiabatico di temperatura si ricorre sempre alle ipotesi semplificatrici introdotte nel paragrafo precedente. In altre parole si considera l'atmosfera come un gas ideale, a cui è possibile associare un peso molecolare medio costante M , in quanto in bassa troposfera, e quindi anche nel

PBL, si può assumere trascurabile la presenza di vapore d'acqua e/o di particelle liquide che per effetto di processi di evaporazione, di condensazione e per reazioni fotochimiche, possono vedere alterata la propria concentrazione. Si suppone inoltre che l'atmosfera sia in equilibrio idrostatico e subisca processi di trasformazione adiabatici.

Una massa d'aria quando si innalza in atmosfera per effetto dei moti convettivi, si espande adiabaticamente e si raffredda (raffreddamento adiabatico o convettivo). A tale massa si associa un gradiente di temperatura, definito gradiente di temperatura adiabatico secco, γ_d , per sottolineare che esso si riferisce a una massa d'aria insatura, priva cioè di impurità e di vapore acqueo.

Per ricavare l'espressione di γ_d , si considera il primo principio della termodinamica in forma differenziale:

$$dU = \delta Q - \delta L,$$

dove

$dU = C_v dT$ è la variazione di energia interna della massa d'aria in espansione adiabatica;

δQ è il calore scambiato dal gas in espansione;

$\delta L = p dV$ è il lavoro di espansione compiuto dal gas.

Poiché, in un processo adiabatico δQ è sempre nullo, dalla precedente si ha:

$$dU + \delta L = 0 = C_v dT + p dV.$$

Considerando la forma differenziale della relazione idrostatica⁵ e quella dell'equazione di stato dei gas perfetti, per una mole di gas⁶, si ricava:

$$0 = C_v dT + p dV = (C_v + R) dT - V dp = (C_v + R) dT + Mg dz$$

Sfruttando, nella precedente, la relazione di Mayer per i gas perfetti, sempre per una mole di gas di massa molare M , $C_p - C_v = R$, si ha:

$$C_p dT = -Mg dz$$

⁵ $dp = -\frac{Mg}{RT} p(z) dz.$

⁶ Per una mole di gas perfetto $n=1$ e l'equazione di stato $pV = RT$ in forma differenziale è $p dV + V dp = R dT.$

Introducendo il calore specifico molare a pressione costante $c_p = C_p/M$, si ha:

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p}$$

Pertanto il lapse rate adiabatico secco (dry) è:

$$\gamma_d = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} = 9.8 \text{K} / \text{km} \quad (2.6)$$

Questa relazione può essere considerata valida anche per aria umida, lontano dalla saturazione, contenente, cioè, vapore acqueo e non acqua liquida.

Se l'aria è satura, occorre considerare il calore latente di condensazione, vale a dire l'energia termica rilasciata dal vapore nel processo di condensazione causato dal raffreddamento adiabatico dell'aria umida in espansione. Tale calore tende a contrastare il raffreddamento adiabatico, perciò l'aria umida alla saturazione (punto di rugiada), si raffredda più lentamente dell'aria secca, riuscendo a raggiungere quote più elevate. È quindi sempre verificata la condizione $\gamma_s < \gamma_d$, dove γ_s è il gradiente termico adiabatico o normale definito per l'aria umida. Diversamente da γ_d , γ_s varia con la temperatura perché da questa dipende la quantità di vapore nell'aria e quindi il calore ceduto per condensazione.

Considerando il calore latente di condensazione e il rapporto di mescolamento dell'aria satura, definito come il rapporto tra la densità dell'aria satura e la densità dell'aria secca, si ricava:

$$\gamma_s = -\frac{dT}{dz} = 6.5 \text{ K/km} \quad (2.7)$$

L'introduzione dei due coefficienti di riferimento γ_s e γ_d ed il confronto con essi del gradiente termico dell'atmosfera, γ , fornisce delle indicazioni sulla stabilità dell'aria rispetto alla convezione.

I risultati sono riportati di seguito:

$\gamma > \gamma_d$	atmosfera instabile	super-adiabatica
$\gamma = \gamma_d$	atmosfera neutra	adiabatica
$\gamma < \gamma_d$	atmosfera stabile	sub-adiabatica
	$\gamma > \gamma_d$	atmosfera assolutamente instabile
inoltre, essendo $\gamma_s < \gamma_d$	$\gamma < \gamma_s$	atmosfera assolutamente stabile

$$\gamma_s < \gamma < \gamma_d$$

atmosfera condizionatamente

instabile:

- instabile per aria umida
- stabile per aria secca

Dunque, quando la temperatura del profilo di riferimento adiabatico secco diminuisce più lentamente del profilo atmosferico circostante ($\gamma > \gamma_d$), la particella d'aria in espansione adiabatica si trova sempre, ad ogni quota, a temperature superiori a quelle dell'aria circostante. Si produce una condizione instabile in cui le particelle d'aria continuano il loro moto ascendente, allontanandosi dalla posizione di partenza (atmosfera instabile). In figura 2-2 è mostrata la particella campione in espansione in uno strato di atmosfera instabile.

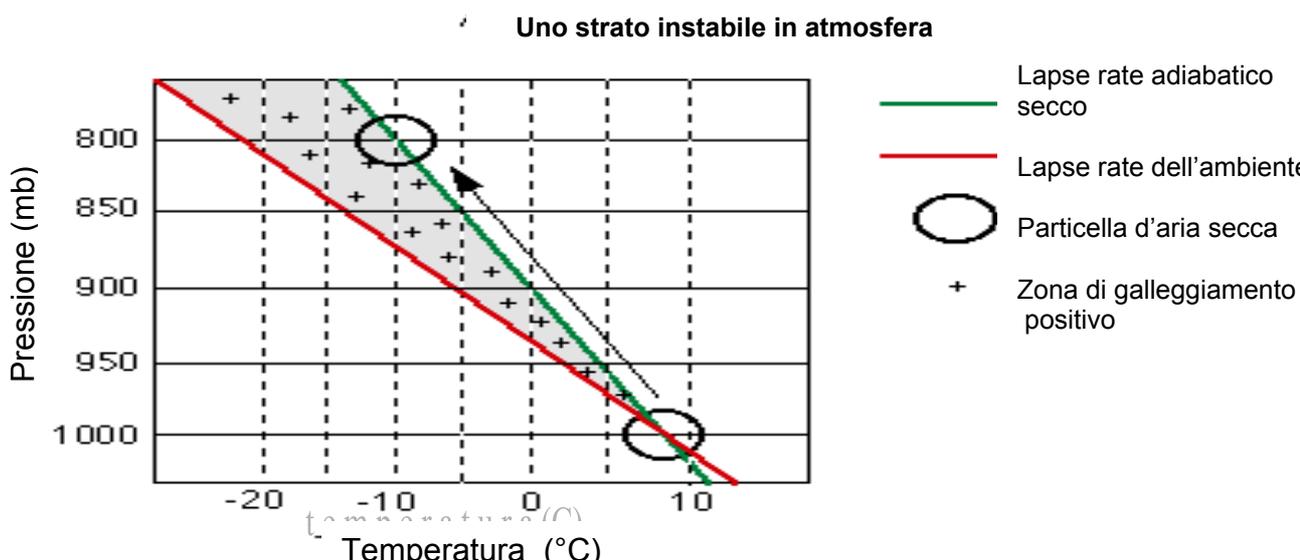


Figura 2-2 Moto di una particella d'aria secca in uno strato atmosferico instabile.

Una tale situazione si osserva tipicamente, quando la superficie terrestre è notevolmente calda, come si riscontra in genere in un soleggiato pomeriggio estivo: il trasporto di calore dal suolo verso gli strati d'aria sovrastanti può essere in questi casi così intenso da causare quei venti tempestosi e quelle nubi fluttuanti che talvolta compaiono nei pomeriggi estivi alle latitudini temperate e per tutto il corso dell'anno alle latitudini tropicali. Quando il profilo reale coincide con quello di riferimento, ($\gamma = \gamma_d$), si parla di atmosfera neutra. Una particella d'aria che si innalza in un'atmosfera neutra, a qualunque altezza si trovi, è sempre in equilibrio con l'ambiente. Se la forza che ha prodotto il moto

iniziale (verso l'alto) cessa, la particella si arresta e permane nella sua posizione (equilibrio indifferente). In figura 2-3 è schematizzato il moto di una particella in condizioni di atmosfera neutra.

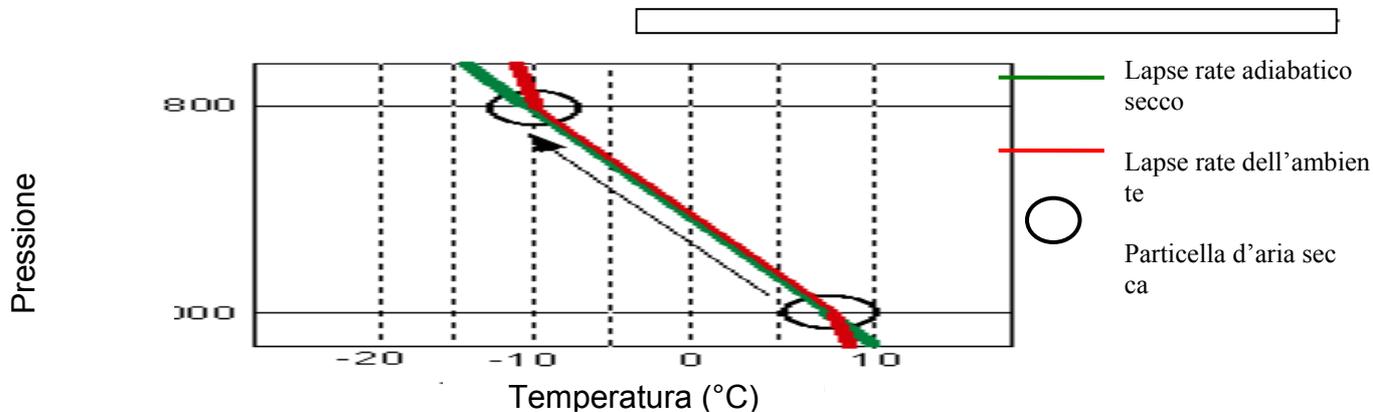


Figura 2-3 Moto di una particella in uno strato atmosferico neutro. Tale situazione si riscontra in genere, durante le transizioni notte-giorno alla presenza di copertura nuvolosa o con forte vento

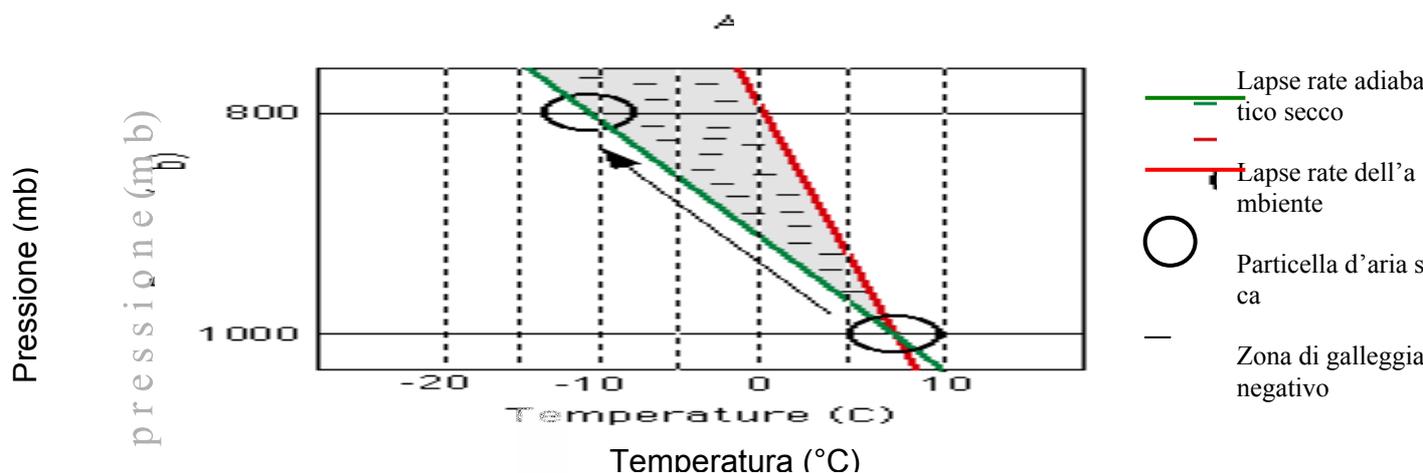


Figura 2-4 Moto di una particella in uno strato atmosferico stabile.

Quando, infine, il gradiente termico atmosferico è inferiore al gradiente normale ($\gamma < \gamma_d$), figura 2-8, la temperatura atmosferica diminuisce più lentamente del profilo adiabatico o addirittura aumenta (inversione termica): le particelle sono impedito nei movimenti verticali, sia verso il basso che verso l'alto. Si genera una situazione di atmosfera stabile che si osserva tipicamente nelle notti continentali con vento debole, quando si favorisce un ristagno d'aria e un accumulo di inquinanti.

La discussione fatta finora riguarda masse d'aria secca in espansione adiabatica in un ambiente ideale e in equilibrio idrostatico.

Per una particella d'aria umida occorre confrontare il lapse rate dell'ambiente con quello adiabatico secco al di sotto del livello di sollevamento per condensazione (Lifting Condensation Level, LCL), cioè la quota in corrispondenza della quale una particella d'aria umida che si sta sollevando per espansione adiabatica, raggiunge la temperatura del punto di rugiada (temperatura che indica, a determinate condizioni di pressione, il punto in cui il vapore comincia a condensare). In queste condizioni il processo di raffreddamento passa da adiabatico ad adiabatico saturo. Al di sopra del livello LCL il confronto va fatto con il lapse rate adiabatico umido.

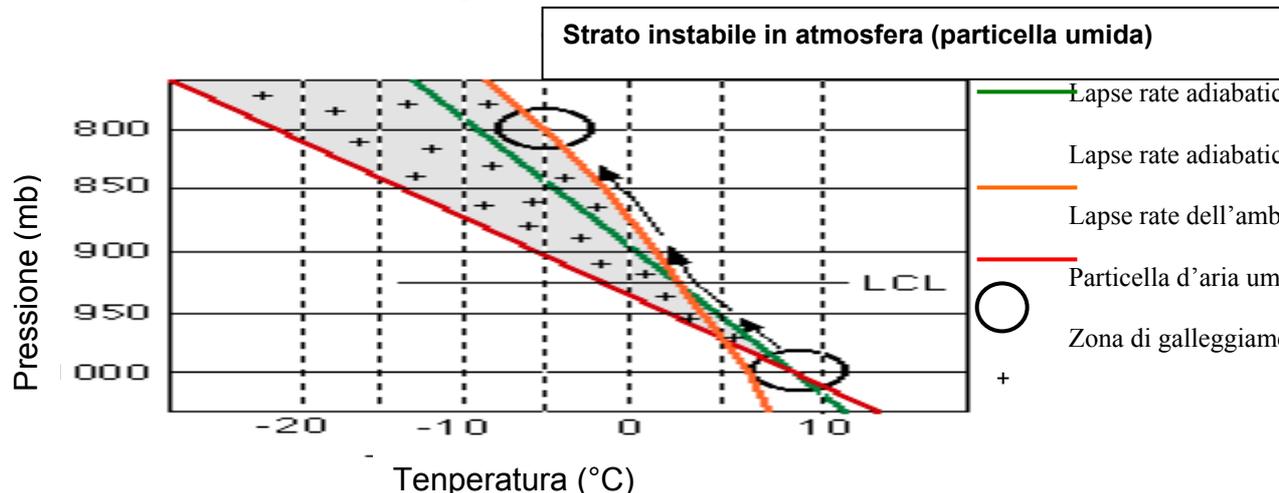


Figura 2-5 Particella umida in espansione in uno strato instabile. Inizialmente insatura, la particella si espande adiabaticamente secondo il lapse rate adiabatico secco; raggiunta la saturazione, continua a raffreddarsi secondo il lapse rate adiabatico umido. La particella è più calda dell'aria circostante, sia sopra che sotto l'LCL (galleggiamento positivo).

2.4 Movimenti tipici nel PBL

I movimenti che avvengono in troposfera sono generalmente classificati in movimenti verticali rispetto alla superficie terrestre e in movimenti orizzontali; anche se di diversa entità e caratteristiche, essi interagiscono continuamente.

I movimenti orizzontali, i venti, sono sicuramente più complessi e più comuni di quelli verticali e agiscono su scale diverse: quelli a larga scala che costituiscono

la circolazione generale della troposfera ed una serie di circolazioni su scale più piccole⁷, meno regolari e più localizzate (cicloni e uragani).

Questi processi sono provocati da un ineguale riscaldamento solare della superficie terrestre, dovuto all'inclinazione dell'asse di rotazione terrestre. La differenza di temperatura sulla superficie terrestre produce piccole differenze orizzontali di pressione atmosferica tra punti che si trovano alla stessa quota dal livello del mare. Tale disparità favorisce lo spostamento orizzontale di masse d'aria, da zone ad alta pressione a zone a bassa pressione, cioè, l'insorgere dei venti, che si dividono in *regolari* ed *onde*.

I movimenti verticali, responsabili della formazione di nubi e delle precipitazioni, producono uno dei più importanti processi di trasporto nel PBL, la *turbolenza*, che in alcuni casi è usata per definire lo stesso PBL⁸. Tale moto è generato da effetti non lineari e consiste in un insieme di vortici di dimensioni diverse che interagiscono tra loro, dando luogo a un moto caotico dell'aria. La maggior parte della turbolenza nel PBL è generata dai forzanti superficiali e può, pertanto, essere causata da effetti meccanici e/o da effetti termici.

Per quanto riguarda la turbolenza di origine meccanica, la causa di questo moto è legata all'attrito dell'aria con il suolo e alla viscosità stessa dell'aria. Siccome la viscosità di un gas aumenta all'aumentare della temperatura e siccome l'intensità dei venti diminuisce in prossimità della superficie terrestre per l'interazione dell'aria con la superficie e gli ostacoli presenti su di essa (alberi, edifici), si osserva che questo tipo di turbolenza non è uniforme in tutto il PBL ma risulta particolarmente intensa in prossimità della superficie terrestre, per poi scemare procedendo verso quote più alte, sia di giorno che di notte. Ciò produce un gradiente verticale di velocità che favorisce una condizione di instabilità nella massa del fluido.

⁷ Rispetto a quelle che si rilevano in verticale, anche per distanze modeste. Per esempio, a livello del mare le variazioni orizzontali di pressione hanno un intervallo massimo circa uguale al calo normale di pressione che si rileva per un dislivello di 1000 metri.

⁸ In questi casi il PBL è definito come la regione dell'atmosfera in cui si verificano variazioni diurne di temperatura (processi turbolenti).

La turbolenza d'origine termica è invece causata da significativi aumenti locali di temperatura prodotti dal riscaldamento della Terra, che a sua volta favorisce il riscaldamento dal basso degli strati d'aria ad essa adiacenti. Questi strati si vengono a trovare al di sotto di strati più freddi e più densi che, per effetto del campo gravitazionale terrestre, discendono e spingono verso l'alto la zona più bassa e più calda della troposfera. Si stabilisce nella massa del fluido una circolazione continua e prevalentemente verticale, in cui masse d'aria calda producono correnti ascendenti (*correnti termiche*) a cui sono associate moti discendenti d'aria fredda. A questo fenomeno si attribuisce il nome di turbolenza convettiva.

I vortici associati ai moti turbolenti appena descritti (cioè quelli originati dai forzanti superficiali), sono quelli più intensi e raggiungono dimensioni che possono essere comparabili con lo spessore del PBL, cioè possono avere un diametro che va da 100 a 3000 m. Si comprende dunque perché, all'interno del PBL, la turbolenza costituisca un processo di trasporto più efficiente della diffusione molecolare e favorisca una rapidità di risposta ai forzanti superficiali, maggiore che non nel resto della troposfera, dove la quasi totale assenza di turbolenza rende estremamente lente le risposte e quasi nulli i mescolamenti dell'aria.

Nelle seguenti figure sono mostrati gli andamenti nel tempo dei moduli della velocità di particelle d'aria che si muovono rispettivamente in campi di vento medio, di tipo ad onde ed infine in un campo turbolento.

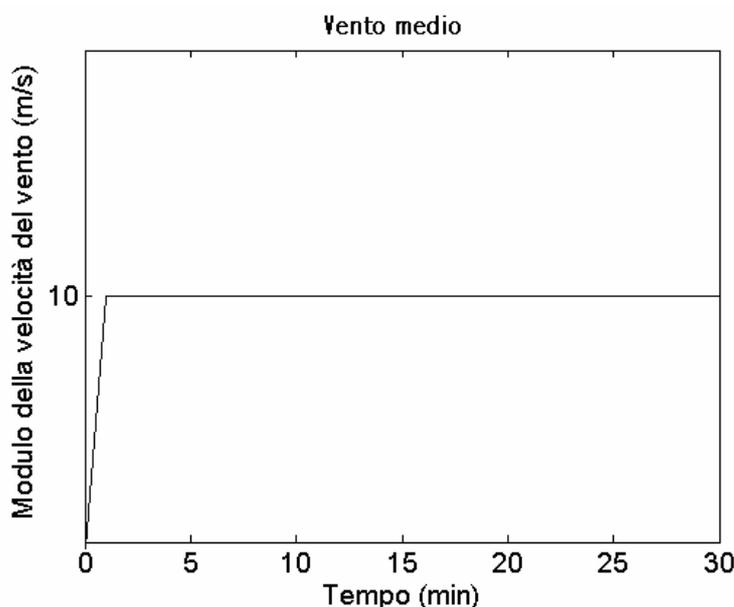


Fig. 2. 6: Grafico di una particella d'aria che si muove in un flusso d'aria di vento medio. Lungo le ascisse è stato indicato un intervallo temporale massimo in cui il modulo del vento medio può dirsi costante. Venti medi orizzontali dell'ordine di 10 m/s sono comuni nello strato limite planetario, mentre i venti medi verticali sono dell'ordine di qualche mm/s.

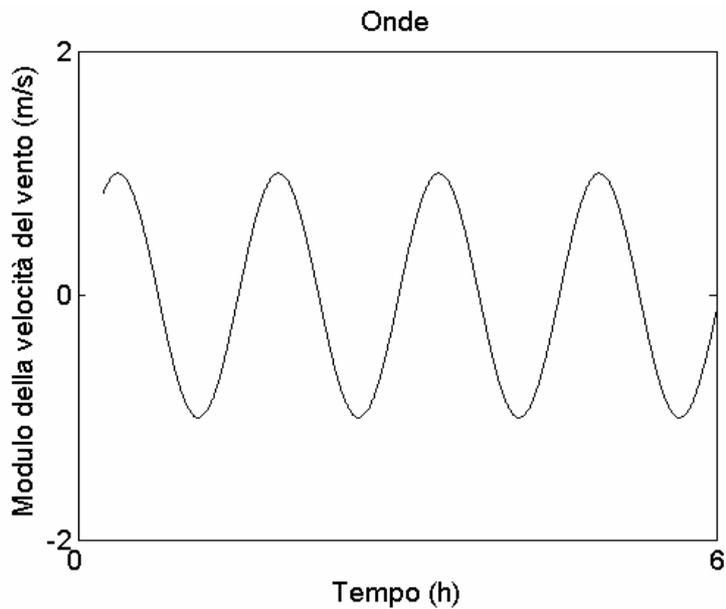


Figura 2.7 Grafico di un flusso d'aria di tipo onde. Le onde si sviluppano nel PBL soprattutto di notte, in condizioni di forte stabilità atmosferica. Come gli altri tipi di venti esse sono in grado di trasportare quantità come inquinanti, momento, quantità di moto, umidità. Le onde possono essere generate localmente da discontinuità del vento medio, e possono contribuire alla formazione di turbolenza.

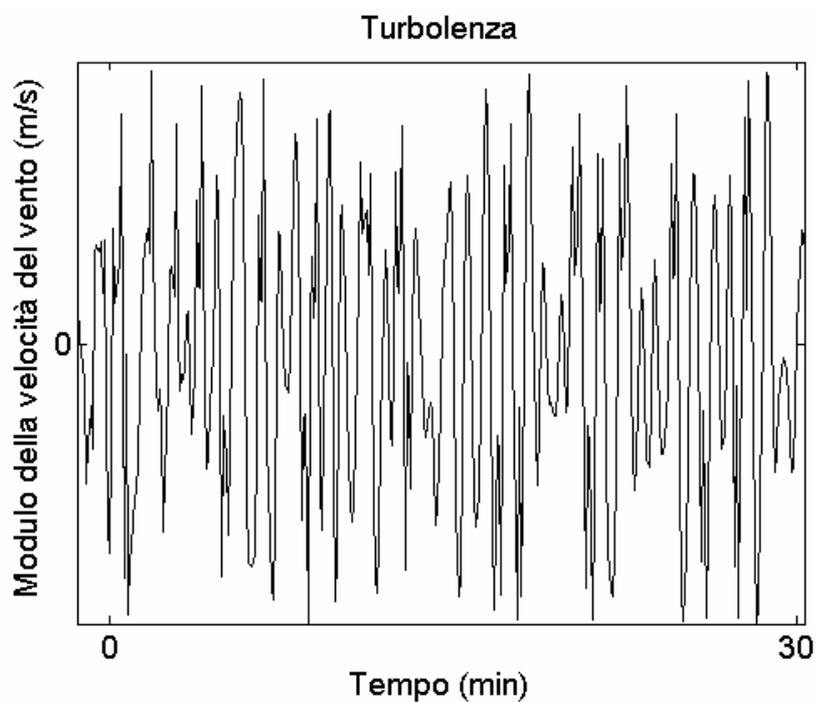


Figura 2.8 Grafico di un flusso d'aria turbolento. La turbolenza è caratterizzata da un valor medio nullo del suo modulo di velocità e può essere visualizzata, istante per istante, come la varianza del vento effettivo dal suo valor medio. La turbolenza è un fenomeno importante durante il dì, mentre di notte risulta trascurabile.

2.5 Equazioni per la descrizione dei moti nel PBL

In questo paragrafo si presenta il sistema di equazioni classico per trattare i moti in atmosfera. I venti complessivi nel PBL possono essere separati, per semplicità, in una componente media (vento regolare) ed in una componente aggiuntiva (turbolenza e/o onde), che si sovrappone istante per istante, al vento medio. In figura 2.9 è mostrato un tipico andamento globale del vento nel PBL.

Se la velocità del vento nello strato limite varia in maniera irregolare è pur vero che se ci si limita ad osservare lo spettro del vento in intervalli di tempo dell'ordine della mezz'ora, si può notare una certa costanza del valor medio del vento ed un'oscillazione attorno a tale valore che si chiama appunto varianza del vento medio. Si definiscono fenomeni di *microscala* quegli eventi verificatisi all'interno di questo periodo di indagine e fenomeni di *macroscala* quei fenomeni verificatisi oltre tale intervallo temporale.

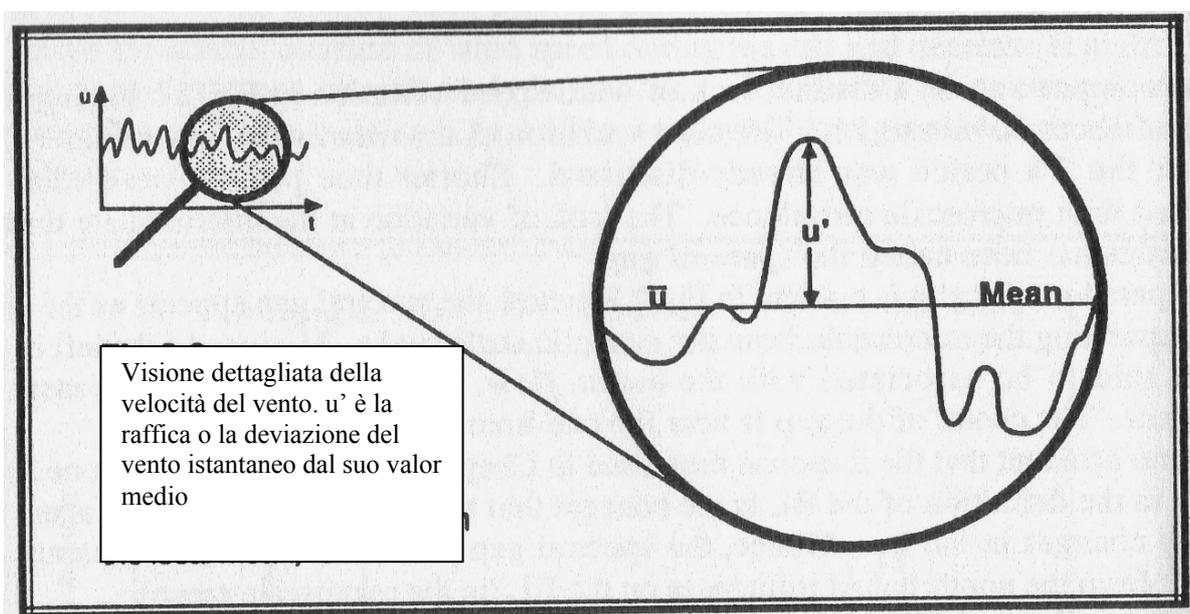


Fig. 2.8 Andamento del vento complessivo. Il vento totale può essere separato in una componente media ed in una parte turbolenta

Quantificando alcuni concetti su enunciati, si ha che se U è il modulo della velocità del vento istante per istante, nel periodo in cui può definirsi un modulo della velocità di vento medio \bar{U} , il modulo della turbolenza è $\tilde{u} = U - \bar{U}$. Quando \tilde{u}

è positivo significa che il vento effettivo è più grande (più veloce) del vento medio in quell'istante; viceversa nell'altro caso.

2.3.1 Energia cinetica di flusso

L'energia cinetica per unità di massa K_e per un flusso d'aria è pari a $K_e = 0.5 U^2$.

Risulta conveniente separare i contributi medi da quelli turbolenti. Ecco di seguito le equazioni per la parte media e per la parte turbolenta:

$$MK_e/m = 0.5 \tilde{U}^2 ; TK_e/m = 0.5 \tilde{u}^2.$$

Dove il prefisso M indica la parte media dell'energia cinetica e T la parte turbolenta.

2.3.2 Sistema di equazioni per la descrizione dei moti nel PBL

Si dà ora cenno alle equazioni che governano il moto dei fluidi nel PBL.

In meteorologia del PBL si ha a che fare con flussi di massa, calore, umidità, momento ed inquinanti. Ogni flusso può essere separato in una parte media ed in una parte turbolenta. Di ogni quantità può essere calcolata la correlazione con altre quantità sia nella parte media che nella parte turbolenta.

Le equazioni che possono essere scritte sono sei: equazione di stato, conservazione di: massa; momento; umidità; calore; inquinanti.

Equazione di stato. La legge di stato dei gas ideali descrive adeguatamente lo stato dei gas nello strato limite:

$$P = \rho_{\text{air}} R T_v$$

Dove ρ_{air} è la densità di aria umida; T_v è la temperatura virtuale assoluta (vedi par. 6) ed R è la costante dei gas perfetti.

Conservazione della massa (Equazione di continuità): $\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0$, dove ρ è

la densità del fluido ed U_j è la componente nella direzione j del vettore velocità

del vento totale. Inoltre essendo $\frac{d\rho}{dt} \frac{1}{\rho} \ll \frac{\partial U_j}{\partial x_j}$, l'equazione si riduce a $\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0$,

(approssimazione di incompressibilità).

Conservazione della quantità di moto (Seconda legge di Newton):

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\delta_{i3} g - 2\varepsilon_{ijk} \Omega_k - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$$

dove il primo termine a primo membro rappresenta l'accumulo di quantità di moto; il secondo termine a primo membro descrive l'advezione; il primo termine a secondo membro indica la gravità che agisce lungo la direzione verticale; il secondo termine a secondo membro descrive l'influenza della rotazione terrestre (effetto di Coriolis), dove le componenti del vettore velocità angolare della rotazione terrestre Ω_j sono $[0, \omega \cos(\varphi), \omega \sin(\varphi)]$, dove φ è la latitudine e $\omega = 2\pi/24h = 7.27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ è la velocità angolare della terra; il terzo termine a secondo membro descrive le forze di gradiente di pressione e l'ultimo termine a secondo membro rappresenta l'influenza dello stress viscoso e τ_{ij} è il tensore degli sforzi

di Newton ed è così definito:
$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \left(\mu_B - \frac{2}{3} \mu \right) \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij}$$

con μ e μ_B coefficienti d'attrito tipici dei fluido in esame.

Conservazione dell'umidità Sia q_T l'umidità specifica dell'aria, cioè la massa d'acqua (in tutte le fasi) per unità di massa d'aria. La conservazione dell'acqua può essere scritta, assumendo l'incompressibilità, come:

$$\frac{\partial q_T}{\partial t} + U_j \frac{\partial q_T}{\partial x_j} = v_q \frac{\partial^2 q}{\partial x_j^2} + \frac{s_{qT}}{\rho_{air}}$$

dove v_q è la diffusività molecolare del vapor d'acqua nell'aria. s_{qT} è il termine di sorgente netta (sorgente-perdite); la sua unità di misura è: massa di acqua totale per unità di volume ed unità di tempo. Separando l'umidità totale nella parte del vapore (q) e dello stato condensato (q_L) ed usando la relazione $q_T = q + q_L$ e $s_{qT} = s_q + s_{qL}$, l'equazione di conservazione dell'umidità può essere riscritta come due equazione accoppiate nel sistema:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + U_j \frac{\partial q}{\partial x_j} = v_q \frac{\partial^2 q}{\partial x_j^2} + \frac{s_q}{\rho_{air}} + \frac{E}{\rho_{air}} \text{ parte vapore}$$

$$\frac{\partial q_L}{\partial t} + U_j \frac{\partial q_L}{\partial x_j} = \frac{s_{qL}}{\rho_{air}} - \frac{E}{\rho_{air}} \text{ parte condensata}$$

dove E rappresenta la massa di vapor d'acqua per unità di tempo e per unità di volume, essendo creata da un cambiamento di fase da acqua condensata a vapore. Il primo e il secondo termine a primo membro per entrambe le equazioni e il primo a secondo membro per la prima sono analoghi a quelli dell'equazione della conservazione della quantità di moto. Il primo termine a secondo membro per la seconda equazione ed il secondo termine a secondo membro per la prima equazione rappresentano la sorgente netta di umidità, mentre l'ultimo termine per la prima e seconda equazione rappresentano la conversione di acqua liquida o solida in vapore.

Conservazione dell'energia (Prima legge della termodinamica) La prima legge della termodinamica descrive la conservazione dell'entalpia. Il vapor d'acqua in aria non trasporta solo calore sensibile associato alla sua temperatura, ma anche quello potenziale da rilasciare o assorbire in aggiunta durante ogni cambiamento di fase. Per semplificare le equazioni che descrivono la conservazione dell'entalpia, i micrometeorologi utilizzano spesso l'indicazione sul cambiamento di fase, E, contenuto nelle equazioni di conservazione dell'umidità. Un'equazione per θ , quantità che esprime il calore scambiato, così si scrive:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + U_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} - \frac{1}{\rho C_p} \left(\frac{\partial Q_j}{\partial x_j} \right) - \frac{L_p E}{\rho C_p}$$

Dove ν_θ è la diffusività termica, L_p il calore latente associato al cambiamento di fase e Q_j è la componente della radiazione netta nella direzione j. Il calore specifico per aria umida a pressione costante, C_p è approssimativamente riferibile al calore specifico per aria secca. I termini nell'equazione rappresentano nell'ordine: accumulo, advezione, e diffusione molecolare. Il penultimo termine indica il contributo di sorgente associato alla divergenza della radiazione. L'ultimo termine è pure un termine di sorgente associato al rilascio di calore latente durante un cambiamento di fase. Questi termini di sorgente influiscono sull'intero volume, non solo sul bordo.

Conservazione di quantità scalari Sia C la concentrazione (massa per unità di volume) di una quantità scalare qualsiasi (ad esempio un tracciante atmosferico come un aerosol). La conservazione della massa del tracciante richiede che sia :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = \nu_c \frac{\partial^2 C}{\partial x_j^2} + S_c$$

dove ν_c è la diffusività molecolare del costituente C; S_c è la sorgente della quantità scalare in esame.

Questo sistema di equazioni è sufficiente per descrivere la dinamica dello strato limite.

Ogni variabile su presentata può essere separata in una parte media ed in una parte turbolenta.

Per risolvere il sistema di equazioni in esame, che presentano un numero di incognite superiore al numero di equazioni, e quindi sono dette non chiuse, si ricorre ad alcuni metodi detti di chiusura. In pratica alcuni termini ignoti vengono parametrizzati come funzioni di quantità note e quindi il numero totale di incognite diminuisce. Il metodo della chiusura può essere applicato a più ordini, fino a che il sistema di equazioni non diventa chiuso.

2.6 Temperatura potenziale e temperatura potenziale virtuale

Nei paragrafi precedenti si è visto che la stabilità dell'atmosfera è fortemente condizionata dal grado di insolazione della superficie terrestre e quindi dai moti convettivi che ne derivano e dal conseguente gradiente termico verticale.

Lo studio della stabilità atmosferica è facilitato dall'introduzione di una grandezza fisica che esprime la tendenza dell'atmosfera a favorire i moti convettivi. Tale grandezza è la temperatura potenziale θ ed è definita come la temperatura che una massa d'aria, inizialmente a pressione p e a temperatura T , assumerebbe se fosse portata alla pressione di riferimento, di solito 1bar, attraverso una trasformazione adiabatica. Il suo logaritmo è proporzionale

all'entropia dell'aria; si comprende dunque perché la temperatura potenziale fornisce informazioni sulle turbolenze del PBL.

Poiché la conducibilità termica dell'aria è molto bassa, come già è stato fatto in precedenza, si assume che una massa d'aria soggetta a moti convettivi subisca trasformazioni adiabatiche.

Allora la trasformazione adiabatica che lega lo stato termodinamico iniziale (p_1, T_1, ρ_1) e quello finale (p_2, T_2, ρ_2) è:

$$p_2 V_2^{\frac{c_p}{c_v}} = p_1 V_1^{\frac{c_p}{c_v}}$$

Considerando il primo principio della termodinamica nel caso di trasformazione adiabatica tra i due stati indicati, si ricava la relazione tra le temperature relative ai due stati termodinamici collegati dalla suddetta trasformazione:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{R^*}{c_p}} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{R^* \gamma_d}{g}} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{R}{C_p}}$$

dove

- $R^* = R/M$ varia da gas a gas in base alla massa molare, per l'aria secca $R^* = 287 \text{ JK}^{-1} \text{ kg}^{-1}$

- c_p è il calore specifico molare a pressione costante, pari a $1004 \text{ JK}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ per l'aria secca.

Dalla precedente relazione segue la definizione di temperatura potenziale:

$$\theta = T \left(\frac{P_s}{P}\right)^{\frac{R^*}{c_p}} \quad (2.8)$$

dove P_s è una pressione di riferimento, di solito pari a 1bar.

Calcolando il logaritmo della precedente espressione, derivandola rispetto a z e introducendo la relazione idrostatica e la legge dei gas, si ricava il gradiente del profilo verticale della temperatura potenziale:

$$\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{T} (\gamma_d - \gamma) \quad (2.9)$$

Tale relazione esprime la tendenza dell'atmosfera a favorire o no i moti convettivi, collegandola alla differenza tra il gradiente termico normale γ_d e quello dell'atmosfera γ .

Si ottiene la seguente classificazione dell'atmosfera:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\theta}{dz} < 0 &\iff \gamma > \gamma_d && \text{atmosfera convettivamente instabile} && \gamma \text{ superadiabatico} \\
 \frac{d\theta}{dz} = 0 &\iff \gamma = \gamma_d && \text{atmosfera convettivamente neutra} && \gamma \text{ adiabatico} \\
 \frac{d\theta}{dz} > 0 &\iff \gamma < \gamma_d && \text{atmosfera convettivamente stabile} && \gamma \text{ subadiabatico}
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

L'utilità principale di θ è che rimane invariata anche dopo che si sono avute turbolenze in atmosfera e quindi funge da tracciante delle masse d'aria. I suoi cambiamenti principali sono dovuti, in modo blando, a processi radiativi e di mescolamento e, in modo significativo, alle alterazioni della concentrazione di vapore d'acqua a seguito di processi di evaporazione o di condensazione. Ciò rende θ inadeguata a svolgere il suo ruolo di discriminante della stabilità atmosferica quando è presente umidità.

In questi casi è introdotta accanto a θ un'altra grandezza termodinamica, la temperatura potenziale virtuale θ_v , che tiene conto, appunto, dei cambiamenti di temperatura dell'aria dovuti alla presenza di vapore acqueo in atmosfera.

Essa è definita come la temperatura potenziale di una massa d'aria secca che possiede la stessa densità dell'aria umida considerata, a parità di pressione. In altre parole è la temperatura che si ottiene dalla definizione di temperatura potenziale considerando invece della temperatura reale iniziale T , la temperatura virtuale T_v , definita come la temperatura assoluta che deve avere l'aria secca per uguagliare la densità dell'aria umida, alla stessa pressione. Risulta, allora:

$$\theta_v = \frac{\theta}{T} T_v = \theta(1 + 0.61q) \tag{2.11}$$

dove q è l'umidità specifica definita dal rapporto tra la densità del vapore d'acqua (aria satura) e la densità dell'aria (aria satura più aria secca).

Si può dunque concludere questo paragrafo sottolineando che le 2.10 (e relazioni analoghe scritte per θ_v in caso di aria umida) esprimono il legame tra la stabilità atmosferica e la temperatura potenziale (e potenziale virtuale). Tali relazioni hanno, però un carattere locale perciò una massa d'aria si trova in una condizione stabile, instabile o neutra, in base al gradiente di θ o θ_v ad una determinata quota.

La conoscenza del profilo verticale di temperatura di θ o θ_v è utile non solo per studiare la stabilità di masse d'aria ma anche per studiare la struttura del PBL, fortemente influenzata dai processi di trasporto che in esso si verificano.

Viene riportata, in figura 2-10, l'evoluzione del valor medio della temperatura potenziale virtuale durante un ciclo diurno:

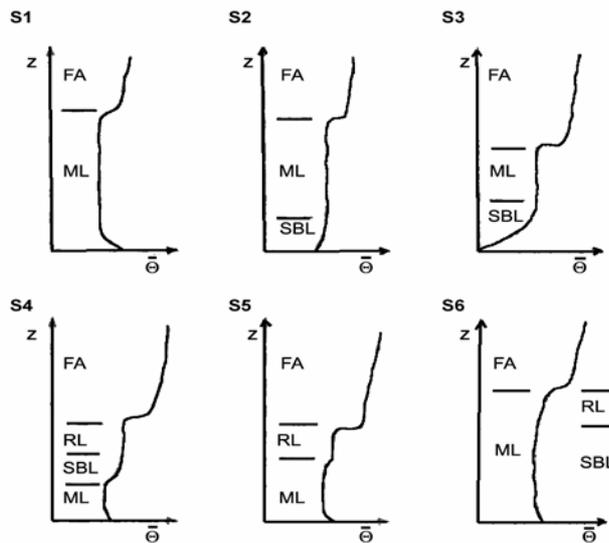


Figura 2-10 Profili della temperatura potenziale virtuale media in relazione all'evoluzione del PBL durante un ciclo diurno. Le sigle S1÷ S6 indicano vari momenti della giornata (rispettivamente pomeriggio, sera, notte, mattino, fine dello strato notturno, fine dello strato residuale); le sigle ML, SBL e RL si riferiscono agli strati che si sviluppano all'interno del PBL, durante la sua evoluzione diurna che sono rispettivamente: Mixed Layer, Stable Boundary Layer e Residual Layer e che saranno descritti in dettaglio nel seguito.

2.4 Ciclo diurno del PBL

In base alla definizione data all'inizio di questo capitolo il PBL è influenzato direttamente dalla superficie terrestre, il suo spessore dipende fortemente dalla morfologia della superficie e dalle condizioni meteorologiche, risultato dell'interazione dei vari processi di trasporto che avvengono in questa zona.

Per quanto riguarda la natura della superficie, si osserva che sul mare la profondità del BL varia lentamente nello spazio e nel tempo, a causa delle lente variazioni dei forzanti superficiali, dovute a loro volta, alla lenta variazione della temperatura della superficie marina, durante il ciclo diurno. Questo andamento della temperatura dipende dal continuo mescolamento delle masse d'aria

sovrastanti la superficie del mare e dalla grande capacità termica del mare, che può dunque assorbire una notevole quantità di calore senza subire grosse alterazioni della sua temperatura.

Sulla terraferma, invece, in regioni di alta pressione, il PBL ha una struttura ben definita, correlata all'orografia della regione sottostante e fortemente variabile, anche se in modo regolare, durante la giornata (ciclo diurno del PBL).

Nonostante le diversità indicate, è possibile individuare una caratteristica comune del PBL sia sul mare che sulla terraferma. Esso risulta essere generalmente più sottile in zone di alta pressione piuttosto che in quelle di bassa pressione.

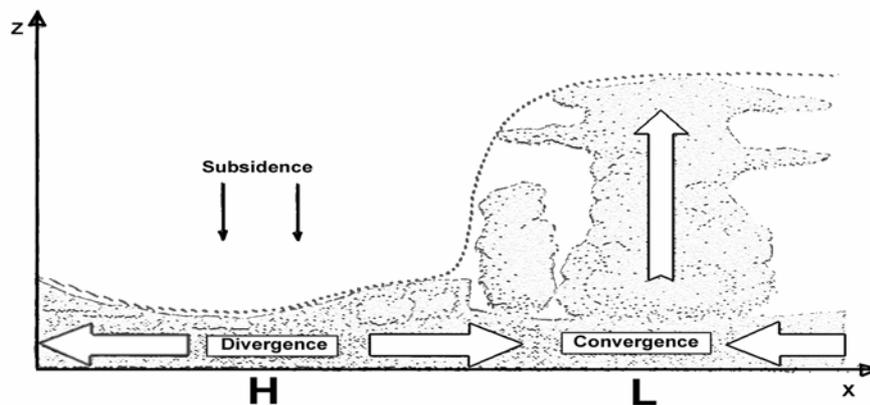


Figura 2-11 Effetto della pressione sulla variazione dello spessore del PBL.

In figura 2-11 si osserva che l'alta pressione causa uno schiacciamento dell'aria del PBL che si sposta orizzontalmente verso zone di bassa pressione (divergenza orizzontale dell'aria), dove attraverso moti convettivi, si allontana dalla terra (convergenza verticale verso l'alto) e raggiunge l'alta troposfera. Allora, profondità ridotte del PBL sono associate a situazioni atmosferiche stabili e prive di nuvole. Nelle zone di bassa pressione, la convergenza e i moti convettivi favoriscono spostamenti di masse d'aria in verticale fino a quote elevate, causando la formazione di nuvole cumuliformi o stratocumuli. In queste circostanze è complicato stabilire fisicamente la sommità del PBL e per convenzione si assume come sua altezza la base delle nuvole.

Si è detto che l'atmosfera terrestre è parzialmente trasparente alla radiazione solare: la parte che di questa arriva al suolo viene assorbita e poi trasferita allo strato d'aria adiacente, cioè al PBL, sotto forma di calore sensibile (conduzione)

oppure di calore latente sviluppato nei cambiamenti di stato acqua liquida - vapore acqueo e viceversa.

Di giorno predominano gli scambi energetici dovuti alla turbolenza convettiva e ai venti: al sorgere del sole, il suolo, inizialmente freddo, è riscaldato dalla radiazione solare provocando la formazione dei flussi verticali di calore sensibile e latente. Si sviluppa così uno strato convettivo turbolento al suolo, dovuto al moto ascensionale di sottili pennacchi di aria calda, soggetti ad una forza di galleggiamento positiva (correnti termiche ascendenti).

Quando il sole tramonta, l'azione radiativa in prossimità della superficie non si arresta immediatamente: si ha una riduzione graduale delle correnti termiche risalenti dalla superficie terrestre.

Di notte, il suolo si raffredda e l'aria a contatto con esso pure, divenendo più densa e arrestando ogni processo convettivo. Per lo stesso motivo, anche i venti diminuiscono. Pertanto di notte, predomina nel BL un meccanismo di raffreddamento radiativo IR con scambi energetici ristretti a poche centinaia di metri a causa dell'opacità dell'aria (forte assorbimento nell'IR).

Il bilancio energetico appena descritto conferisce al PBL un tipico andamento giorno-notte, schematizzato in figura 2-11. Le condizioni convettive cominciano ad interessare l'atmosfera circa mezz'ora dopo il sorgere del sole, e l'altezza del PBL continua poi ad aumentare sino a raggiungere il suo valore massimo nel tardo pomeriggio, quando la temperatura superficiale del suolo presenta il suo valore più alto.

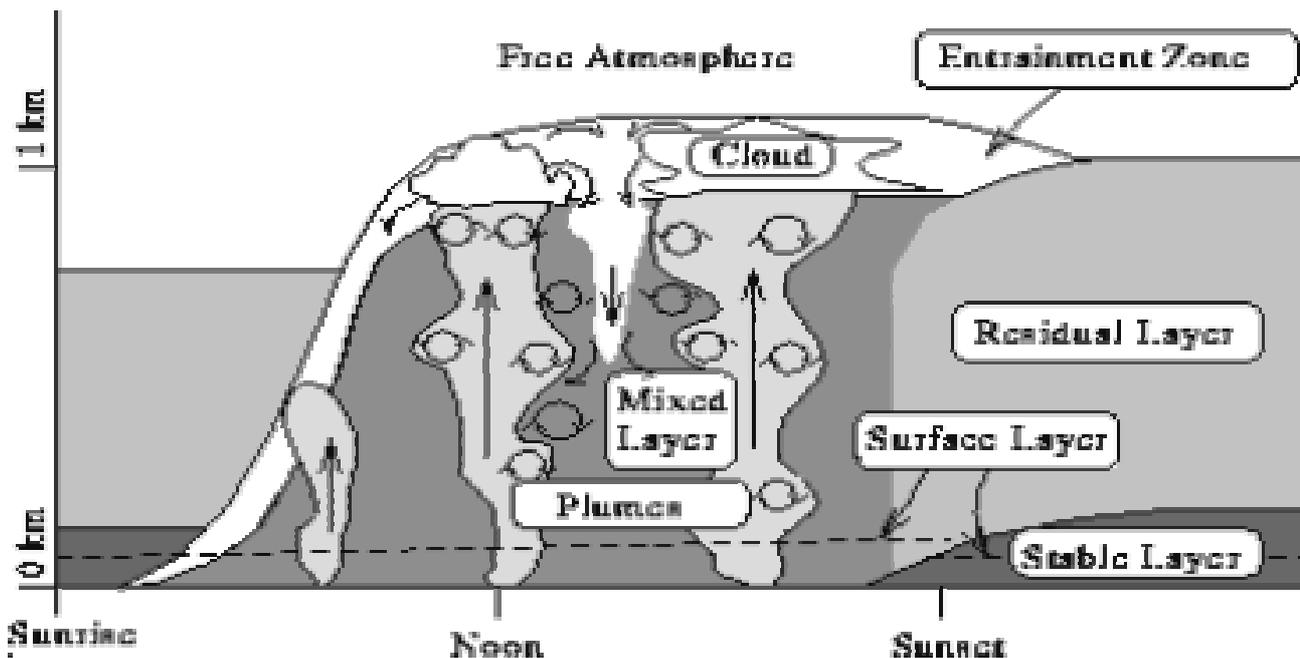


Figura 2-12 Struttura schematica dello strato limite planetario che si sviluppa sopra la superficie terrestre, in una regione di alta pressione e in condizioni di cielo sereno, durante un ciclo diurno.

Si distinguono tre principali strutture, lo strato rimescolato (Mixed Layer o ML), lo strato residuale (Residual Layer o RL) e lo strato limite stabile (Stable Boundary Layer o SBL) che saranno descritte nel dettaglio di seguito. In particolare, quando la turbolenza convettiva domina il mixing layer, esso prende il nome di strato limite convettivo (Convective Boundary Layer o CBL). In presenza di nuvole, al di sopra del ML, si trova un ulteriore strato detto cloud layer. Alla sommità del PBL si trova uno strato atmosferico, detto Entrainment Zone (EZ), che cattura l'aria della libera atmosfera trasferendola nel ML. In esso si sviluppa una condizione di inversione termica, vale a dire un incremento della temperatura con la quota, che conferisce una grande stabilità e blocca la propagazione delle correnti termiche ascendenti al di fuori del PBL, confinando la turbolenza nello strato limite.

A contatto con la superficie terrestre è possibile individuare, come è evidente in figura 2-12, un ulteriore strato, detto strato superficiale (Surface Layer o SL), che costituisce il fondo del BL: in esso i flussi turbolenti e le sollecitazioni dalla superficie sono relativamente costanti, con variazioni della loro intensità di meno del 10%. Pertanto l'altezza totale dello strato superficiale costituisce il 10%

dell'altezza totale del PBL. Sopra questo strato si sviluppa il mixed layer o lo stable boundary layer in base alla temperatura.

2.7.1 Strato limite convettivo

Lo strato limite convettivo è così definito in quanto il meccanismo di trasporto in esso dominante è la turbolenza di tipo convettivo, dovuta da una parte al trasferimento di calore dal suolo riscaldato dalla radiazione solare e dall'altra al raffreddamento radiativo dalla sommità del cloud layer.

Il primo fenomeno dà luogo a correnti termiche ascendenti che possono produrre a quote elevate, colonne d'aria della larghezza di alcune centinaia di metri, con un massimo di velocità verticale di 2-5 m/s; il secondo, invece, dà luogo a correnti d'aria fredda discendenti. L'intervallo temporale nel quale le sollecitazioni da terra sono trasmesse all'intero CBL, è dell'ordine di 20-30 minuti (tempo convettivo di scala); questo rappresenta il tempo tipico impiegato dall'aria per circolare tra la base e la sommità del CBL.

Sebbene la convezione sia il meccanismo dominante nella produzione di turbolenze nel CBL, tuttavia anche in presenza di vento particolarmente intenso si ha la formazione di uno strato ben miscelato (turbolenza di origine meccanica). Dunque, la turbolenza nello strato convettivo produce un intenso rimescolamento dell'aria che conferisce uniformità verticale a grandezze come calore, umidità, quantità di moto e grandezze meteorologiche caratteristiche come la velocità e la direzione del vento e la temperatura potenziale.

All'interno dello stato convettivo si possono, quindi, individuare tre sottostrati:

1. lo strato superficiale (Surface Layer o SL): strato instabile, dipende fortemente da quanto avviene sulla superficie terrestre. È caratterizzato da un lapse rate superadiabatico ($\gamma > \gamma_d$) e da una elevata concentrazione di inquinanti, data la sua vicinanza con la Terra. In esso i venti diminuiscono di intensità fino ad annullarsi in prossimità del suolo;
2. lo strato rimescolato (Mixed Layer o ML): si sviluppa nella parte centrale del CBL e presenta un profilo di temperatura quasi adiabatico (atmosfera

quasi neutra: c'è un uguale tasso di turbolenza nelle varie direzioni). Questo strato è caratterizzato da un intenso mescolamento dell'aria che dà luogo a profili uniformi di temperatura potenziale e a venti con velocità e direzione costanti. L'umidità diminuisce con la quota perché dal basso si ha l'evaporazione dell'acqua presente in superficie (piante, terreno, ...) e dall'alto la cattura di aria più secca;

3. l'entrainment zone: definisce la zona di transizione tra il ML e la libera atmosfera. È uno strato stabile subadiabatico ($\gamma < \gamma_d$), che ostacola la propagazione delle correnti termiche ascendenti dal ML verso la libera atmosfera. Quando tale impedimento è sufficientemente forte, generalmente di notte, si ha in questo strato l'inversione termica, che provoca una deviazione laterale delle masse d'aria che si muovono verso l'alto (updrafts), con successiva deflessione verso il basso e produzione di correnti d'aria discendenti (downdrafts). In questo caso l'EZ è detto strato stabile di inversione (Capping Inversion).

L'inizio della crescita del CBL si osserva circa mezz'ora dopo il sorgere del sole; durante il corso della giornata lo spessore del CBL continua a crescere grazie alla cattura di aria dallo strato sovrastante meno turbolento (che può essere lo strato limite stabile o lo strato residuale). La profondità massima è raggiunta nel tardo pomeriggio, quando la temperatura superficiale del suolo ha raggiunto il suo valore più alto. Una mezz'ora circa dopo il tramonto, il CBL comincia a 'decadere' ed origina lo Strato Residuale (RL), cioè quella regione caratterizzata da una stratificazione pressoché neutra, in cui è presente una turbolenza residua, che si trasformerà poi nello strato limite stabile notturno vicino al suolo.

È evidente, da quanto detto, che la presenza di nuvole influisce sul grado di insolazione della superficie terrestre. In presenza di nubi, infatti, l'intensità delle correnti termiche e, quindi, la crescita del CBL è rallentata. Inoltre in situazioni di copertura nuvolosa particolarmente intensa (nuvole molto spesse), è possibile che la turbolenza di origine termica sia quasi completamente assente, tanto da

poter ricondurre i processi di trasporto alla sola turbolenza d'origine meccanica. Ciò induce un ulteriore rallentamento nello sviluppo del ML.

La presenza dell'EZ provoca il confinamento dei processi turbolenti sotto tale zona e ciò ha un notevole riscontro nella dinamica atmosferica degli inquinanti che restano intrappolati nel PBL.

In figura 2-13 è mostrato l'andamento della concentrazione di inquinanti e della temperatura potenziale media, così come si sviluppa in questo strato durante un ciclo diurno.

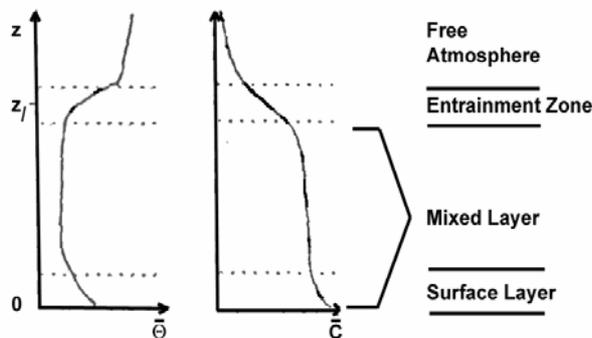


Figura 2-13 A sinistra è riportato l'andamento della temperatura potenziale media a destra quello della concentrazione degli inquinanti nello strato limite convettivo.

L'altezza del PBL, relazionata all'evoluzione diurna del CBL, è definita come la quota in corrispondenza della quale si ha la prima inversione termica in quota.

2.7.2 Strato residuale

Lo strato residuale (residual layer o RL) è il residuo del mixed layer, quando le correnti termiche ascendenti non si formano più ed i moti turbolenti di tipo convettivo diminuiscono di intensità. Tale strato è detto residuale perchè conserva le variabili di stato che caratterizzavano il ML al tramonto.

L'inizio della formazione del RL, si verifica circa mezz'ora prima del tramonto quando la radiazione solare è debole e non riesce a fornire l'opportuno grado di insolazione alla Terra per innescare i moti convettivi. Si sviluppano così, processi

turbolenti deboli, di origine prevalentemente meccanica a carattere isotropo, che conferiscono al RL una struttura atmosferica neutra⁹, con un tasso di raffreddamento più o meno uniforme (di circa 1K/100m). A parte la variazione della struttura della turbolenza e la modificazione del gradiente verticale della temperatura potenziale, l'andamento delle rimanenti variabili atmosferiche non subisce variazioni di rilievo rispetto a quello che presentavano nello strato rimescolato precedente la formazione dello strato residuo.

Gli inquinanti introdotti in quota durante il giorno, attraverso i processi di mescolamento che avvengono nel ML, rimangono sospesi nel RL durante la notte, subendo una diffusione simmetrica attorno all'asse orizzontale definito dalla direzione del vento e passante per la quota raggiunta dagli inquinanti di giorno.

Resta da sottolineare che lo strato residuale non essendo a contatto diretto con il suolo non è direttamente influenzato dai forzanti superficiali (non rientra dunque nella definizione data di PBL): il suo fondo viene modificato in conseguenza delle variazioni dello spessore dello strato d'aria sottostante, lo strato limite stabile, che si forma di notte contemporaneamente al RL.

2.7.3 Strato limite stabile

Poco prima del tramonto, contemporaneamente alla formazione del RL, comincia a formarsi un altro strato che è a contatto diretto con la superficie terrestre e che delimita il fondo del RL.

Tale strato è detto strato limite stabile (Stable Boundary Layer, SBL o Nocturnal Boundary Layer, NBL) perché in esso i moti convettivi sono praticamente nulli. Infatti, la sua comparsa è collegata al raffreddamento radiativo terrestre che si verifica quando, in assenza della radiazione solare, la Terra emette radiazione IR, cedendo calore all'atmosfera per irraggiamento. L'evoluzione di questo strato

⁹ È praticamente impossibile incontrare un'atmosfera in condizioni perfettamente neutre; ad ogni modo situazioni favorevoli ad una stratificazione neutra dell'atmosfera si verificano in condizioni di cielo coperto e molto nuvoloso e con una moderata intensità del vento, sia di giorno sia di notte, o durante le transizioni tra giorno e notte. Un tipico caso in cui si parla di atmosfera in condizioni neutre è anche quello di giornate caratterizzate da venti di forte intensità (turbolenza puramente meccanica).

resta vincolata a tale fenomeno ed è caratterizzata da una crescita a spese dello spessore del RL, in concomitanza con il progredire del raffreddamento degli strati d'aria adiacenti la superficie terrestre all'avanzare della notte. La profondità dello SBL raggiunge il suo massimo valore al sorgere del sole (progressivo raffreddamento dell'aria) e poi comincia a ridursi dal basso, all'alba del giorno successivo, quando comincia a riformarsi il ML (progressivo riscaldamento del suolo).

Si genera, dunque, uno strato di inversione termica al suolo che produce una debole turbolenza nello SBL, dovuta solo a fattori meccanici; essa si genera in prossimità della superficie e diminuisce rapidamente con la quota.

Questa situazione favorisce una stratificazione stabile dell'atmosfera con un certo mescolamento dell'aria più significativo in prossimità del suolo; dopodiché la turbolenza diminuisce dolcemente all'aumentare della quota, originando una stratificazione neutra in cui i rimescolamenti dell'aria sono quasi assenti (Figura 2-14).

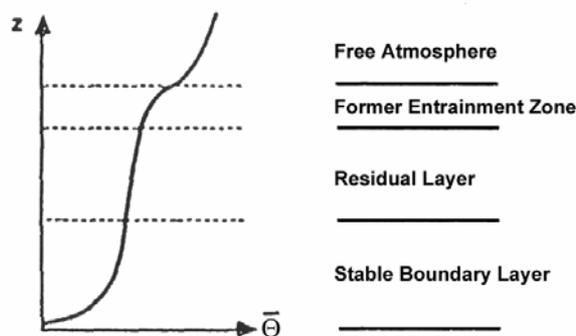


Figura 2.14 Andamento notturno della temperatura potenziale virtuale media in funzione della quota, quando si sviluppa lo SBL in concomitanza all'RL, all'interno del PBL.

L'elevata stabilità registrata in prossimità del suolo può condurre in questa zona a un'inversione termica (strato notturno di inversione al suolo) che impedisce ogni moto verticale di una massa d'aria, sia verso l'alto che verso il basso. Il moto verso l'alto è impedito perché a seguito di un'espansione adiabatica, una massa d'aria si troverebbe a temperature inferiori a quelle dell'aria circostante. Il moto verso il basso pure è impedito perché la particella manterrebbe una

temperatura superiore a quella dell'aria circostante e quindi tenderebbe comunque a ritornare nella sua posizione iniziale.

La profondità dello SBL è difficile da quantificare perché in molti casi tale strato (diversamente dal CBL che ha un limite superiore ben definito dall'entrainment zone) si confonde nel RL sovrastante, senza la possibilità di individuare una forte demarcazione del suo confine. Esistono varie definizioni dell'altezza dello SBL basate sul confronto tra il suo strato superiore, la base del RL, e quello inferiore, la sommità del RL.

Spesso l'altezza dello SBL è associata alla quota più bassa a cui avviene l'inversione, cioè corrisponde al primo punto in quota dove il gradiente termico della temperatura diventa adiabatico, condizione che si esprime come segue:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$$

La definizione data dello spessore dello SBL è difficile da applicare nella realtà, in quanto il gradiente della temperatura potenziale si avvicina a zero senza mai assumere tale valore.

L'ordine di grandezza dello spessore dello SBL va da poco più di zero (in corrispondenza della formazione dello SBL) fino a oltre 1000 m al mattino, anche se tipicamente si hanno spessori di circa 100÷500 m.

Lo SBL può formarsi anche di giorno quando il cielo è coperto da un sottile strato di nubi oppure ogni volta che la superficie terrestre è più fredda degli strati d'aria sovrastanti. Questa eventualità si verifica in prossimità delle coste o dopo il passaggio di un fronte caldo; in tali situazioni si ha la formazione di una stratificazione molto stabile dell'atmosfera che favorisce la formazione dello strato di inversione.

2.8 Cenni sui metodi per lo studio del PBL

Uno studio classico dello strato limite planetario è basato sull'esame del sondaggio termodinamico. Considerando le variazioni delle grandezze termodinamiche all'interfaccia tra PBL e FA, risulta che la sommità del BL è spesso contrassegnata da un'inversione termica in quota. Inoltre, si osserva in

corrispondenza della transizione verso la FA un brusco cambiamento della composizione della massa d'aria, una diminuzione dell'umidità relativa e lo sviluppo di venti geostrofici¹⁰.

La difficoltà principale associata a questo tipo di approccio, che richiede un sondaggio dell'intera atmosfera, consiste nell'effettuare misure in più punti lungo la superficie terrestre e a quote diverse dell'atmosfera. Il monitoraggio in superficie dell'atmosfera può essere eseguito attraverso opportune stazioni a terra, dotate della strumentazione adatta alla misurazione dei parametri meteorologici, quali anemometri, igrometri e radiosonde. L'indagine in quota viene effettuata tramite aerei o palloni meteorologici in quota. I dati raccolti sono rielaborati per ottenere profili atmosferici in corrispondenza di ciascuna delle postazioni in cui è lanciato un pallone. A partire da tali dati e dai profili che se ne ricavano, si ottengono simulazioni e modelli atmosferici per le previsioni meteorologiche e per il trasporto, la dispersione, la deposizione e la concentrazione degli inquinanti. Scopo di questa tesi è mostrare come una tecnica ottica, in particolare la tecnica lidar, sia capace di superare i problemi di invasività che caratterizzano le tecniche descritte.

¹⁰ Si definisce vento geostrofico un moto orizzontale rettilineo uniforme senza attrito, risultato dell'equilibrio tra la forza di gradiente barico e forza di Coriolis

Capitolo 3

Interazione radiazione- materia nelle tecniche ottiche di indagine atmosferica

Questo capitolo è dedicato all'analisi dei processi di assorbimento e di scattering che si verificano in atmosfera e che sono alla base delle tecniche ottiche oggi in uso per l'indagine atmosferica. I metodi ottici [3,1] hanno consentito e consentono lo sviluppo di sistemi ottici di rilevamento a distanza, capaci di fornire una stima della concentrazione delle specie in atmosfera, con la possibilità di individuarne la natura su vasti profili orizzontali e verticali. Tali sistemi hanno il vantaggio, rispetto alla campionatura in situ, di poter acquisire dati anche in aree inagibili e/o inospitali. Tra le varie tecniche ottiche grande importanza ha acquisito la tecnica Lidar (acronimo di Light Identification and Ranging) che consente di ottenere profili verticali ad alta risoluzione della distribuzione di aerosol e di molecole a differenti quote.

Inoltre i sistemi Lidar, basandosi sul rilevamento a distanza, costituiscono una tecnica non invasiva e offrono la possibilità, nella loro versione mobile, di poter essere trasportati per analisi su differenziate zone spaziali. Infine essendo utilizzabili sia di notte che su qualsiasi superficie sorvolabile sono adatti ad un monitoraggio continuo di vaste zone atmosferiche. I dettagli sulla tecnica Lidar saranno illustrati nel capitolo successivo.

Di seguito sono presentati i principali fenomeni di interazione radiazione-materia coinvolti nelle misure effettuate con tecniche di remote sensing: l'assorbimento e la diffusione, esaminati considerando la modifica che un fascio luminoso subisce quando interagisce con le molecole, il particolato e gli aerosol presenti in atmosfera.

3.1 Processo di assorbimento

Allo scopo di esaminare il *processo di assorbimento*, si consideri un fascio di radiazione monocromatica di lunghezza d'onda λ ed intensità $I(\lambda)$ propagantesi nella direzione z . L'intensità della radiazione subirà un'attenuazione nell'attraversare lo strato atmosferico di spessore dz , a seguito dell'assorbimento e dello scattering da parte delle molecole e degli aerosol presenti in atmosfera. La corrispondente variazione dell'intensità è espressa dalla relazione seguente:

$$dI(\lambda) = -\alpha(\lambda, z)I(\lambda)dz \quad (3.1)$$

dove:

- il segno negativo indica l'attenuazione del fascio;
- α è noto come coefficiente di *estinzione*, o di *attenuazione*, ed esprime fisicamente la riduzione di flusso di energia per unità di lunghezza nella direzione di propagazione del fascio. Esso rappresenta l'attenuazione totale dell'intensità del fascio dovuta alla concomitanza dell'assorbimento e della diffusione. Dimensionalmente, esso è l'inverso di una lunghezza [L^{-1}].

Integrando l'espressione (3.1) tra la quota $z = 0$ e z , si ottiene una legge molto usata nel campo del rilevamento a distanza, nota come *legge di Lambert-Beer*, che descrive l'andamento, in funzione della quota, dell'intensità di un'onda piana monocromatica che attraversa l'atmosfera:

$$I(\lambda, z) = I_0 \exp \left[- \int_0^z \alpha(\lambda, z') dz' \right] \quad (3.2)$$

dove:

- I_0 è l'intensità della radiazione trasmessa alla quota $z = 0$, ossia $I(\lambda, 0)$;

- $\int_0^z \alpha(\lambda, z) dz$ è noto come *spessore ottico* del mezzo, che, del tutto in generale può essere indicato come $\int_0^z \left(\sum_i N_{a,i} \sigma_{a,i} + \sum_j N_{s,j} \sigma_{s,j} \right) dz$, essendo $N_{a,i}$ ($N_{s,j}$) la densità numerica dell'i-ma specie assorbente (j-ma specie diffondente) e $\sigma_{a,i}$ ($\sigma_{s,j}$) la rispettiva sezione d'urto.

Dal rapporto tra l'intensità $I(\lambda, z)$ e I_0 , rispettivamente l'intensità incidente alla quota z e quella trasmessa alla quota $z=0$, si ricava un altro importante parametro per caratterizzare le proprietà ottiche dell'atmosfera, la *trasmissività atmosferica*:

$$T(\lambda, z) = \exp \left[- \int_0^z \alpha(\lambda, z) dz \right] \quad (3.3)$$

Tale grandezza dà informazioni sulla densità ottica dell'atmosfera e quindi sulla capacità dell'atmosfera di trasmettere in un certo range, una determinata lunghezza d'onda. La stima della trasmissività e in particolare dello spessore ottico, cioè del termine tra parentesi quadra nella (3.3), fornisce informazioni sulla concentrazione dei componenti diffusivi e assorbenti, fra cui notevole importanza hanno gli aerosol. La seguente figura illustra lo spettro di assorbimento dei costituenti dell'atmosfera terrestre in funzione della lunghezza d'onda.

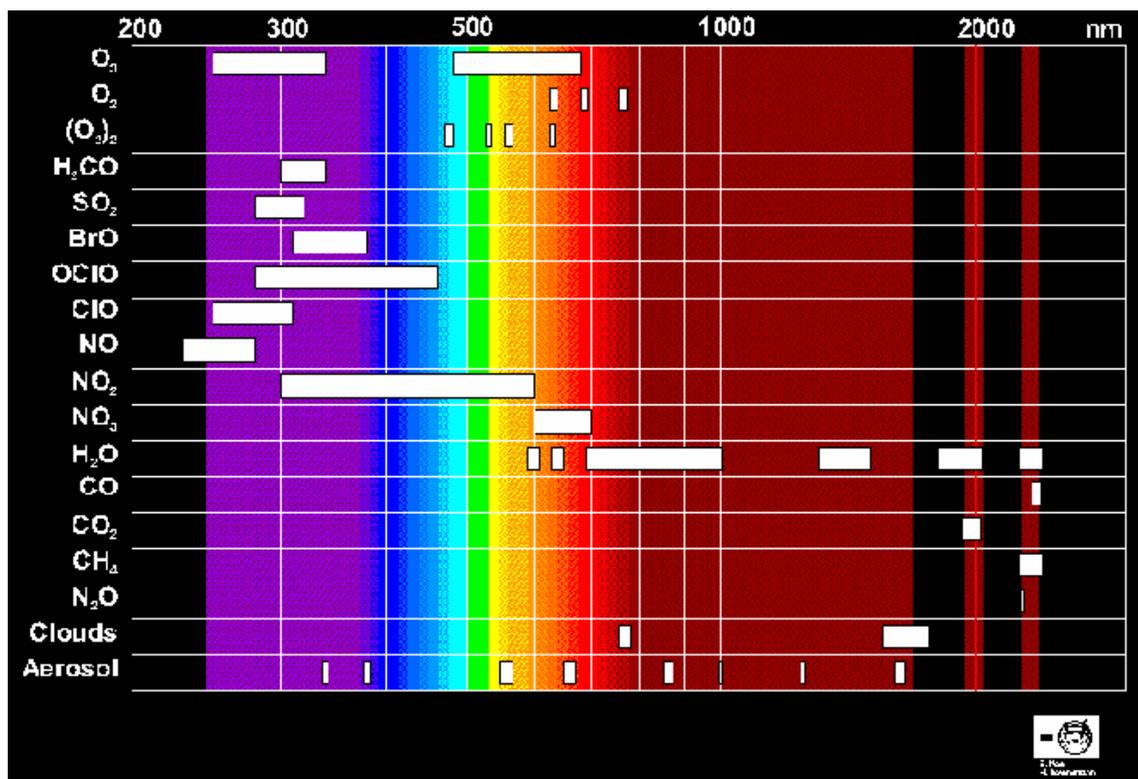


Figura 3-1 Assorbimento dei costituenti atmosferici in funzione della lunghezza d'onda.

3.2 Processo di scattering

Lo *scattering* è il processo secondo cui una particella, posta lungo il cammino di un'onda elettromagnetica, sottrae prima energia all'onda incidente e la irradia poi nell'angolo solido totale centrato sulla particella. Affinché avvenga un tale processo, occorre che l'indice di rifrazione della particella sia differente da quello del mezzo circostante, in questo modo la particella costituisce una discontinuità ottica per l'onda incidente.

Il principio fisico sul quale lo scattering si basa può essere spiegato mediante la teoria delle onde elettromagnetiche. Il campo elettrico dell'onda incidente causa l'oscillazione degli elettroni della particella alla stessa frequenza dell'onda. Si originano così delle cariche oscillanti (dipoli) che producono onde sferiche, di frequenza uguale alla frequenza dell'onda incidente (scattering elastico). La forma della distribuzione della radiazione diffusa dipende dalla relazione tra la lunghezza d'onda della radiazione incidente e le dimensioni del centro diffusore,

mentre le sue proprietà di simmetria rispetto alla direzione di incidenza sono legate all'isotropia della particella diffondente.

Come visto nei paragrafi precedenti, esiste una vasta gamma di particelle atmosferiche che causano lo scattering, diverse per dimensione, distribuzione e proprietà ottiche. Ciò rende estremamente complesse e varie le proprietà di diffusione (dipendenza angolare e intensità della radiazione diffusa), in particolare quando le dimensioni dei centri diffusori sono comparabili con la lunghezza d'onda della luce che li illumina. Per semplificare la trattazione è utile introdurre un parametro di misura dello scattering, x , legato alle dimensioni relative della particella diffondente e alla lunghezza d'onda della luce incidente, definito come:

$$x = \frac{2\pi}{\lambda} a = ka \quad (3.4)$$

dove a esprime la dimensione lineare della particella e λ la lunghezza d'onda incidente.

In base alla (3.4), risulta che la forma della distribuzione è influenzata dal rapporto tra l'indice di rifrazione della particella e quello del mezzo, detto *indice di rifrazione relativo del centro diffusore*.

Il parametro x influisce pesantemente sulla forma della distribuzione spaziale della radiazione elettromagnetica diffusa. Se le dimensioni delle particelle sono molto più piccole della lunghezza d'onda della radiazione incidente ($x \ll 1$), la radiazione diffusa è distribuita quasi uniformemente attorno alla particella e il processo di interazione dominante è descritto dallo *scattering di Rayleigh*. Man mano che le dimensioni della particella aumentano, compare un picco in avanti, nella direzione di propagazione del fascio e la distribuzione della radiazione diffusa perde la sua simmetria, (rapporto crescente tra l'intensità diffusa in avanti e quella diffusa indietro), fino a risultare quasi indipendente dalla lunghezza d'onda, quando le dimensioni delle particelle sono molto maggiori di λ . In queste circostanze la teoria di Mie fornisce una descrizione opportuna dei processi di scattering. In figura 3-2 è rappresentata schematicamente la situazione.

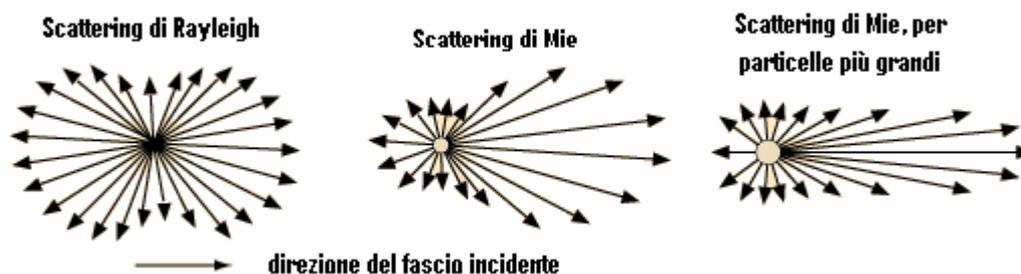


Figura 3-2 Distribuzione angolare della radiazione diffusa al variare del parametro x .

Lo scattering di Lord Rayleigh si osserva nei processi di interazione di luce visibile ($\lambda \approx 500 \text{ nm}$) con molecole gassose in atmosfera ($a \sim 0.1 \text{ nm}$) e anche con radiazione nelle microonde ($\lambda \sim 5 \text{ cm}$) interagente con gocce di pioggia ($a < 2.5 \text{ mm}$), corrispondenti a valori di x pari a 10^{-3} e 0.3 rispettivamente. Quando $x < 0.3$ la teoria di Rayleigh è adatta a descrivere i processi di scattering (approssimazione al primo ordine della teoria di Mie). Prevale, invece, lo scattering di Mie per valori di $x > 0.3$ fino a circa 50 , osservato per luce visibile interagente con piccole particelle di aerosol ad esempio con aerosol marini ($a \sim 4 \mu\text{m}$).

Vengono quindi descritte nel dettaglio le tre tipologie fondamentali di scattering, identificabili in base alla dimensione a della particella e alla lunghezza d'onda λ della radiazione incidente.

La prima, in cui risulta $a \ll \lambda$, è descritta tramite la *teoria di Rayleigh*, dal nome del fisico che per primo studiò le proprietà di scattering delle particelle piccole.

L'intensità diffusa in un processo di questo tipo, varia con la seconda potenza del volume della particella ed è inversamente proporzionale alla quarta potenza della lunghezza d'onda. 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 le dimensioni della particella sono confrontabili con la lunghezza d'onda della radiazione incidente 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 uno sviluppo in serie, che comprende tutte le dimensioni delle particelle, il cui primo termine è quello corrispondente allo scattering di Rayleigh.

Una terza tipologia di scattering è lo *scattering Raman*, che consiste nella diffusione, da parte di alcune molecole, di radiazione di lunghezza d'onda leggermente differente da quella incidente. Lo scattering è facilmente rivelabile se il fascio incidente è monocromatico: nella radiazione diffusa si hanno picchi a frequenze diverse da quella della radiazione incidente, corrispondenti alle transizioni rotovibrazionali delle molecole bersaglio.

3.2.1 Scattering di Rayleigh

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

Si consideri un modello ideale, in cui la massa molecolare risieda 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.

Quando la molecola è soggetta ad un campo elettrico, le cariche sono sottoposte ad oscillazione forzata e si crea un momento di dipolo indotto \vec{p} , che oscilla in risonanza e parallelamente al vettore campo elettrico incidente, polarizzando la molecola. Proprio la polarizzabilità della molecola è alla base del fenomeno di scattering.

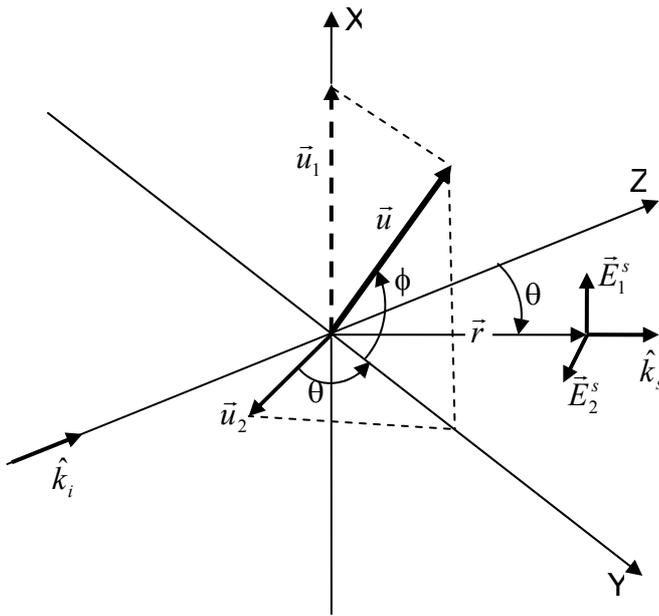


Figura 3-3 Schema della diffusione elastica di Rayleigh.

In figura 3-3 è rappresentato lo schema dello scattering di Rayleigh: la molecola è posta nell'origine del sistema di riferimento XYZ. Quando è investita da un campo elettrico incidente, \vec{E}_i , polarizzato linearmente lungo la direzione \hat{u} e propagantesi lungo la direzione \hat{k}_i , la molecola produce un momento di dipolo:

$$\vec{p} = q\vec{\delta}$$

dove

- q rappresenta la carica spostata per effetto del campo incidente (di seguito è considerato il caso semplice $q = e$);
- $\vec{\delta} = \delta\hat{u}$ indica lo spostamento della carica dalla sua posizione di equilibrio per effetto del campo incidente.

Con riferimento alla figura 3-3, si può scrivere \vec{p} in termini delle sue componenti

:

$$p_x = e\delta_x = \left[\frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} E_0 \sin \omega t \right] \sin \phi \quad (3.5.1)$$

$$p_y = e\delta_y = \left[\frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} E_0 \sin \omega t \right] \cos \phi \quad (3.5.2)$$

dove:

- δ_x e δ_y sono le soluzioni dell'equazione delle oscillazioni forzate della singola carica elettronica lungo x e y e costituiscono la risposta di un elettrone legato al campo \vec{E}_i incidente sulla molecola;
- E_0 è l'ampiezza del campo elettrico incidente sulla molecola;
- e ed m sono, rispettivamente, la carica e la massa elettronica;
- ω_0 è la pulsazione di risonanza, pari a $\omega_0 = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^3 m} \right)^{1/2}$, con r raggio della *shell* elettronica;
- ω è la pulsazione del campo elettromagnetico incidente.

Il momento di dipolo oscillante, innescato dall'onda incidente, genera un'onda secondaria il cui campo elettrico, campo di scattering, a grande distanza

$\left(R \gg \frac{\lambda}{2\pi} \right)$, è dato dalla seguente espressione:

$$\vec{E}_s = \frac{-e}{4\pi\epsilon_0 c^2 R} \left[\hat{k}_s \times \left(\hat{k}_s \times \vec{u} \right) \right]_{rit} \quad (3.6)$$

dove:

- $\vec{k}_s = \frac{2\pi}{\lambda} \hat{k}_s$ definisce il vettore di propagazione del campo diffuso;
- \vec{u} è l'accelerazione istantanea del dipolo elettrico, al tempo ritardato $(t - R/c)$, la cui espressione esplicita si ottiene derivando due volte rispetto al tempo la soluzione dell'equazione delle oscillazioni forzate della singola carica elettronica.

Esplicitando nella precedente equazione l'espressione di \vec{u} , si ha:

$$\vec{E}_s = \frac{\omega^2 p_0}{4\pi\epsilon_0 c^2 R} \sin \omega(t - R/c) [\hat{u}_2 \cos \vartheta \cos \phi + \hat{u}_1 \sin \phi] \quad (3.7)$$

dove:

- $p_0 = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} E_0$ è il massimo valore del momento di dipolo;
- ϑ è l'angolo di scattering, cioè l'angolo tra la direzione \vec{k}_i dell'onda incidente e la direzione \vec{k}_s dell'onda diffusa nel piano di scattering YZ;
- ϕ è l'angolo di polarizzazione del campo incidente;
- \hat{u}_1 e \hat{u}_2 sono versori tra loro ortogonali, che forniscono le direzioni delle componenti dell'accelerazione \vec{u} nel piano perpendicolare alla direzione di scattering (componenti perpendicolare e parallela al piano di scattering);
- R è una qualunque distanza lungo la direzione di scattering.

Dalla (3.7) si può ricavare l'espressione della potenza radiante media per unità di lunghezza d'onda e per unità di area normale alla direzione di propagazione, ovvero l'*irradianza* spettrale media, prodotta dal campo diffuso alla distanza R , definita dal vettore di Poynting mediato su un periodo ottico $2\pi\omega^{-1}$, [Watt m⁻²]:

$$\bar{S} = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 E_{0s}^2 \quad (3.8)$$

dove E_{0s} è l'ampiezza del campo diffuso.

Dall'espressione (3.7) si ottiene:

$$\bar{S} = \frac{\pi^2 c}{2 \varepsilon_0 \lambda^4 R^2} \left[\frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \right]^2 E_0^2 [\cos^2 \phi \cos^2 \vartheta + \sin^2 \phi] \quad (3.9)$$

Spesso lo scattering atmosferico è descritto in termini della *radianza* $J(\vartheta, \phi)$, definita come la potenza radiante per unità di angolo solido e per unità di area proiettata [Watt sr⁻¹m⁻²]. Tale grandezza ha il vantaggio di non dipendere da R e di fornire un'indicazione della densità di energia e.m. irradiata da una sorgente. Poiché $\bar{S} = J / R^2$, risulta $J = \bar{S} R^2$, cioè dalla (3.9):

$$J(\vartheta) = \frac{\pi^2 c}{2 \varepsilon_0 \lambda^4} \left[\frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \right]^2 E_0^2 [\cos^2 \vartheta \cos^2 \phi + \sin^2 \phi] \quad (3.10)$$

Nel caso in cui la radiazione incidente sia un'onda piana, non polarizzata, analogamente a quanto fatto in precedenza nel caso di una onda polarizzata linearmente, si ottiene:

$$J(\vartheta) = \frac{\pi^2 c}{2\varepsilon_0 \lambda^4} \left[\frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \right]^2 E_0^2 [\cos^2 \vartheta + 1] \quad (3.10)'$$

È importante osservare che la dipendenza angolare dell'intensità della luce diffusa è modulata dal termine $\frac{1}{\lambda^4}$, pertanto la luce a corta lunghezza d'onda è più fortemente diffusa di quella a più lunga lunghezza d'onda: è questo il motivo per cui il cielo la mattina appare azzurro. Inoltre la dipendenza angolare dell'intensità della luce diffusa è proporzionale a $(1 + \cos^2 \vartheta)$ per radiazione incidente non polarizzata. Ciò significa che il massimo della intensità diffusa si verifica in corrispondenza delle direzioni in avanti ($\vartheta = 0^\circ$) e indietro ($\vartheta = 180^\circ$) rispetto alla direzione di incidenza.

Un parametro utile per descrivere lo scattering è la *sezione d'urto angolare di scattering*, 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 ϑ . In simboli:

$$\sigma(\vartheta) \bar{S}' = J(\vartheta) \quad (3.11)$$

cioè, la sezione d'urto angolare di scattering è pari al rapporto tra la radianza diffusa $J(\vartheta)$ e l'irradianza dell'onda incidente, $\bar{S}' = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_0^2$.

Eliminando nelle (3.10) e (3.10)' la dipendenza dalla frequenza ω attraverso il quadrato dell'indice di rifrazione complesso del mezzo n e utilizzando la (3.11) si ottiene, [3,2]:

per luce incidente polarizzata linearmente

$$\sigma(\vartheta) = \frac{\pi^2}{N^2 \lambda^4} (n^2 - 1)^2 [\cos^2 \vartheta \cos^2 \phi + \sin^2 \phi] \quad (3.12)$$

per luce incidente non polarizzata

$$\sigma(\vartheta) = \frac{\pi^2}{2N^2\lambda^4} (n^2 - 1)^2 [\cos^2 \vartheta + 1] \quad (3.12)'$$

dove:

- n è l'indice di rifrazione del gas;
- N è il numero di dipoli oscillanti per unità di volume, ossia la densità dei diffusori;
- λ è la lunghezza d'onda della radiazione incidente e di quella diffusa.

Integrando su tutto l'angolo solido la (3.12), si ottiene la *sezione d'urto di scattering totale* di Rayleigh per una singola molecola isotropa illuminata da luce polarizzata linearmente:

$$\sigma = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N^2\lambda^4} \quad (3.13)$$

Nell'ambito del remote sensing è utile introdurre la *sezione d'urto di retrodiffusione*, ovvero quella corrispondente al fenomeno di diffusione a 180° rispetto alla direzione del fascio di luce incidente sulla particella. Essa è data da:

$$\sigma^\pi(\lambda) = \frac{d\sigma(\vartheta = \pi)}{d\Omega} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{N^2\lambda^4} \quad (3.14)$$

che ha un ordine di grandezza di $10^{-28} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1}$ per radiazione nel visibile.

Altro parametro importante è il *coefficiente angolare di scattering* β_a definito come la intensità totale rimossa da un fascio di luce da parte di N particelle sospese per unità di volume, per unità di irradianza del volume, cioè:

$$\beta_a = \sigma N \quad (3.15)$$

e, quindi in base alla (3.13):

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

da cui si ottiene, per il coefficiente di backscattering:

$$\beta_a(\vartheta = \pi) = \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{N\lambda^4} \quad (3.16)$$

Il coefficiente $\beta_a(\pi) = \beta$ rappresenta la parte di energia incidente che viene retrodiffusa dal bersaglio atmosferico, per unità di angolo solido e per spessore atmosferico unitario [$L^{-1}sr^{-1}$].

Dalle equazioni (3.14) e (3.16) risulta che, nota la sezione d'urto, una misura del *coefficiente di retrodiffusione* consente di ricavare la densità dei bersagli.

Tutta questa trattazione è ovviamente valida se si considera un atomo o una molecola come singolo oscillatore, condizione soddisfatta se tali bersagli possono considerarsi piccoli rispetto alla lunghezza d'onda della radiazione incidente.

Nel caso di particelle con dimensione lineare molto minore della lunghezza d'onda della radiazione incidente vale ancora la teoria di Rayleigh sullo scattering e quindi l'intensità della radiazione diffusa è proporzionale all'inverso della quarta potenza di λ . La principale differenza tra lo scattering elastico da parte delle molecole e da parte delle particelle è nell'ordine di grandezza delle sezioni d'urto coinvolte: chiaramente le sfere dielettriche di raggio molto maggiore rispetto alle dimensioni delle molecole hanno sezione d'urto di scattering più grandi.

3.2.2 Scattering di Mie

La teoria di Mie descrive il fenomeno dello scattering quando i centri diffusori sono particelle di dimensioni comparabili con la lunghezza d'onda λ della radiazione incidente. Man mano che aumentano le dimensioni delle particelle interessate, relativamente alla lunghezza d'onda, l'intensità della luce diffusa diventa una funzione sempre più complessa del parametro x , dell'indice di rifrazione e della forma delle particelle coinvolte nello scattering: la teoria di Mie può essere vista come una graduale evoluzione della teoria di Rayleigh, in cui

dapprima la distribuzione della radiazione diffusa è uniforme attorno al centro diffusore e man mano che x aumenta, perde la sua simmetria.

Nel regime di Mie ogni particella è considerata come composta da più molecole e lo scattering da parte di una tale particella può essere trattato come una estensione dello scattering da parte di una singola molecola. Investite dalla radiazione, le molecole che costituiscono la particella diffondente di Mie, diventano dei dipoli oscillanti che producono onde secondarie, dette parziali, le cui ampiezze rappresentano i termini di una serie convergente, la cui somma al quadrato costituisce la funzione di Mie per l'intensità diffusa per un determinato angolo di diffusione. 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. Tutto questo produce un fenomeno di interferenza fra le onde parziali, che provoca una variazione nell'intensità diffusa con l'angolo di osservazione. Pertanto si osserva un rapporto crescente tra l'intensità diffusa in avanti e quella diffusa all'indietro.

La geometria dello scattering di Mie (figura 3-4) può essere rappresentata in un sistema di riferimento OXYZ, dove il volume contenente N particelle è posto nell'origine. Si assume che la luce incidente viaggi nella direzione X positiva, mentre la direzione di osservazione è data dalla retta OD nel piano XZ, posta ad un angolo θ , l'angolo di diffusione, rispetto all'asse X . La distanza OD tra la particella ed il rivelatore è sufficientemente grande da far sì che il volume occupato dai diffusori possa essere considerato puntiforme dal rivelatore posto in D.

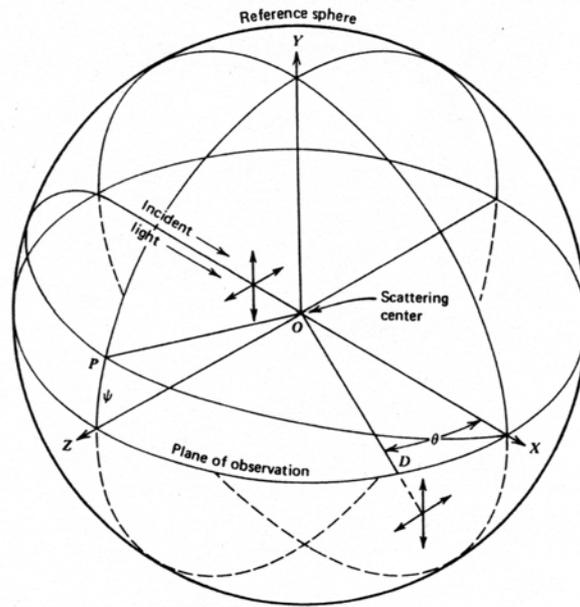


Figura 3-4 Geometria dello scattering di Mie.

La luce diffusa dalla particella all'angolo θ 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; tali componenti risultano proporzionali alle due funzioni di distribuzione di intensità di Mie, i_1 e i_2 rispettivamente. Per una particella sferica e isotropa, queste sono espresse come somma di una serie infinita di termini, [3,3]:

$$i_1(x, m, \theta) = |S_1|^2 = \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n) \right|^2 = |\text{Re}(S_1) + \text{Im}(S_1)|^2$$

$$i_2(x, m, \theta) = |S_2|^2 = \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n) \right|^2 = |\text{Re}(S_2) + \text{Im}(S_2)|^2$$

dove:

- x è il parametro caratteristico delle dimensioni della particella;
- m è l'indice di rifrazione complesso del mezzo;
- θ è l'angolo di osservazione (angolo di scattering);

- S_1 e S_2 sono le ampiezze complesse delle onde diffuse osservate, dipendenti solo da θ ;
- a_n e b_n sono funzioni complesse di Ricatti-Bessel;
- π_n e τ_n sono funzioni che contengono le derivate prime e seconde dei polinomi di Legendre di ordine n .

La teoria di Mie stabilisce che la sezione d'urto angolare di diffusione di una particella è:

$$\sigma_p(\vartheta, \phi) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} [i_2 \cos^2 \psi + i_1 \sin^2 \psi] \quad (3.17)$$

dove il significato di tale grandezza è analogo a quello espresso nella relazione (3.11) per la sezione d'urto angolare di diffusione di una molecola, e quindi esprime il rapporto tra l'intensità diffusa nell'unità di angolo solido, $J_s(\vartheta, \phi)$, e l'irradianza incidente, I_i . In simboli:

$$\sigma_p(\vartheta, \psi) I_i = J_s(\vartheta, \psi)$$

essendo $J_s = I_s R^2$, con I_s l'irradianza del campo diffuso.

Quando la particella è illuminata da luce polarizzata piana, con il vettore campo elettrico inclinato di un angolo ψ rispetto al piano di osservazione XZ (tale che $\psi < \pi/2$), l'intensità della luce diffusa nel piano (irradianza) è data da:

$$I_s(\vartheta, \psi) = \frac{I_i}{R^2} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} (i_1(\vartheta) \sin^2 \psi + i_2(\vartheta) \cos^2 \psi) \quad (3.18)$$

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:

$$I_{s,\parallel}(\vartheta, \psi) = \frac{I_i}{R^2} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} i_2(\vartheta) \cos^2 \psi \quad I_{s,\perp}(\vartheta, \psi) = \frac{I_i}{R^2} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} i_1(\vartheta) \sin^2 \psi \quad (3.19)$$

che rappresentano le componenti della intensità diffusa, polarizzate parallelamente e perpendicolarmente al piano di scattering.

Per il caso più generale di luce non polarizzata, che è anche quello più frequente e naturale in atmosfera, l'intensità diffusa ha espressione data da:

$$I_s(\theta, \psi) = \frac{I_{\perp}(\theta, \psi) + I_{\parallel}(\theta, \psi)}{2} = \frac{I_i}{R^2} \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left(\frac{i_1 + i_2}{2} \right) \quad (3.20)$$

e la sezione d'urto angolare di scattering è data da:

$$\sigma_p(\theta) = \frac{I_{\perp}(\theta) + I_{\parallel}(\theta)}{2I_i} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \left(\frac{i_1 + i_2}{2} \right) \quad (3.21)$$

dove I_i è l'irradianza della luce incidente.

La trattazione fin qui svolta riguarda la diffusione di una onda piana e monocromatica da parte di una particella sferica omogenea in un mezzo omogeneo e per questi casi la teoria di Mie porta ad una soluzione rigorosa. Il caso reale è più complesso in quanto l'atmosfera è caratterizzata da agenti di diffusione che differiscono per composizione, forma e dimensioni e quindi occorre considerare i risultati teorici ottenuti per una polidispersione di sfere omogenee, come generalizzazione della soluzione. 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 dello scattering di Rayleigh 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, e tenendo adesso conto delle diverse sezioni d'urto delle particelle, risulta per il caso polidispersivo:

$$\beta_p(\theta) = \int_{r_1}^{r_2} N(r) \sigma_p(\theta, r) dr \quad (3.22)$$

dove $N(r)dr$ rappresenta il numero di particelle con indice di rifrazione n , aventi un raggio compreso tra r e $r + dr$, e i limiti di integrazione definiscono l'intervallo di variabilità dei raggi per la distribuzione dei diffusori.

3.2.3 Scattering di Raman

La diffusione Raman è un processo ottico non lineare che si manifesta con la comparsa, nello spettro della radiazione diffusa, di bande spostate rispetto alla

frequenza della radiazione incidente, di una quantità pari alle frequenze rotovibrazionali della molecola in esame.

Poiché le transizioni rotovibrazionali fra i livelli molecolari sono strettamente dipendenti dal tipo di legame chimico che si instaura tra gli atomi costituenti una molecola, la diffusione Raman consente di risalire alla specie molecolare bersaglio, attraverso lo studio del suo spettro rotovibrazionale.

Se si illumina un campione di gas con una radiazione monocromatica di frequenza ν , per effetto dell'interazione con il fotone la molecola subisce una transizione dallo stato iniziale $|m\rangle$ ad uno stato intermedio $|j\rangle$, virtuale, caratterizzato da un'energia non risonante con quella dei fotoni incidenti. Se questo stato eccitato non è stazionario, la molecola decade verso lo stato finale $|n\rangle$ mediante una diseccitazione radiativa. Se lo stato $|n\rangle$ coincide con lo stato iniziale $|m\rangle$, viene emessa radiazione alla stessa frequenza della radiazione incidente (si rientra nel caso dello scattering di Rayleigh), in caso contrario si origina lo spettro Raman. In questo caso, indicando con ν il numero quantico vibrazionale, si possono distinguere, per una molecola biatomica, due transizioni possibili, $\Delta\nu=\pm 1$, relative alla situazione in cui la molecola ritorna in uno stato vibrazionale immediatamente sopra o sotto al livello vibrazionale iniziale. Nel primo caso ($\Delta\nu=+1$) si parla di righe *anti-Stokes*, nell'altro ($\Delta\nu=-1$) di righe *Stokes*.

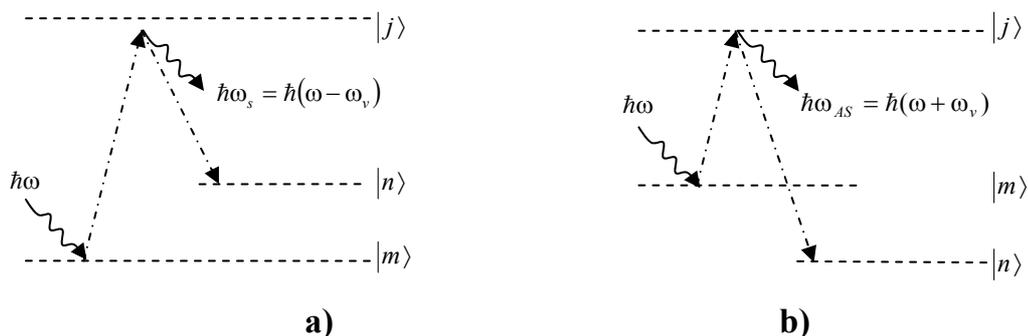


Figura 3-5 a) processo Stokes; b) processo anti-Stokes

Le righe Stokes corrispondono al caso in cui l'energia dello stato finale $|n\rangle$ è maggiore di quella dello stato iniziale $|m\rangle$ (la molecola assorbe il fotone con

energia pari alla differenza di questi stati); le righe anti-Stokes corrispondono al caso inverso. Ovviamente, l'intensità dei due tipi di righe dipende dalla distribuzione di popolazione dei livelli e, poiché il livello di energia maggiore è meno popolato, le righe Stokes sono più intense delle righe anti-Stokes.

Accanto alla variazione dello spettro vibrazionale occorre considerare la variazione dello spettro rotazionale. Se si indica con J il numero quantico rotazionale, le transizioni permesse per una molecola biatomica sono $\Delta J = 0, \pm 2$.

Quindi, lo spettro Raman risulta composto di tre branche:

- la branca S, corrispondente a $\Delta J = +2$;
- la branca Q, corrispondente a $\Delta J = 0$;
- la branca O, corrispondente a $\Delta J = -2$.

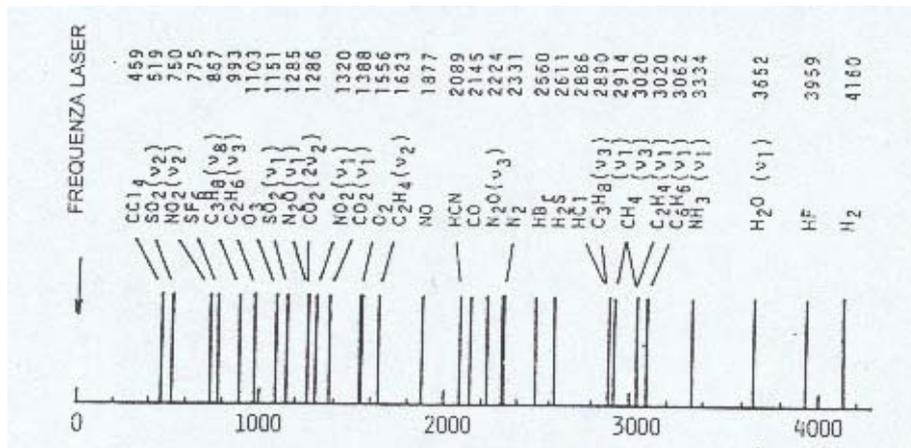


Figura 3-6 Spostamento in frequenza della branca Q degli spettri Raman vibrazionali di molecole tipicamente presenti in atmosfera.

Conclusione

Sono stati discussi i principali fenomeni di interazione di fasci luminosi con l'atmosfera per un suo studio rigoroso e su vasta scala, basato su metodi ottici di rilevamento a distanza. Si è visto che fenomeni fisici come la diffusione e l'assorbimento sono fortemente dipendenti dalla composizione atmosferica e possono, quindi, indicare la presenza di particolari componenti quali gli aerosol, della cui importanza da un punto di vista ambientale e climatico meteorologico si è parlato nel primo capitolo.

Capitolo 4

La tecnica Lidar

In questo capitolo viene presentata la tecnica Lidar ed i vantaggi del suo impiego nel campo del monitoraggio atmosferico. Viene, quindi, introdotta l'equazione Lidar che descrive la risposta della tecnica Lidar ai processi atmosferici considerati in questa tesi nell'ipotesi di scattering singolo e vengono presentati alcuni algoritmi di inversione di tale equazione che consentono di ricavare i parametri ottici caratterizzanti l'atmosfera investigata (coefficiente di estinzione e coefficiente di retrodiffusione).

4.1 Tecnica Lidar

Il sondaggio dell'atmosfera attraverso segnali ottici basati sullo scattering elastico ha preceduto l'invenzione dei laser, ma solo dopo tale invenzione, avvenuta agli inizi degli anni '60, si è raggiunto un notevole miglioramento nell'indagine ottica dell'atmosfera grazie alla possibilità di disporre di fasci luminosi monocromatici, molto collimati, di notevole potenza.

La possibilità di disporre di radiazione laser impulsata ha consentito la determinazione della distanza della porzione dell'atmosfera investita dal fascio, in quanto il tempo tra la trasmissione dell'impulso laser e l'arrivo del segnale di ritorno può essere direttamente relazionato, attraverso la velocità della luce, all'intervallo spaziale in cui si verifica lo scattering. Essendo, infatti, nota la velocità c con cui viaggia la luce, misurando il tempo t impiegato dal segnale per tornare al ricevitore, si ricava la distanza z del bersaglio investito dal laser dalla seguente relazione:

$$z = \frac{ct}{2} \quad (4.1)$$

Il segnale ottico retrodiffuso viene registrato come funzione del tempo e quindi della quota, ottenendo in questo modo profili verticali di parametri atmosferici, con una risoluzione spaziale legata alla durata dell'impulso laser e che può essere inferiore al metro.

La disponibilità di impulsi di grande intensità ha reso possibili misure remote, non invasive, basate sullo scattering elastico o sull'assorbimento da parte di specifiche molecole.

In base a queste due caratteristiche è stato coniato l'acronimo LIDAR (Light Identification Detection and Ranging ovvero rivelazione, identificazione e misura della distanza per mezzo della luce), per indicare sensori atmosferici remoti basati su sistemi laser.

Gli apparati sperimentali basati su questa tecnica hanno subito acquisito nel campo del monitoraggio ambientale e, in generale della fisica dell'atmosfera, grande rilievo. Essi si dimostrano particolarmente utili nello studio della concentrazione di aerosol, anche perché questi ultimi, permanendo per la maggior parte nello strato limite planetario, possono descrivere l'evoluzione di quest'ultimo, laddove vengano usati come traccianti.

La tecnica Lidar consiste nell'invio in atmosfera di un intenso impulso laser monocromatico che viene diffuso in tutte le direzioni dalle molecole e dalle particelle aerosoliche sospese nell'aria. Questo processo di scattering è essenzialmente causato dalle molecole di azoto, ossigeno e acqua (scattering di Rayleigh e Raman) e dalle particelle aerosoliche sospese in atmosfera (scattering di Mie). La frazione di radiazione che viene retrodiffusa dall'atmosfera verso la stazione Lidar dà luogo a ciò che è definito *segnale Lidar*. Tale segnale viene raccolto tramite un telescopio e trasferito al sistema di rivelazione, dove viene separato in diversi canali, con riduzione della larghezza di banda tramite un sistema di selezione spettrale e, attraverso dei fotomoltiplicatori, viene, infine, trasformato in un segnale elettrico (vedi Capitolo 6).

L'intensità del segnale ricevuto dipende dalle proprietà di retrodiffusione e di assorbimento della parte di atmosfera investita dal fascio laser, dipendenti a loro

volta dalla lunghezza d'onda della radiazione che le investe e dalle caratteristiche, ovvero concentrazione, dimensione, forma e proprietà di rifrazione delle particelle e delle molecole incontrate dal fascio. Il segnale prodotto dal rivelatore, opportunamente elaborato, può fornire informazioni sulla presenza e concentrazione del particolato in atmosfera.

Dal punto di vista geometrico esistono due configurazioni del Lidar, in base al posizionamento della sorgente laser e del telescopio (figura 4-1): quella monostatica, in cui gli assi ottici del laser e del telescopio coincidono in modo che il campo di vista del telescopio (field of view, f.o.v.) includa la divergenza del fascio laser e quella bistatica, in cui il laser e il telescopio sono paralleli, ma posti ad una certa distanza. Il volume di scattering, cioè il volume di atmosfera investigata, è definito dall'intersezione dell'apertura del fascio laser con il campo di vista del telescopio.

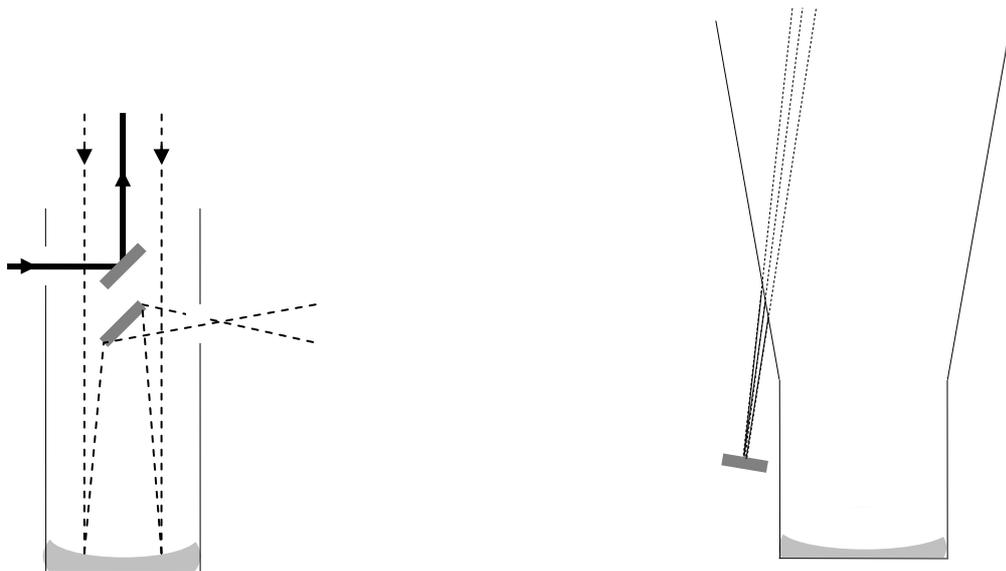


Figura 4-1 Configurazioni del sistema Lidar: monostatica (a sinistra) e bistatica (a destra).

La scelta tra le due configurazioni è vincolata alle quote di atmosfera che si intendono studiare. Per lo studio delle basse quote è preferibile l'uso della configurazione monostatica in quanto è più bassa in tale caso la quota minima dalla quale si ha sovrapposizione completa tra il fascio laser e il f.o.v.

(condizione fondamentale per avere segnale Lidar). Viceversa la configurazione bistatica è utilizzata quando si vuole studiare fenomeni stratosferici, dal momento che in questa configurazione la quota minima di sovrapposizione completa è più in alto.

È importante sottolineare che è necessario limitare la radiazione di fondo proveniente dall'atmosfera alla stessa lunghezza d'onda di rivelazione e non connessa alla retrodiffusione del segnale inviato in atmosfera. A tale scopo occorre individuare nella fase preliminare di ogni misura, la condizione di massima sovrapposizione tra il campo di vista del telescopio e il fascio laser inviato in atmosfera (allineamento del sistema) e utilizzare un sistema di selezione spettrale a banda stretta. Questo aspetto verrà approfondito nel capitolo dedicato alla descrizione dell'apparato sperimentale.

Un'altra problematica che caratterizza la tecnica Lidar è legata alla difficoltà di ricavare le proprietà atmosferiche di interesse a partire dal segnale misurato, risultato dell'interazione di radiazione elettromagnetica con le particelle in atmosfera. Questo aspetto è noto come problema dell'inversione dell'equazione lidar e verrà analizzato nel dettaglio nei paragrafi successivi.

4.2 Equazione Lidar

Quando l'impulso laser in uscita dal sistema si propaga attraverso l'atmosfera viene progressivamente attenuato dall'assorbimento molecolare e dai processi di scattering di Rayleigh, Raman e di Mie. L'equazione Lidar descrive il segnale rivelato e quindi stabilisce una relazione tra il segnale stesso, i parametri atmosferici legati alla diffusione e all'assorbimento del fascio laser e i parametri legati alla strumentazione.

Allo scopo di ricavare l'espressione formale di tale equazione sono di seguito esaminati i diversi fattori che modificano il fascio laser inviato in atmosfera.

Si consideri un sistema Lidar in configurazione monostatica. Si supponga, inoltre, che tale sistema abbia come sorgente attiva un laser pulsato e che le condizioni di lavoro siano quelle di *scattering singolo*, per cui i fotoni

dall'atmosfera sono raccolti dopo aver subito un'unica diffusione, ipotesi lecita nel caso di cielo limpido.

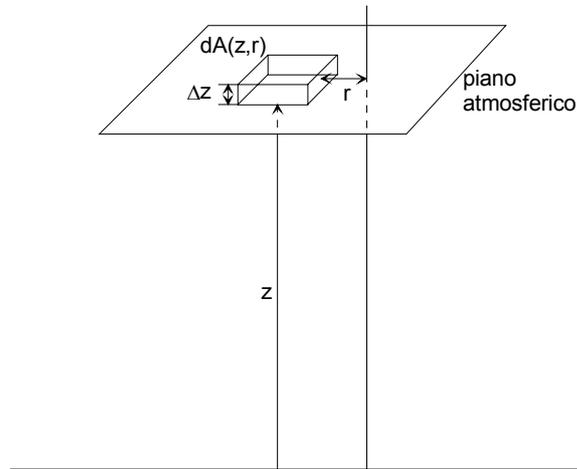


Figura 4-2 Schema del processo di ricezione della radiazione retrodiffusa.

Con riferimento alla figura 4-2, la potenza ottica ricevuta dal rivelatore, nell'intervallo spettrale $[\lambda, \lambda + d\lambda]$, da una cella atmosferica compresa nell'intervallo $[z, z + dz]$ ¹¹, è data dalla seguente equazione:

$$P(\lambda, \lambda_L, z) = \int J(\lambda, \lambda_L, z, r) \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta z \cdot p(\lambda, z, r) \cdot dA(z, r) \quad (4.2)$$

dove:

- λ è la lunghezza d'onda rivelata e λ_L è la lunghezza d'onda della sorgente laser;
- $\Delta\lambda$ è la larghezza di banda osservata;
- $J(\lambda, \lambda_L, z, r)$ è la radianza spettrale¹² alla lunghezza d'onda λ , 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;

¹¹ Si assuma lo spessore atmosferico investigato sufficientemente piccolo in modo da potere considerare costanti nel tempo, in tale range, i parametri dipendenti dalla quota.

¹² La radianza spettrale è la potenza emessa, in una data direzione e per unità di angolo solido, dall'unità di superficie proiettata sul piano normale alla direzione di emissione. L'unità di misura è watt $\text{sr}^{-1} \text{m}^{-2}$.

- $dA(z,r)$ è l'elemento di area della regione atmosferica di interesse, posto nella posizione r e a distanza z ;
- $p(\lambda,z,r)$ è la probabilità che la radiazione a lunghezza d'onda λ proveniente da $dA(z,r)$ colpisca il rivelatore.

La probabilità $p(\lambda,z,r)$ dipende dai fenomeni di attenuazione atmosferica, dalle proprietà dell'ottica di ricezione e dalla trasmissione del sistema di selezione spettrale e dalla geometria del sistema di rivelazione. Essa si può scrivere come:

$$p(\lambda,z,r) = \frac{A_0}{z^2} \cdot T(\lambda,z) \cdot \xi(\lambda) \cdot \chi(z,r) \quad (4.3)$$

dove:

- A_0 è l'area del telescopio (area dell'obiettivo). A_0/z^2 rappresenta dunque l'angolo solido della luce diffusa, in tutte le direzioni, dalla quota z e intercettata dal rivelatore (angolo di accettazione del rivelatore);
- $\xi(\lambda)$ è l'efficienza totale, ottica ed elettronica, del canale di rivelazione alla lunghezza d'onda λ (tiene conto delle perdite per riflessione e trasmissione e dell'efficienza quantica dei fotomoltiplicatori);
- $\chi(z,r)$ è il fattore di sovrapposizione, determinato in base alla geometria dell'apparato. Esso rappresenta la probabilità che la radiazione proveniente da r , a distanza z , giunga al rivelatore, supponendo che dipenda solo dalla sovrapposizione del fascio laser col campo di vista del telescopio (field of view, f.o.v.).
- $T(\lambda,z)$ è la trasmittività atmosferica alla lunghezza d'onda λ e alla quota z , definita nel capitolo 1 e di cui si riporta per comodità l'espressione $T(\lambda,z) = e^{-\int_0^z \alpha(\lambda,z') dz'}$, dove $\alpha(\lambda,z)$ è il coefficiente di estinzione, definito come la riduzione del flusso di

energia per unità di lunghezza nella direzione di propagazione del fascio. $[L^{-1}]$

Occorre rilevare che la radianza spettrale $J(\lambda, \lambda_L, z, r)$ dipende dal tipo di interazione fra la radiazione e il bersaglio. Poichè l'interazione che si vuole osservare è la diffusione elastica o anelastica, la radianza è data da:

$$J(\lambda, \lambda_L, z, r) = \beta(\lambda, \lambda_L, z, r) \cdot I(z, r) \quad (4.4)$$

dove:

- $I(z, r)$ è l'irradianza¹³ del laser nella posizione r a distanza z ;
- $\beta(\lambda, \lambda_L, z, r)$ è il coefficiente di retrodiffusione (noto come *coefficiente di backscattering*), già definito nel capitolo precedente come la frazione di energia incidente che viene retrodiffusa per unità di angolo solido e per spessore atmosferico unitario $[L^{-1}sr^{-1}]$.

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

$$\beta(\lambda, \lambda_L, z, r) = \sum_i N_i(z, r) \left(\frac{d\sigma(\lambda_L)}{d\Omega} \right)_i L_i(\lambda) \quad (4.5)$$

dove:

- $N_i(z, r)$ è la densità dell' i -esima specie diffondente;
- $d\sigma(\lambda_L)/d\Omega$ è la sezione d'urto differenziale di scattering alla lunghezza d'onda λ_L , definita come l'energia diffusa nell'unità di tempo e per unità di angolo solido attorno alla direzione Ω .
- $L_i(\lambda)$ è lo spettro di emissione della i -esima specie ($L(\lambda)d\lambda$ è la frazione di radiazione diffusa che cade nell'intervallo spettrale $\lambda, \lambda + d\lambda$).

¹³ L'irradianza è la potenza radiante che incide sull'unità di superficie. L'unità di misura è watt m^{-2} .

Il coefficiente β cambia, quindi, secondo il tipo di scattering considerato.

Sostituendo nella (4.2) le forme trovate per $\rho(\lambda, z, r)$ e $J(\lambda, \lambda_L, z, r)$ si ha:

$$P(\lambda, \lambda_L, z) = \Delta z \frac{A_0}{z^2} \int_{\Delta\lambda} \xi(\lambda) d\lambda \int_A \beta(\lambda, \lambda_L, z, r) \cdot I(z, r) \cdot T(z, r) \cdot \chi(z, r) \cdot dA(z, r) \quad (4.6)$$

In base alla (4.6), la potenza totale raccolta dal rivelatore al tempo $t = 2z/c$ (tempo di andata e ritorno dell'impulso laser) dipende dalla radiazione con lunghezza d'onda che cade nella finestra spettrale $\Delta\lambda$, rivelata al tempo t , e che ha origine dalla quota $z = ct/2$ e da tutta la sezione di atmosfera intercettata dal fascio a quota z .

Allo scopo di semplificare la (4.6) è utile fare le seguenti assunzioni:

- la radiazione osservata, nel caso di diffusione, abbia una larghezza di banda molto piccola¹⁴, paragonabile a quella del laser;
- l'atmosfera sia omogenea nella zona di sovrapposizione tra il fascio laser e il campo di vista del telescopio (\square e T costanti rispetto a r);
- l'intensità del laser sia omogenea nell'area interessata ($I(z, r) = I(z)$ su un'area $A(z)$);
- il fattore di sovrapposizione χ valga 1 dove c'è sovrapposizione fra campo di vista del telescopio e fascio laser, e zero altrove.

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

$$P(\lambda, \lambda_L, z) = \Delta z \frac{A_0}{z^2} \xi(\lambda) \beta(\lambda, \lambda_L, z) T(\lambda, z) I(z) A(z) \quad (4.7)$$

Se si ipotizza che l'impulso laser sia rettangolare e di durata τ_L , allora l'irradianza può essere scritta nel seguente modo:

¹⁴ Le larghezze di banda della radiazione osservata e del laser devono essere più piccole della finestra spettrale del ricevitore, in tal caso $L(\lambda)$, e quindi β , possono essere considerate come funzioni delta rispetto a λ .

$$I(z) = \frac{E_L T(\lambda_L, z)}{\tau_L A(z)} \quad (4.8)$$

dove:

- E_L è l'energia dell'impulso laser;
- $T(\lambda_L, z)$ è la trasmissività atmosferica alla lunghezza d'onda λ_L , a quota z .

Introducendo la potenza dell'impulso laser, $P_L = E_L / \tau_L$, la risoluzione spaziale del segnale, $\Delta z = c\tau_L / 2$, dove il fattore 2 tiene conto che l'impulso deve compiere due volte la distanza Δz , prima di essere rivelato, la potenza totale ricevuta all'istante $t = 2z/c$, nell'ipotesi di singolo scattering è:

$$P(\lambda, \lambda_L, z) = P_L \frac{c\tau_L A_0}{2 z^2} \cdot \xi(\lambda) \cdot \beta(\lambda, \lambda_L, z) \cdot T(\lambda, z) \cdot T(\lambda_L, z) \quad (4.9)$$

In questa equazione le proprietà fisico-chimiche del mezzo attraversato agiscono attraverso i parametri ottici β e T .

Occorre evidenziare che la (4.9) è una sottostima del segnale reale di retrodiffusione in quanto non tiene conto dei fotoni che rientrano nel telescopio dopo una diffusione multipla e di eventuali fotoni di fondo a quelle lunghezze d'onda.

4.3 Descrizione dei parametri ottici

In questo paragrafo viene riportata un'analisi dettagliata dei parametri ottici caratterizzanti il segnale Lidar: il coefficiente di retrodiffusione β e il coefficiente di estinzione α ; distinguendo tra le due classi di processi diffusivi considerati in questa tesi, la diffusione elastica e quella anelastica.

4.3.1 Parametri ottici in condizione di diffusione elastica

L'equazione Lidar (4.9), nel caso di scattering elastico, diventa:

$$P(\lambda_L, z) = P_L \frac{c\tau A_0}{2 z^2} \cdot \xi(\lambda_L) \cdot \beta(\lambda_L, z) \cdot T^2(\lambda_L, z) \quad (4.10)$$

poiché in tale processo la lunghezza d'onda del segnale ricevuto è uguale alla lunghezza d'onda del segnale laser inviato ($\lambda = \lambda_L$).

Il coefficiente di retrodiffusione β può essere scritto come la somma di due contributi: quello molecolare e quell'aerosolico. Il primo 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. Risulta, quindi, $\beta = \beta_{mol} + \beta_{aer}$. Ricordiamo che:

$$\beta_{mol} = N_{mol} \frac{d\sigma_R(\theta = \pi)}{d\Omega} \quad (4.11)$$

dove:

$$\frac{d\sigma_R(\pi)}{d\Omega} = \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{N_{mol}^2 \lambda^4} \quad (4.12)$$

è la sezione d'urto differenziale di Rayleigh per l'angolo di diffusione $\theta = \pi$, mentre N_{mol} è il numero di molecole per unità di volume. Quest'ultima quantità, ricavabile da modelli atmosferici, rappresenta la concentrazione totale di molecole presenti in atmosfera. Una stima della sezione d'urto differenziale di retrodiffusione, per la miscela di gas esistente al di sotto di 100 km, risulta pari a [4,2]:

$$\frac{d\sigma(\pi)}{d\Omega} = 5.45 \left(\frac{550}{\lambda(\mu m)} \right)^4 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1} \quad (4.13)$$

Come visto nel precedente capitolo, quando le particelle hanno dimensioni confrontabili con la lunghezza d'onda della radiazione che le investe, le loro proprietà di diffusione diventano più complesse. Riportando l'espressione di β_{aer} per comodità:

$$\beta_{aer}(\lambda) = \int_0^{\infty} \sigma_B(a, \lambda, n) N'_{aer}(a) da \quad (4.14)$$

dove:

- σ_B è la sezione d'urto di retrodiffusione di Mie di una particella di raggio a e indice di rifrazione n data dalla (3.17);
- N'_{aer} rappresenta il numero di particelle con raggio compreso tra a e $a+da$, legato al numero totale di particelle dall'espressione:

$$N_{aer} = \int_0^{\infty} N'_{aer}(a) da \quad (4.15)$$

La dipendenza di σ_B da a , λ ed n , secondo la teoria di Mie, può essere espressa dalla:

$$\sigma_B(a, \lambda, n) = \pi a^2 Q_B(x, n) \quad (4.16)$$

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 dalle dimensioni del centro diffusore e dalla lunghezza d'onda della radiazione che lo investe, è inclusa in x secondo la relazione: $x = 2\pi a / \lambda$.

Il coefficiente di estinzione α , dipende anch'esso da un duplice contributo, quello particellare e quello molecolare e risulta:

$$\alpha = \alpha_{mol} + \alpha_{aer} = \alpha_{mol,a} + \alpha_{mol,s} + \alpha_{aer,a} + \alpha_{aer,s} \quad (4.17)$$

In questa formula gli indici s ed a si riferiscono, rispettivamente, allo scattering e all'assorbimento.

Il termine $\alpha_{mol,s}$ è legato alla sezione d'urto di Rayleigh σ_R dalla relazione:

$$\alpha_{mol,s} = N_{mol} \sigma_R \quad (4.18)$$

Il termine $\alpha_{mol,a}$ che descrive l'assorbimento da parte di molecole gassose, è funzione di λ e predomina sugli altri in corrispondenza delle righe dell'assorbimento dei componenti atmosferici. Inoltre, dalla teoria di Rayleigh è noto il legame fra β_{mol} e α_{mol} , con $\alpha_{mol} = \alpha_{mol,a} + \alpha_{mol,s}$. Essendo $\alpha_{mol,a}$ trascurabile nel visibile, risulta:

$$\alpha_{mol} = \frac{\beta_{mol}}{0.119} \quad (4.19)$$

Per quanto riguarda il contributo aerosolico nella (4.17), nell'ipotesi che gli aerosol possano essere considerati sferici o come una polidispersione omogenea di sfere, come per il caso del coefficiente di retrodiffusione aerosolico, si ottiene:

$$\alpha_{aer}(\lambda) = \int_0^{\infty} \sigma_E(a, \lambda, n) N'_{aer}(a) da \quad (4.20)$$

essendo σ_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:

$$\sigma_{aer,s}(a, \lambda, n) = \pi a^2 Q_s(x, n) \quad (4.21)$$

$$\sigma_{aer,a}(a, \lambda, n) = \pi a^2 Q_a(x, n) \quad (4.22)$$

dove Q_s e Q_a rappresentano, rispettivamente, l'efficienza di scattering e di assorbimento aerosolico e possono essere determinate con metodi numerici.

Quindi, in definitiva, il segnale elastico dato dalla (4.10) dipende dai coefficienti di estinzione e di backscattering dovuti alle sole particelle aerosoliche in atmosfera.

4.3.2 Parametri ottici in condizione di diffusione anelastica

Quando la lunghezza d'onda del laser e quella del segnale retrodiffuso sono diverse si verifica un processo di diffusione anelastica. Lo scattering Raman rientra in tale categoria e in questo caso l'equazione Lidar assume la seguente espressione:

$$P(\lambda_R, z) = P_L \frac{A_0}{z^2} \frac{d\sigma_{\lambda_R}(\pi)}{d\Omega} N_R(z) \xi(z) \frac{c\tau}{2} T(\lambda_R, z) T(\lambda_L, z) \quad (4.23)$$

dove:

- λ_L è la lunghezza d'onda della radiazione laser;
- λ_R è la lunghezza d'onda della radiazione retrodiffusa, con $\lambda_R \neq \lambda_L$;
- $N_R(z)$ è la densità numerica della molecola che partecipa al processo di diffusione. Nel caso dell'azoto, essa ammonta al 78% della densità atmosferica molecolare totale.
- $\frac{d\sigma_{\lambda_R}(\pi)}{d\Omega}$ è la sezione d'urto differenziale Raman per la radiazione anelastica diffusa a 180° .

I coefficienti di estinzione $\alpha(\lambda_R)$ e $\alpha(\lambda_L)$, presenti nei fattori $T(\lambda_R, z)$ e $T(\lambda_L, z)$, sono influenzati dalle caratteristiche fisiche dell'atmosfera e ognuno di essi dipende dalla somma dei due contributi, aerosolico e molecolare. In base alla (4.23) e alla definizione della trasmissività risulta che l'estinzione totale del segnale ricevuto è:

$$\alpha_{tot} = \alpha(\lambda_R) + \alpha(\lambda_L) = \alpha_{aer}(\lambda_R) + \alpha_{mol}(\lambda_R) + \alpha_{aer}(\lambda_L) + \alpha_{mol}(\lambda_L) \quad (4.24)$$

Tale equazione evidenzia che l'estinzione del segnale ricevuto dipende dai coefficienti di estinzione alle due lunghezze d'onda λ_L e λ_R che attenuano in maniera diversa i due fasci luminosi in quanto le proprietà di trasmissività dell'atmosfera cambiano con la lunghezza d'onda. La dipendenza dalla lunghezza d'onda dei coefficienti molecolari è espressa dalle corrispondenti sezioni d'urto e quindi può considerarsi nota, mentre la dipendenza delle parti aerosoliche dalla lunghezza d'onda è molto più complicata, dipendendo anche dalla forma e dall'indice di rifrazione delle particelle oltre che dalla lunghezza d'onda. Una stima del coefficiente di estinzione alla lunghezza d'onda dello scattering Raman può essere ottenuta dal segnale Lidar corrispondente allo scattering elastico, ricorrendo ad una relazione empirica [4,3] che lega il rapporto dei coefficienti $\alpha_{aer}(\lambda_L)$ e $\alpha_{aer}(\lambda_R)$ al rapporto inverso delle rispettive lunghezze d'onda:

$$\frac{\alpha_{aer}(\lambda_R)}{\alpha_{aer}(\lambda_L)} = \left(\frac{\lambda_L}{\lambda_R} \right)^k \quad (4.25)$$

dove k è un coefficiente variabile con le dimensioni delle particelle e delle molecole incontrate dal fascio durante la sua propagazione. Attraverso la (4.25) i due contributi aerosolici all'estinzione del segnale Lidar nel caso di scattering Raman sono tra loro relazionati e ciò consente di ridurre le incognite nella (4.23) da due ad una sola, come verrà mostrato nel dettaglio in seguito.

4.4 Inversione dell'equazione Lidar

Si consideri l'equazione Lidar di singolo scattering:

$$P(\lambda, \lambda_L, z) = P_L \frac{c\tau_L A_0}{2 z^2} \cdot \xi(\lambda) \cdot \beta(\lambda, \lambda_L, z) \cdot T(\lambda, z) \cdot T(\lambda_L, z) \quad (4.9)$$

Tale equazione presenta due incognite, il coefficiente di estinzione aerosolico α_{aer} e il coefficiente di backscattering aerosolico β_{aer} . Allo scopo di ricavare questi coefficienti che, come è stato mostrato nei paragrafi precedenti, sono strettamente connessi alle proprietà chimico-fisiche dell'atmosfera, sono stati elaborati degli opportuni algoritmi di calcolo per l'inversione dell'equazione.

Di seguito vengono illustrati alcuni algoritmi utilizzati in questa tesi e nel prossimo capitolo verrà presentato un ulteriore algoritmo che sfrutta una speciale configurazione del sistema Lidar.

4.4.1 Metodo di Ansmann

Questo metodo, proposto per la prima volta da Ansmann [4,3], permette la determinazione del coefficiente di estinzione $\alpha_{aer}(\lambda_L)$ quando si dispone di misure Lidar del segnale Raman. Si consideri l'equazione (4.23), riscritta in forma compatta come:

$$P(z) = \frac{K}{z^2} N_R(z) T(\lambda_L, z) T(\lambda_R, z) \quad (4.26)$$

dove K racchiude i fattori costanti, indipendenti dalla quota, contenenti tutte le informazioni sulle efficienze di raccolta della radiazione (fattore geometrico), sulle efficienze di trasmissione delle ottiche e sulle efficienze dei rivelatori.

Inoltre il fattore di sovrapposizione, che dipende in generale da z , è stato posto pari a uno¹⁵.

Dalla (4.26) si ricava:

$$\frac{P(z)z^2}{N_R(z)} = KT(\lambda_L, z)T(\lambda_R, z) \quad (4.27)$$

Esplicitando le trasmissività atmosferiche e passando ai logaritmi, si ottiene:

$$\ln \left[\frac{P(z)z^2}{N_R} \right] = \ln K - \int_0^z [\alpha_{aer}(\lambda_L, z) + \alpha_{aer}(\lambda_R, z)] dz - \int_0^z [\alpha_{mol}(\lambda_L, z) + \alpha_{mol}(\lambda_R, z)] dz \quad (4.28)$$

da cui, derivando entrambi i membri rispetto a z , si ricava:

$$\frac{d}{dz} \ln \left[\frac{P(z)z^2}{N_R} \right] = -[\alpha_{aer}(\lambda_L, z) + \alpha_{aer}(\lambda_R, z)] - [\alpha_{mol}(\lambda_L, z) + \alpha_{mol}(\lambda_R, z)] \quad (4.29)$$

Si consideri a questo punto la relazione empirica (4.25):

$$\frac{\alpha_{aer}(\lambda_L)}{\alpha_{aer}(\lambda_R)} = \left(\frac{\lambda_R}{\lambda_L} \right)^k$$

in cui $k = 1$ per aerosol con dimensioni comparabili con la lunghezza d'onda del fascio laser, e $k = 0$ per cristalli di ghiaccio, [4,3]. Introducendo tale relazione nella (4.29) si ricava la seguente espressione per $\alpha_{aer}(\lambda_L)$:

$$\alpha_{aer}(\lambda_L) = \frac{\frac{d}{dz} \left[\ln \frac{N_R(z)}{P(z)z^2} \right] - \alpha_{mol}(\lambda_L, z) - \alpha_{mol}(\lambda_R, z)}{1 + \left(\frac{\lambda_L}{\lambda_R} \right)^k} \quad (4.30)$$

Il vantaggio di questo metodo è quello di avere un'espressione per $\alpha_{aer}(\lambda_L)$ indipendente dal coefficiente di retrodiffusione, pertanto non occorre introdurre ipotesi a priori.

¹⁵ Tale condizione è soddisfatta rigorosamente solo per misure Lidar effettuate in alta atmosfera.

4.4.2 Metodo analitico di Klett e Fernald

Attraverso tale metodo, [4,4-5], si riesce a determinare il coefficiente di retrodiffusione β dall'equazione Lidar valida in condizioni di scattering elastico supposto noto un nuovo parametro, il rapporto Lidar (Lidar ratio, L), che è il rapporto tra α e β aerosolici:

$$L = \frac{\alpha_{aer}}{\beta_{aer}} \quad (4.31)$$

Si introduce una nuova variabile $S(z)$ definita come il logaritmo del segnale Lidar moltiplicato per il quadrato della quota (Range Corrected Signal, RCS):

$$S(z) = \ln[P(z)z^2] \quad (4.32)$$

dove la dipendenza da λ è omessa per brevità.

Per esprimere l'equazione Lidar in una forma indipendente dal sistema di rivelazione utilizzato, occorre conoscere $S(z)$ ad una quota di riferimento z_0 ; risulta quindi:

$$S(z) - S_0 = \ln\left[\frac{\beta}{\beta_0}\right] - 2\int_{z_0}^z \alpha(z) dz \quad (4.33)$$

dove $\beta_0 = \beta(z_0)$ e $S_0 = S(z_0)$.

Differenziando rispetto a z la (4.33), si ricava:

$$\frac{dS}{dz} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dz} - 2\alpha(z) \quad (4.34)$$

Questa equazione contiene due incognite e può essere ridotta a una equazione lineare attraverso la conoscenza del Lidar ratio. Inoltre essendo $\beta = \beta_{aer} + \beta_{mol}$, α può essere scritta come:

$$\alpha = \alpha_{aer} + \alpha_{mol} = L\beta_{aer} + B_R^{-1}\beta_{mol} \quad (4.35)$$

dove in base alla teoria di Rayleigh $B_R^{-1} = \frac{1}{0.119}$ e descrive il rapporto costante tra α e β in condizioni di diffusione Rayleigh.

Sostituendo la (4.35) nella (4.34), si ha:

$$\frac{dS}{dz} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dz} - 2(L\beta_{aer} + B_R^{-1}\beta_{mol}) \quad (4.36)$$

da cui essendo $\beta_{aer} = \beta - \beta_{mol}$, si ricava:

$$\frac{dS}{dz} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dz} - 2L\beta + 2(L - B_R^{-1})\beta_{mol} \quad (4.37)$$

Introducendo una nuova variabile S' , tale che:

$$S' - S'_m = S - S_m + \frac{2}{B_R^{-1}} \int_z^{z_m} \beta_{mol} dz - 2 \int_z^{z_m} L\beta_{mol} dz \quad (4.38)$$

dove è stato posto $S_m = S(z_m)$, e differenziando rispetto a z , si ha:

$$\frac{dS'}{dz} = \frac{dS}{dz} + \frac{2}{B_r} \beta_{mol} \Big|_z^{z_m} - 2L\beta_{mol} \Big|_z^{z_m} \quad (4.39)$$

Dalla (4.39) e dalla (4.36) si ricava l'equazione differenziale ordinaria di Bernoulli:

$$\frac{dS'}{dz} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dz} - 2\beta L$$

la cui soluzione è:

$$\beta(z) = \frac{e^{(S' - S'_m)}}{\beta_m^{-1} + 2 \int_z^{z_m} L e^{(S' - S'_m)} dr'} \quad (4.40)$$

dove $\beta_m = \beta(z_m)$.

Noto quindi il valore del coefficiente di retrodiffusione ad una quota di riferimento z_m , si può ricavare il coefficiente di retrodiffusione totale $\beta(z)$. Dal profilo della densità molecolare si ricava $\beta_{mol}(z)$, e quindi β_{aer} .

La possibilità di determinare β_{aer} con questo metodo è vincolata però alla conoscenza del rapporto Lidar che è una funzione complicata della quota z , dipendendo dal rapporto di α e β aerosolici, i quali dipendono, oltre che dalla lunghezza d'onda, anche da diversi parametri fisico-chimici delle particelle (indice di rifrazione degli aerosol, distribuzione dimensionale, umidità relativa, ecc). Infatti, in base alle relazioni (4.20) e (4.14) che descrivono rispettivamente il coefficiente di estinzione e di retrodiffusione aerosolici determinati in base alla teoria di Mie, risulta che entrambi i coefficienti sono integrali pesati sulla distribuzione dimensionale degli aerosol:

$$\alpha_{aer} = \pi \int a^2 Q_E(x, n) N'_{aer}(a) da$$

$$\beta_{aer} = \pi \int a^2 Q_B(x, n) N'_{aer}(a) da$$

Una classificazione dei possibili valori che il Lidar ratio può assumere in funzione della quota, tenendo in considerazione le proprietà chimico-fisiche e la distribuzione dimensionale degli aerosol, è stata data da Ackermann [3.6], in funzione dell'umidità relativa, per diversi tipi di aerosol troposferici e per segnali alla lunghezza d'onda di 355nm.

4.4.2 Metodo di Wandinger

Questo metodo, [4,7], permette di ricavare il coefficiente di retrodiffusione β dalla combinazione del segnale elastico e di quello Raman, acquisiti simultaneamente.

Si considerino le equazioni Lidar (4.10) e (4.23), rispettivamente per il segnale elastico e Raman, esplicitate rispetto ai coefficienti di estinzione e di retrodiffusione, somma dei contributi molecolari ed aerosolici:

$$P(\lambda_L, z) = P_L \frac{c\tau}{2} \frac{A_0}{z^2} \xi(\lambda_L) \chi(\lambda_L, z) (\beta_{\lambda_L}^{aer} + \beta_{\lambda_L}^{mol}) e^{-2 \int_0^z [\alpha_{\lambda_L}^{aer}(r) + \alpha_{\lambda_L}^{mol}(r)] dr} \quad (4.40)$$

$$P(\lambda_L, \lambda_R, z) = P_L \frac{c\tau}{2} \frac{A_0}{z^2} \xi(\lambda_R) \chi(\lambda_R, z) N_R(z) \frac{d\sigma_{\lambda_R}(\pi)}{d\Omega} e^{-\int_0^z [\alpha_{\lambda_L}^{aer}(r) + \alpha_{\lambda_L}^{mol}(r)] dr} e^{-\int_0^z [\alpha_{\lambda_R}^{aer}(r) + \alpha_{\lambda_R}^{mol}(r)] dr} \quad (4.41)$$

Si consideri il seguente rapporto dei segnali a due diverse quote:

$$\frac{P_{\lambda_L}(z) P_{\lambda_R}(z_0)}{P_{\lambda_L}(z_0) P_{\lambda_R}(z)} \quad (4.42)$$

dove z_0 è una quota di riferimento fissata. Sostituendo la (4.40) e la (4.41) nella (4.42) si ricava:

$$\beta_{aer}^{\lambda_L}(z) = \left[\beta_{\lambda_L}^{aer}(z_0) + \beta_{\lambda_L}^{mol}(z_0) \right] \frac{N_R(z) P_{\lambda_L}(z) P_{\lambda_R}(z_0) e^{-\int_{z_0}^z [\alpha_{\lambda_R}^{aer}(r) + \alpha_{\lambda_R}^{mol}(r)] dr}}{N_R(z_0) P_{\lambda_L}(z_0) P_{\lambda_R}(z) e^{-\int_{z_0}^z [\alpha_{\lambda_L}^{aer}(r) + \alpha_{\lambda_L}^{mol}(r)] dr}} - \beta_{\lambda_L}^{mol}(z) \quad (4.43)$$

nell'ipotesi che i fattori di sovrapposizione relativi al canale elastico e a quello Raman siano uguali .

La quota di riferimento z_0 viene scelta in modo che $\beta_{mol}^{\lambda_L}(z_0) \gg \beta_{aer}^{\lambda_L}(z_0)$, in modo da trascurare $\beta_{aer}^{\lambda_L}(z_0)$, condizione di aria pulita soddisfatta in genere in alta troposfera. Per determinare β_{aer} in base alla (4.43) occorre quindi conoscere la densità dell'aria e le proprietà di estinzione atmosferica aerosoliche e molecolari e le proprietà di retrodiffusione molecolare.

Il vantaggio di questo metodo è quello di non richiedere la conoscenza a priori di L ma solo di $\beta(z_0)$. Il principale inconveniente è legato alla bassa qualità del segnale Raman, in quanto la sezione d'urto di retrodiffusione Raman è minore di quella di retrodiffusione elastica di tre ordini di grandezza ($\sigma_{el} = 10^{-27} \frac{cm^2}{sr}$,

$\sigma_R = 10^{-30} \frac{cm^2}{sr}$, $\sigma_M = 10^{-8} 10^{-27} \frac{cm^2}{sr}$) [4,8]. Ciò comporta che il rapporto

segnale–rumore della radiazione Raman sia minore di quello del segnale elastico e per questo motivo un metodo di indagine Lidar che richieda la conoscenza del segnale Raman assieme a quello elastico, come quello appena esaminato, non è adatto per le misure diurne per le quali si preferisce utilizzare il metodo di Klett.

Conclusioni

In questo capitolo è stata descritta la tecnica Lidar, sottolineandone l'efficacia e i limiti. È stata ricavata l'equazione Lidar di singolo scattering (4.9) nel caso di un sistema in configurazione monostatica. Tale equazione mette in relazione il segnale Lidar con i parametri atmosferici legati all'assorbimento e alla diffusione del fascio laser. È stato mostrato che nel caso di scattering elastico il segnale Lidar dipende dai coefficienti di estinzione e di retrodiffusione dovuti alle sole

particelle aerosoliche in atmosfera. Pertanto, per risolvere l'equazione Lidar in questo caso occorre fare un'ipotesi sulla relazione tra i due coefficienti anzidetti (introduzione del rapporto Lidar, algoritmo di Klett). Abbiamo visto come nel caso si possa osservare anche lo scattering Raman dalle molecole di azoto, l'elaborazione corrispondente (metodo di Ansmann) consenta di determinare il coefficiente di estinzione. Infine, è stato illustrato un terzo metodo di inversione, che consente di ottenere una stima del coefficiente di retrodiffusione aerosolico alla lunghezza d'onda del laser indipendente dal rapporto Lidar (metodo di Wandinger).

Capitolo5

Algoritmo per il calcolo dello spessore ottico e del coefficiente di backscattering da misure lidar a multiangolo

Si è visto nel capitolo precedente che, per determinare i parametri ottici caratterizzanti l'atmosfera, è necessario invertire l'equazione lidar. Sono stati presentati alcuni metodi di inversione dell'equazione lidar noti come metodo di Klett, metodo di Ansmann e metodo di Wandinger, dai nomi dei loro ideatori.

Viene di seguito presentato un nuovo metodo a cui si è fatto particolare riferimento durante il lavoro di questa tesi, che è noto come metodo variazionale.

5.1 Metodo variazionale per l'analisi di dati ottenuti con uno scanning angolare

Scopo di tale metodo è quello di calcolare lo spessore ottico ed il coefficiente di backscattering utilizzando misure prese a vari angoli rispetto alla verticale.

Il segnale lidar lungo la direzione verticale può essere scritto come funzione della distanza dalla stazione lidar nel seguente modo:

$$P(r) = \frac{K\beta(r)}{r^2} \exp\left[-2\int_0^r \alpha(r')dr'\right]$$

dove K è una costante che dipende dal sistema lidar, $\beta(r)$ è il coefficiente di backscattering, r è la distanza dalla stazione lidar, $\alpha(r)$ è il coefficiente di estinzione.

Supponendo che la direzione lungo la quale si esegua il sondaggio atmosferico formi un angolo φ rispetto alla verticale z , il segnale lidar può essere espresso come funzione della quota z tale che $r = \frac{z}{\cos\varphi}$; quindi l'equazione lidar può essere riscritta come:

$$\begin{aligned} P(z, \varphi) &= K \frac{\beta(z, \varphi)}{z^2} \exp\left[-2\int_0^z \alpha(z', \varphi) \frac{dz'}{\cos\varphi}\right] \Rightarrow \\ &= P(z, \varphi) = K \frac{\beta(z, \varphi) \cos^2 \varphi}{z^2} \exp\left[-\frac{2}{\cos\varphi} \tau(z, \varphi)\right] \end{aligned}$$

dove $P(z, \varphi)$ è la potenza istantanea ricevuta dalla quota z ed all'angolo φ , K è la costante che dipende dal sistema lidar, $\tau(z, \varphi)$ è lo spessore ottico atmosferico alla quota z , definito come $\int_0^z \alpha(z', \varphi) dz'$.

Invece del segnale lidar si può considerare il segnale corretto per la quota (RCS Range Corrected Signal) definito nel seguente modo:

$$S(z, \varphi) = P(z, \varphi) \frac{z^2}{\cos^2 \varphi} = K\beta(z, \varphi) \exp\left[-\frac{2}{\cos \varphi} \tau(z, \varphi)\right].$$

5.1.1. Calcolo dello spessore ottico.

L'ipotesi su cui si basa il metodo è quella di considerare che l'atmosfera sia orizzontalmente omogenea su tutta la regione angolare esplorata, in modo tale che τ e β non dipendano dall'angolo φ , ma solo da r .

Quindi, riscrivendo il segnale corretto per la quota (RCS) per una coppia di angoli (φ_i, φ_j) si ha:

$$S_i(z) = K\beta(z) \exp\left[-\frac{2}{\cos \varphi_i} \tau(z)\right]$$

$$S_j(z) = K\beta(z) \exp\left[-\frac{2}{\cos \varphi_j} \tau(z)\right]$$

da cui:

$$\frac{S_i(z)}{S_j(z)} = \exp\left[-\frac{2}{\cos \varphi_i} \tau(z) + \frac{2}{\cos \varphi_j} \tau(z)\right] \Rightarrow \ln\left(\frac{S_i(z)}{S_j(z)}\right) = -2\tau(z) \left(\frac{1}{\cos \varphi_i} - \frac{1}{\cos \varphi_j}\right)$$

Da questa espressione si vede come possiamo quindi determinare lo spessore ottico dal segnale determinato in corrispondenza di ogni coppia di angoli:

$$\tau_{ij}(z) = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\cos \varphi_i} - \frac{1}{\cos \varphi_j}\right)^{-1} \ln\left(\frac{S_i(z)}{S_j(z)}\right) \quad (5.1)$$

$\tau_{ij}(z)$ è indipendente dalla coppia di angoli (φ_i, φ_j) considerata.

Il metodo consiste quindi nel determinare il segnale lidar per un certo numero di coppie di angoli, effettuando quindi una media di $\tau_{ij}(z)$ su tutte le coppie di angoli, pesato con i rispettivi errori.

Indicando con τ_{cop_i} il valore di τ ottenuto dall'elaborazione dei dati relativi alla i -esima coppia e supponendo che le coppie di angoli siano N , con $i=1, \dots, N$, si ottiene la migliore stima di $\tau(z)$, come media pesata, calcolando i pesi come $w_i = 1/\delta\tau_{cop_i}^2$, essendo $\delta\tau_{cop_i}$ l'errore su τ_{cop_i} , e cioè:

$$\tau(z) = \frac{\sum_{i=1}^N \tau_{cop_i} w_i}{\sum_{i=1}^N w_i} \quad (5.2)$$

5.1.2 Calcolo del coefficiente di backscattering

Una volta calcolato lo spessore ottico è possibile determinare anche il coefficiente di backscattering.

Considerando sempre l'ipotesi di omogeneità orizzontale, si riscrive il segnale corretto per la quota, relativo all'angolo φ_i :

$$S_i(z) = K\beta_i(z) \exp\left[-\frac{2}{\cos\varphi_i} \tau(z)\right] \quad (5.3)$$

Si consideri ora una quota di riferimento z_{ref} in corrispondenza della quale il valore del coefficiente di backscattering sia noto. Questa condizione può essere facilmente verificata se esiste una quota alla quale si può supporre che l'atmosfera sia libera da aerosol. A tale quota il coefficiente di backscattering può essere facilmente calcolato considerando il solo contributo molecolare. L'equazione (5.3) relativa a questa quota sarà pertanto:

$$S_i(z_{ref}) = K\beta(z_{ref}) \exp\left[-\frac{2}{\cos\varphi_i} \tau(z_{ref})\right] \quad (5.4)$$

Dall'equazione (5.4) è ora possibile ricavare la costante K :

$$K = \frac{S_i(z_{ref})}{\beta(z_{ref})} \exp\left[\frac{2}{\cos \varphi_i} \tau(z_{ref})\right] \quad (5.5)$$

Sostituendo ora la (5.5) nella (5.3) possiamo ricavare $\beta_i(z)$:

$$S_i(z) = \frac{S_i(z_{ref})}{\beta(z_{ref})} \beta_i(z) \exp\left[\frac{2}{\cos \varphi_i} \tau(z_{ref}) - \frac{2}{\cos \varphi_i} \tau(z)\right] \Rightarrow$$

$$\beta_i(z) = \frac{S_i(z)}{S_i(z_{ref})} \beta(z_{ref}) \exp\left\{-\frac{2}{\cos \varphi_i} [\tau(z_{ref}) - \tau(z)]\right\} \quad (5.6)$$

E' quindi possibile ricavare un valore di $\beta(z)$ dalle misure effettuate a ciascuno degli angoli φ_i . Anche per il calcolo della migliore stima di $\beta(z)$ può essere effettuata una media dei coefficienti di backscatter $\beta_i(z)$, pesata con i relativi errori $\delta\beta_i(z)$.

Pertanto si ha:

$$\beta(z) = \frac{\sum_{i=1}^{nmeas} w_i \beta_i(z)}{\sum_{i=1}^{nmeas} w_i} \quad (5.7)$$

dove w_i sono i pesi calcolati come $w_i = 1/[\delta\beta_i(z)]^2$ e $nmeas$ è il numero di misure e quindi di angoli diversi.

5.2 Trattamento dei dati

Il primo problema che si è dovuto affrontare per il trattamento dei dati sperimentali è legato al fatto che i dati sono presi tutti alla stessa risoluzione di 15 metri lungo le direzioni corrispondenti alle varie angolazioni.

Per poter riportare i dati alla stessa risoluzione lungo la direzione verticale è stato necessario l'utilizzo di un'interpolazione mediante *spline cubiche*. Per illustrare la necessità dell'interpolazione si osservi la Figura 1): le tre misure effettuate ad angoli di 0°, 30° e 50° sono rappresentate con le righe rossa, rosa e verde rispettivamente. I punti dello stesso colore sono i punti sperimentali alla

risoluzione di 15m. Si può notare che per le direzioni angolari di 30° e 50° le proiezioni lungo l'asse verticale non corrispondono ai punti sperimentali presi lungo la direzione a 0°, pertanto è necessario determinare i punti corrispondenti alla risoluzione di 60m, che è la risoluzione spaziale finale desiderata, lungo la direzione verticale, relativi alle varie angolazioni. Essi sono indicati in figura 5.1 con il colore nero.

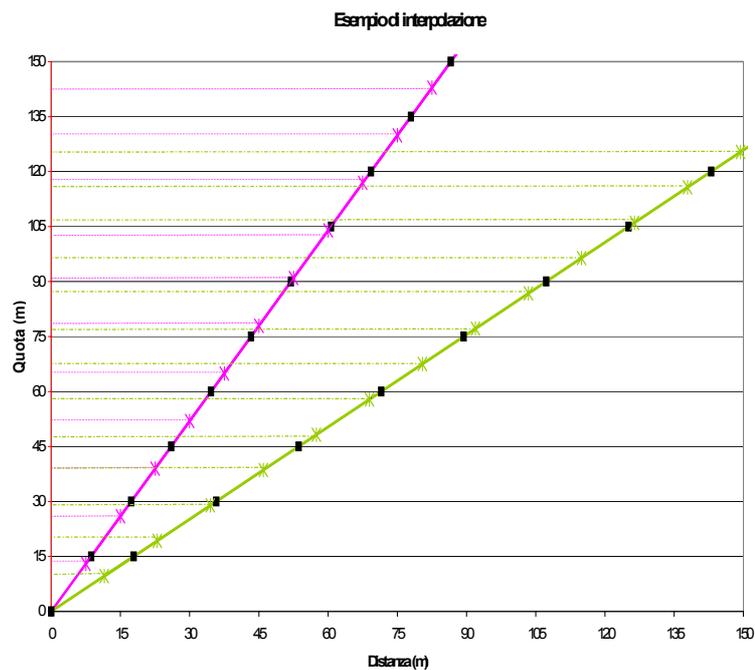


Fig. 5.1 Schema esemplificativo della necessità di interpolare lungo le direzioni angolari non verticali.

5.2.1 Interpolazione mediante spline cubiche.

Le spline sono funzioni polinomiali a tratti che interpolano la funzione data tenendo fisso il grado del polinomio ma dividendo l'intervallo di interpolazione in N intervalli più piccoli e considerando un polinomio diverso per ognuno di questi sottointervalli. Lo scopo di utilizzare un'interpolazione di spline cubiche^[5.2] è quello di ottenere una formula che sia monotona nella derivata prima e continua nella derivata seconda sia all'interno di ogni intervallo che agli estremi.

Data una funzione $y_i = y(x_i)$ con $i=1, \dots, N$ che rappresenta, nel nostro caso, i dati sperimentali e considerando un intervallo tra x_j e x_{j+1} , un' interpolazione di tipo lineare in questo intervallo è data dalla seguente formula: $y = Ay_j + By_{j+1}$ dove

$$A = \frac{x_{j+1} - x}{x_{j+1} - x_j} \quad \text{e} \quad B = 1 - A = \frac{x - x_j}{x_{j+1} - x_j} \quad (5.8)$$

questa equazione lineare ha derivata seconda nulla all'interno di ogni intervallo e derivata seconda indefinita o infinita nel punto x_j .

Per calcolare le spline cubiche^[5.3] si suppone di aver tabulata non solo la funzione y_i ma anche la derivata seconda y'' , come un insieme di valori y''_i ; quindi in ogni intervallo, la (4.8) si scriverà come:

$$y = Ay_j + By_{j+1} + Cy''_j + Dy''_{j+1} \quad (5.9)$$

dove $C = \frac{1}{6}(A^3 - A)(x_{j+1} - x_j)^2$ e $D = \frac{1}{6}(B^3 - B)(x_{j+1} - x_j)^2$

Derivando la (5.9) rispetto ad x si ottiene la seguente espressione per la derivata prima:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{y_{j+1} - y_j}{x_{j+1} - x_j} - \frac{3A^2 - 1}{6}(x_{j+1} - x_j)y''_j + \frac{3B^2 - 1}{6}(x_{j+1} - x_j)y''_{j+1} \quad (5.10)$$

e

$$\frac{d^2y}{dx^2} = Ay''_j + By''_{j+1} \quad (5.11)$$

per la derivata seconda.

Poiché $A=1$ nel punto x_j e $A=0$ nel punto x_{j+1} , mentre per B abbiamo esattamente il contrario, la (5.11) mostra proprio che y'' è la derivata seconda tabulata e che è continua agli estremi, per esempio negli intervalli (x_{j-1}, x_j) e (x_j, x_{j+1}) . Andiamo ora ad imporre la continuità della derivata prima agli estremi dei due intervalli. Richiedere questa continuità ci permette di ricavare le equazioni per le derivate seconde y''_i , che avevamo supposto di conoscere.

Le equazioni sono ottenute ponendo l'equazione (5.10) calcolata nel punto $x = x_j$ nell'intervallo (x_{j-1}, x_j) uguale all'equazione (5.10) calcolata nel punto $x = x_j$ ma

nell'intervallo (x_j, x_{j+1}) . Si ottiene in tal modo, per $j=2, \dots, N-1$, la seguente espressione:

$$\frac{x_j - x_{j-1}}{6} y''_{j-1} + \frac{x_{j+1} - x_{j-1}}{3} y''_j + \frac{x_{j+1} - x_j}{6} y''_{j+1} = \frac{y_{j+1} - y_j}{x_{j+1} - x_j} - \frac{y_j - y_{j-1}}{x_j - x_{j-1}} \quad (5.12)$$

questo è un sistema di $N-2$ equazioni lineari in N incognite y''_i con $i=1, \dots, N$, pertanto, per avere un'unica soluzione, bisogna imporre delle condizioni al contorno nei punti x_1 e x_N .

Si possono utilizzare due condizioni possibili:

- porre y''_1 e y''_N uguali a zero, ottenendo le cosiddette spline cubiche naturali;
- porre y''_1 e y''_N uguali a dei valori calcolati dall'equazione (5.10), in modo da dare dei valori specifici alla derivata prima della funzione interpolante in uno o entrambi gli estremi.

Si ottengono così facendo $N-1$ equazioni in $N-1$ incognite e la matrice dei coefficienti è di tipo tridiagonale e simmetrica. E' possibile quindi determinare le derivate seconde.

Nel nostro caso sono state utilizzate delle spline naturali.

Sono stati quindi considerati i segnali con una risoluzione di 15m, sono state calcolate le derivate seconde dei segnali mediante l'equazione (5.12) ed infine si sono ottenuti i valori interpolati mediante l'equazione (5.9).

Una volta riportato il segnale lungo la direzione verticale mediante l'interpolazione spline, con una risoluzione di 15m, è stato effettuato un binning su 4 punti:

supponendo di avere il segnale $S(j)$ con $j=1, \dots, n$ il binning di questo segnale su 4 punti è dato da $binS(k) = \frac{S(j) + S(j+1) + S(j+2) + S(j+3)}{4}$ con $k=1, \dots, n$, in

questo modo il segnale viene reso più regolare, con una risoluzione finale di 60 metri.

Una volta ottenuto il segnale con una risoluzione di 60 metri lungo la verticale, si possono utilizzare le equazioni (5.1), (5.2) e (5.5), (5.7) per il calcolo dello spessore ottico e del coefficiente di backscattering.

5.3 Calcolo dell'errore.

Una particolare attenzione va prestata al problema di determinare l'incertezza sui parametri ottenuti con questo metodo, in funzione dell'errore sperimentale nei dati lidar grezzi.

L'errore sul dato lidar è dovuto sia alle variazioni dei parametri atmosferici che al rumore dovuto alla strumentazione. È necessario dunque propagare l'errore per conoscere da quali errori sono affetti lo spessore ottico e il coefficiente di backscattering. Il primo passo nella soluzione del problema è determinare la propagazione dell'errore sulla procedura di interpolazione. L'errore sul segnale è da considerarsi di tipo gaussiano, viste le numerose cause che lo determinano. Per propagare questo errore nella procedura di spline, tenuto anche conto del numero di passaggi che l'elaborazione richiede e della complessità delle equazioni, si è utilizzato un metodo Monte Carlo^[5.4].

Il dato sperimentale di partenza è costituito da una serie di misure del segnale ottenuto in corrispondenza di ben precisi intervalli di tempo uguali (risoluzione temporale) e quindi a loro volta corrispondenti ad intervalli spaziali uguali (risoluzione spaziale).

Ciascuna di queste misure è affetta da errore, il suo valore costituisce quindi un campione di una distribuzione statistica nota, che con buona approssimazione può essere considerata gaussiana. Questa ipotesi è giustificata dal fatto che i dati, costituiti da conteggio di fotoni in numero molto elevato, sono influenzati da una serie di fattori concomitanti: fluttuazioni dell'atmosfera, statistica dei fotoni, rumore elettronico e rumore termico degli apparati di rivelazione. Si possono allora generare nuovi segnali estraendo nuovi campioni da distribuzioni del tipo:

$$S(z) = S_0(z) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(z)} \exp\left[-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2(z)}\right]$$

dove S_0 è il valore del segnale sperimentale.

In pratica si opera secondo i passi descritti nel seguito:

- ciascun punto sperimentale viene sostituito da un nuovo punto estratto dalla distribuzione corrispondente;
- l'insieme dei nuovi punti costituisce un nuovo segnale;
- per ciascun segnale così ottenuto viene ripetuto il calcolo, ottenendo quindi una nuova stima del parametro finale;
- le operazioni precedenti vengono ripetute fino ad ottenere un elevato numero di stime del parametro, tutte provenienti da segnali compatibili con quello sperimentale, secondo le distribuzioni ed entro i limiti degli errori sperimentali;
- si ottiene in questo modo una distribuzione del parametro finale dalla quale è facile ricavare il valore centrale e la deviazione standard (errore).

Per strutturare la procedura Monte Carlo per una qualsiasi distribuzione di probabilità, si possono seguire due vie: o si è in grado di generare numeri casuali che seguono la distribuzione voluta o si segue la strada di determinare la funzione cumulativa e quindi si utilizza la produzione di numeri casuali con distribuzione uniforme, invertendo quindi la funzione di distribuzione cumulativa. Nel secondo caso bisogna calcolare l'integrale della distribuzione. Otteniamo quindi una funzione cumulativa che varia tra 0 e 1. Supponendo che la funzione di probabilità sia $f(x)$, l'integrale di questa funzione sarà $y=F(x)$; il principio su cui si basa il metodo è di invertire questa funzione in modo da avere $x=F^{-1}(y)$ e quindi generare un numero casuale y scelto tra 0 e 1 in modo uniforme e ottenere la x che avrà la distribuzione di partenza $f(x)$.

Dopo aver generato i nuovi segnali viene utilizzata la procedura di interpolazione spline per ciascun segnale; per ciascun elemento j l'errore viene infine calcolato

$$\text{come } \sigma_j = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^N (S_{k,j} - \bar{S}_{k,j})^2}{N-1}} = \sqrt{\frac{N \sum_{k=1}^N S_{k,j}^2 - \left(\sum_{i=1}^N S_{k,j}\right)^2}{N(N-1)}} \quad \text{dove } N=100 \text{ e } j=1, \dots, n.$$

L'errore così calcolato si propaga quindi attraverso la procedura di binning nel seguente modo:

$$binerr(i) = \sqrt{\sigma_j^2 + \sigma_{j+1}^2 + \sigma_{j+2}^2 + \sigma_{j+3}^2} / 4 \quad i = 1, \dots, n$$

dove ora la distanza tra i e $i+1$ è 60 metri. Abbiamo quindi l'errore sul segnale interpolato alla risoluzione di 60 metri, lungo la direzione verticale.

L'errore sullo spessore ottico $\tau_{ij}(z)$ è stato calcolato, utilizzando la propagazione dell'errore^[5.5], sull'espressione (5.1) mediante la seguente formula:

$$\delta\tau_{ij} = \sqrt{\left(\frac{\partial\tau_{ij}}{\partial S_i} \delta S_i\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau_{ij}}{\partial S_j} \delta S_j\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau_{ij}}{\partial \varphi_i} \delta\varphi_i\right)^2 + \left(\frac{\partial\tau_{ij}}{\partial \varphi_j} \delta\varphi_j\right)^2} = \delta\tau_{cop}$$

nell'ipotesi che i singoli contributi all'errore siano indipendenti ed avendo indicato con δS_i e δS_j gli errori sui segnali e con $\delta\varphi_i$ e $\delta\varphi_j$ gli errori sugli angoli della coppia considerata.

Si ricordi che, come posto nel paragrafo 1a, $\delta\tau_{cop}$ è l'errore sullo spessore ottico determinato dalle misure alla coppia di angoli (φ_i, φ_j) .

L'errore sullo spessore ottico medio è stato invece calcolato come $\delta\tau(z) = \left(\sum_{i=1}^N w_i\right)^{-1/2}$ dove $w_i = 1/\delta\tau_{cop_i}^2$.

Analogamente l'errore sul coefficiente di backscattering $\beta_i(z)$ è stato calcolato, utilizzando la propagazione dell'errore^[5.5], a partire dall'espressione (5.6), nel seguente modo:

$$[\delta\beta_i(z)]^2 = \left(\frac{\partial\beta_i(z)}{\partial S_i(z)} \delta S_i(z)\right)^2 + \left(\frac{\partial\beta_i(z)}{\partial S_i(z_{ref})} \delta S_i(z_{ref})\right)^2 + \left(\frac{\partial\beta_i(z)}{\partial \beta_{ref}} \delta\beta_{ref}\right)^2 + \left(\frac{\partial\beta_i(z)}{\partial \varphi_i} \delta\varphi_i\right)^2 + \left(\frac{\partial\beta_i(z)}{\partial \tau(z)} \delta\tau(z)\right)^2 + \left(\frac{\partial\beta_i(z)}{\partial \tau(z_{ref})} \delta\tau(z_{ref})\right)^2$$

$\delta\tau(z)$ è l'errore sullo spessore ottico, calcolato in precedenza, $\delta\tau(z_{ref})$ e $\delta S_i(z_{ref})$ sono gli errori sullo spessore ottico e sul segnale alla quota di riferimento ed

infine $\delta\beta_{ref}$ è l'errore sul beta molecolare alla quota di riferimento che è stato considerato del 5%, tenuto conto che esso deriva dalla assunzione di un modello standard di atmosfera. L'errore sul beta medio è stato calcolato come:

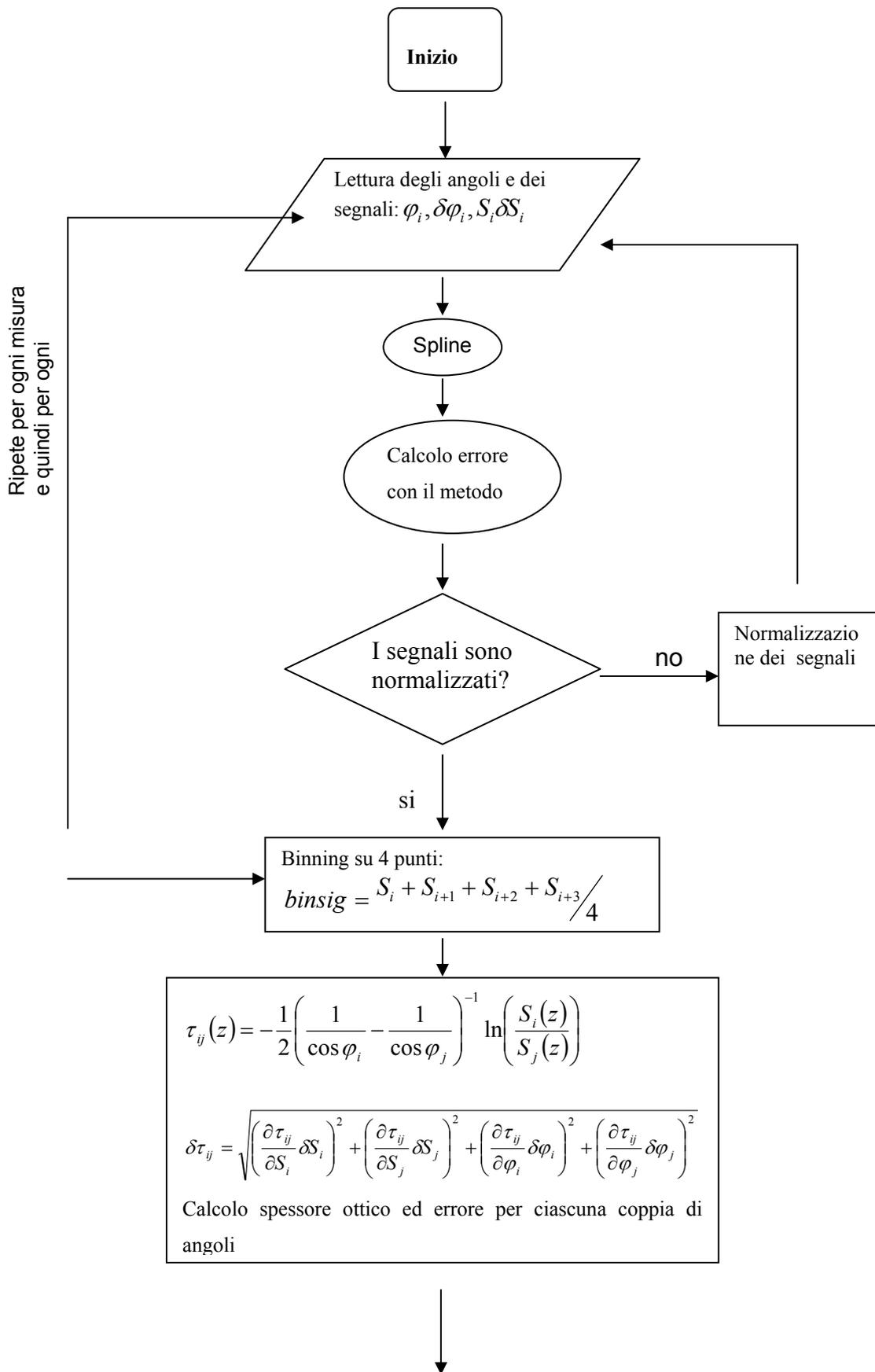
$$\delta\beta(z) = \left(\sum_{i=1}^N w_i \right)^{-1/2} \text{ dove } w_i = 1/[\delta\beta_i(z)]^2$$

5.4 Algoritmo per l'analisi dei dati sperimentali.

Per l'analisi delle misure sperimentali ottenute con uno scanning angolare si è utilizzato un programma in linguaggio fortran che segue i passi descritti nei paragrafi precedenti.

Poiché durante le misure è possibile che ci sia un cambiamento dell'energia del laser, i segnali possono risultare moltiplicati per un fattore moltiplicativo non noto. Per ovviare a questo problema si è pensato di porre lo spessore ottico pari a zero ad una determinata quota, e di normalizzare tra loro i segnali a quella quota. Quindi il primo passo dell'algoritmo consiste nel normalizzare i segnali. Si determina successivamente lo spessore ottico per ogni coppia di angoli con il relativo errore e lo spessore ottico medio. Si stabilisce in seguito una quota di riferimento in cui il contributo aerosolico al backscattering sia trascurabile. Infine vengono determinati i coefficienti di backscattering per ogni angolo e il coefficiente di backscattering medio con il proprio errore.

Il diagramma a blocchi del programma è il seguente:



$$\tau(z) = \frac{\sum_{i=1}^N \tau \cos \varphi_i w_i}{\sum_{i=1}^N w_i}, \quad \delta\tau(z) = \left(\sum_{i=1}^N w_i \right)^{-1/2}$$

Stabilisce quota di riferimento, beta molecolare ed errore sul beta molecolare: $z_{ref}, \beta(z_{ref}), \delta\beta(z_{ref})$

Calcola $S_i(z_{ref}), \delta S_i(z_{ref}), \tau(z_{ref}), \delta\tau(z_{ref})$

$$\beta_i(z) = \frac{S_i(z)}{S_i(z_{ref})} \beta(z_{ref}) \exp\left\{-\frac{2}{\cos \varphi_i} [\tau(z_{ref}) - \tau(z)]\right\}$$

$$[\delta\beta_i(z)]^2 = \left[\frac{\partial\beta_i(z)}{\partial S_i(z)} \delta S_i(z)\right]^2 + \left[\frac{\partial\beta_i(z)}{\partial S_i(z_{ref})} \delta S_i(z_{ref})\right]^2 + \left[\frac{\partial\beta_i(z)}{\partial\beta(z_{ref})} \delta\beta(z_{ref})\right]^2 + \left[\frac{\partial\beta_i(z)}{\partial\varphi_i} \delta\varphi_i\right]^2 +$$

$$\left[\frac{\partial\beta_i(z)}{\partial\tau(z)} \delta\tau(z)\right]^2 + \left[\frac{\partial\beta_i(z)}{\partial\tau(z_{ref})} \delta\tau(z_{ref})\right]^2$$

$$\beta(z) = \frac{\sum_{i=1}^{nmeas} w_i \beta_i(z)}{\sum_{i=1}^{nmeas} w_i}, \quad \delta\beta(z) = \left(\sum_{i=1}^N w_i \right)^{-1/2}$$

Fine

Conclusione

Rispetto agli altri metodi di inversione dell'equazione Lidar, il metodo variazionale ha il pregio di non far ricorso ad ipotesi stringenti come la conoscenza del *Lidar ratio*, parametro fortemente dipendente dalle caratteristiche del tipo di aerosol scatterante o assorbente, a cui non sempre si può risalire o esser certi di poter individuare, come fa il metodo di Klett, né all'utilizzo di segnali Raman, (utilizzati dal metodo di Ansmann) per i quali, al fine di evitare cattivi rapporti segnale-rumore, si aspettano sempre le ore serali per acquisirli. Tuttavia l'ipotesi di stratificazione orizzontale cui fa ricorso il metodo oggetto di questo capitolo è difficilmente verificabile in zone con un'orografia complessa come quella di Napoli e comunque prima di poterla trovare occorre aspettare situazioni di forte stabilità atmosferica, in cui i flussi di risalita di aria calda siano trascurabili. Questa situazione è ben verificata la sera tarda. Un'altra situazione in cui può essere verificata l'ipotesi di stratificazione uniforme è quando l'intero PBL possa considerarsi uno strato omogeneo, e ciò accade quando fenomeni di forte turbolenza rimescolano l'intera porzione di atmosfera. Tale situazione si verifica in pieno dì, in giornate fortemente assolate e con forti venti anche orizzontali. L'ipotesi di stratificazione orizzontale non è ben verificata nelle situazioni di transizione, cioè tra notte e mattino, e tra pomeriggio e sera.

Infine il metodo variazionale, come quello di Klett, necessita della conoscenza del segnale ad una determinata quota di riferimento; quota, che è stata scelta laddove sia ragionevole supporre assenza di aerosol, e quindi unica presenza delle molecole. Per l'apparato lidar fisso un segnale a tale quota può essere ottenuto senza troppi errori, in quanto la quota ultima sondabile è 30 Km lungo la verticale e 15 Km lungo l'angolo di 60 gradi. Per l'apparato lidar mobile l'ultima quota sondabile è appena 7 Km lungo la verticale e soltanto 3.5 Km lungo il massimo angolo di 60 gradi.

Capitolo 6

Apparati sperimentali

Questo capitolo è dedicato alla descrizione ed al confronto dei due apparati sperimentali Lidar utilizzati per le misure di questa tesi. I due apparati si distinguono innanzitutto per l'uso per cui sono stati concepiti: il primo, quello che si trova presso il Laboratorio di Fisica Atomica ed Applicazioni Laser dell'Università Federico II è un apparato Lidar fisso, date le sue notevoli dimensioni ; il secondo, progettato dall'ente Co.Ri.S.T.A (Consorzio di ricerca sui sistemi di telesensori avanzati) , è un apparato che per le sue compatte dimensioni è a pieno titolo un apparato Lidar mobile. Quest'ultimo è stato trasportato ed utilizzato per le misure a Pontecagnano (Sa), svolte in contemporanea a quelle a Napoli, dove si è utilizzato l'apparato Lidar fisso.

Vengono infine descritti gli strumenti meteorologici supplementari per l'apparato fisso, quelli per l'apparato mobile e gli strumenti di bordo di un aereo Sky Arrow, che contemporaneamente al procedere delle misure a Pontecagnano misurava parametri atmosferici, utili per confrontare alcuni risultati delle misure svolte con il Lidar.

6.1 Descrizione dell' apparato sperimentale I.N.F.M.

L'apparato Lidar I.N.F.M. può lavorare sia in configurazione monostatica che bistatica.

Nel caso monostatico l'asse del trasmettitore, il laser, risulta allineato con l'asse del sistema di ricezione, il telescopio; nel secondo caso il fascio laser è parallelo all'asse ottico del telescopio.

L'utilizzo della doppia configurazione geometrica è giustificato dalla possibilità di poter lavorare, in questo modo, a due lunghezze d'onda contemporaneamente, senza miscelare ed espandere i corrispondenti fasci laser. Il fascio laser nell'UV

è inviato in configurazione monostatica, mentre il fascio nel visibile (verde) è inviato in configurazione bistatica. Poiché nel caso monostatico la radiazione retrodiffusa viene raccolta dal telescopio a partire da quote più basse rispetto al caso bistatico, la radiazione UV viene preferita per studi sul PBL, mentre l'utilizzo della radiazione nel verde consente studi più accurati per fenomeni in alta troposfera e in stratosfera.

Lo schema dell'apparato sperimentale fisso è illustrato in figura 6-1: la radiazione retrodiffusa dall'atmosfera è raccolta dal telescopio e focalizzata al suo esterno in un punto in cui è posizionato il diaframma di campo d del telescopio. La luce viene, quindi, fatta incidere su una lente convergente L e poi inviata ad un sistema di selezione spettrale, costituito da dicroici, filtri interferenziali e beam-splitter; la radiazione è quindi inviata al sistema di rivelazione che trasforma il segnale ottico in segnale elettrico.

Nei paragrafi successivi è fornita una analisi dettagliata dei diversi componenti che costituiscono l'apparato sperimentale utilizzato, giustificandone, di volta in volta, la scelta.

6.1.1 Sistema di trasmissione

Specchi di invio. La radiazione laser è inviata in atmosfera attraverso un sistema di specchi dielettrici a multistrato, cioè ottenuti attraverso la sovrapposizione di vari strati di materiale dielettrico di opportuno spessore, (dell'ordine di una frazione della lunghezza d'onda della radiazione incidente), che consentono di ottenere elevati valori di riflessività per una lunghezza d'onda specifica e per una particolare direzione d'incidenza; nel nostro caso le lunghezze d'onda sono nell'UV e nel verde; l'angolo di incidenza è di 45° . Questi specchi riescono a tollerare potenze anche molto elevate.

Nel sistema utilizzato, il fascio a $\lambda = 355\text{nm}$ è inviato in modo monostatico dallo specchio di invio, specchio piano metallico, posizionato all'interno del telescopio parallelamente al secondario; il fascio a 532nm è inviato, invece, in modo bistatico attraverso uno specchio dielettrico a 45° .

Espansore di fascio. È un sistema ottico per ottenere l'espansione del fascio allo scopo di ridurre la divergenza. È costituito da una coppia di lenti, una divergente l'altra convergente, poste ad una distanza reciproca ℓ pari alla somma algebrica delle rispettive lunghezze focali (Figura 6-2).

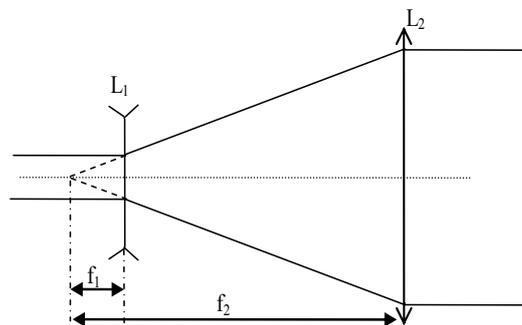


Figura 6-2 Schema dell'espansore di fascio.

Le lenti sono state scelte in modo che sia rispettata la seguente relazione:

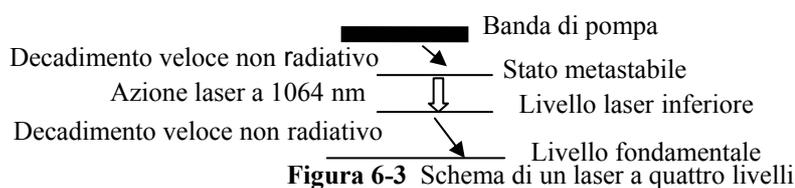
$$\vartheta_f = \vartheta_i \left| \frac{f_1}{f_2} \right|$$

dove

- ϑ_f è l'angolo di divergenza del fascio laser all'uscita dell'espansore, nel nostro caso si ottiene una divergenza pari a 0.1 mrad ;
- ϑ_i è l'angolo di divergenza del fascio laser prima dell'espansore, pari a 0.5 mrad ;
- f_1 e f_2 sono le lunghezze focali della lente divergente e convergente, rispettivamente.

L'inserimento di un tale sistema lungo il percorso del fascio UV, nella fase di invio in atmosfera, è stato dettato dalla necessità di massimizzare il segnale. A tale scopo, il fascio laser all'uscita deve illuminare un volume d'aria completamente all'interno del campo di vista del telescopio. Questa condizione impone delle restrizioni sulla divergenza del fascio laser, che deve essere minore dell'apertura del campo di vista del telescopio.

Laser. La sorgente di radiazione utilizzata è un laser a Nd:Yag, il cui mezzo attivo è costituito da un cristallo $Y_3Al_5O_{12}$, dopato con ioni Nd^{3+} al posto di Y^{3+} . Il laser utilizzato è a quattro livelli, come mostra la figura 6-3.



La transizione laser tra lo stato metastabile e il livello laser inferiore produce una radiazione di lunghezza d'onda pari a 1064 nm. Siccome la tecnica Lidar si basa sui processi di scattering Raman, di Rayleigh e di Mie ai quali è associata una sezione d'urto proporzionale a λ^{-4} per i primi due e a $\lambda^{-\delta}$ ($3 < \delta < 4$) per quello di Mie, per avere un segnale intenso, occorre generare armoniche superiori (i.e., radiazioni con lunghezze d'onda più piccole). Ciò viene fatto attraverso processi ottici non lineari: il laser utilizzato dispone di una successione di blocchi, ciascuno contenente un opportuno cristallo per la generazione di un'armonica. Questi blocchi seguono un primo blocco in cui si produce la frequenza fondamentale e poi attraverso fenomeni di mixing degenera di frequenze, produce armoniche superiori. Tale laser, quindi, è in grado di operare simultaneamente su quattro diverse lunghezze d'onda: la fondamentale a 1064nm, la II armonica a 532nm, la III armonica a 355nm, la IV armonica a 266nm, con una energia nominale per impulso pari rispettivamente a 0.65 J, 0.35 J, 0.15 J e 0.05 J, e con una frequenza massima di ripetizione pari a 20 Hz. La scelta di questo tipo di laser è stata dettata dalle sue caratteristiche di compattezza e stabilità, dai valori di picco dell'energia e dalla possibilità di disporre di diverse lunghezze d'onda di cui due nell'UV. Il vantaggio dell'utilizzo di lunghezze d'onda nell'ultravioletto è anche legato alla maggiore efficienza di ricezione del segnale. L'uso di radiazione ultravioletta consente, inoltre, di operare in condizioni di minore rumore dovuto alla radiazione di fondo.

I dettagli tecnici del laser sono sintetizzati nella tabella 6-1.

Laser Nd:YAG (BRILLIANT - mod. B)	
Lunghezza d'onda ed energia per impulso	$\lambda = 1064 \text{ nm}, E_{MAX} = 600\text{mJ}$ $\lambda = 532 \text{ nm}, E_{MAX} = 300\text{mJ}$ $\lambda = 355 \text{ nm}, E_{MAX} = 170\text{mJ}$ $\lambda = 266 \text{ nm}, E_{MAX} = 50\text{mJ}$
Frequenza massima di ripetizione	20 Hz
Divergenza	$\sim 0.5 \text{ mrad}$ a $\lambda = 355 \text{ nm}$ $\sim 0.6 \text{ mrad}$ a $\lambda = 532 \text{ nm}$
Durata dell'impulso	5-7 ns
Larghezza di banda	0.11 cm^{-1}
Pompaggio ottico	Lampade a Xenon

Tabella 6-1 Caratteristiche tecniche del sistema laser utilizzato.

Al fine di calcolare il valore reale dell' energia per impulso del laser alle due lunghezze d'onda di utilizzo (l'ultravioletto e il visibile) è stato fissato il repetition rate a 20 Hz e sono state eseguite una serie di misure della potenza della radiazione in uscita al variare del Flash-QS Dly, cioè il ritardo tra l'istante in cui viene accesa la lampada e quello in cui viene emesso il segnale di trigger.

I risultati ottenuti sono riportati in tabella 6-2 e graficati in Figura 6-4.

Fl-QS Dly (\square s)	275	300	325	350	375	400	425	450	475	500
Potenza del fascio a 355 nm (W)	2.05	2.04	1.95	1.69	1.26	0.76	0.34	0.2	0.13	0.03
Potenza del fascio a 532 nm (W)	1.86	1.83	1.75	1.57	1.23	0.85	0.45	0.32	0.23	0.07

Tabella 6-2 Potenza misurata del laser alle due lunghezze d'onda e al variare del FL-QS Dly.

Nel nostro caso il segnale da rivelare è pulsato, ed è possibile determinare l'energia del singolo impulso calcolando il rapporto tra la potenza media del treno di impulsi e la frequenza di ripetizione (repetition rate).

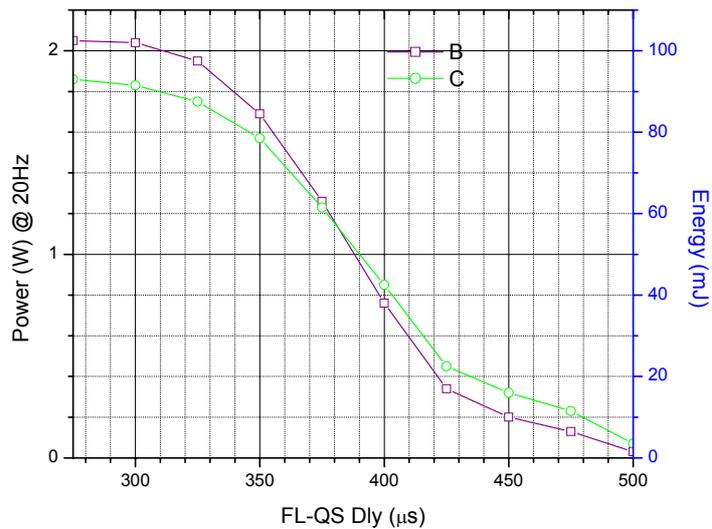


Figura 6-4 Andamento sperimentale della potenza del laser a Nd-Yag e della potenza ottenuta.

6.1.2 Sistema di ricezione

Il sistema di ricezione è costituito da un celostata e da un telescopio a riflessione in configurazione newtoniana.

Telescopio. Lo specchio primario del telescopio è uno specchio sferico di diametro pari a 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.

Il telescopio raccoglie la luce retrodiffusa dal particolato e dalle molecole presenti nella zona di intersezione del campo di vista del telescopio con il fascio laser. Tale zona individua il volume di atmosfera investigato, volume di scattering, da cui si ottiene il segnale Lidar definito nell'equazione (4.9) come il segnale retrodiffuso dalla zona di sovrapposizione completa tra il campo di vista del telescopio e il fascio laser, ($\chi = 1$). È importante notare che la presenza dello specchio d'invio e del secondario provoca una zona d'ombra geometrica che impedisce al telescopio di raccogliere tutta la radiazione diffusa dalle basse quote. In queste condizioni il segnale Lidar presenta un'intensità inferiore al valore atteso ed è necessario correggere tale segnale per un intervallo di quote sotto la zona di sovrapposizione completa, moltiplicandolo per un coefficiente detto fattore di forma geometrico. La determinazione della zona di sovrapposizione è legata al campo di vista del telescopio, (field of view, f.o.v.). Quest'ultimo può essere regolato variando l'apertura di un

diaframma posizionato all'uscita del telescopio in corrispondenza del suo fuoco (diaframma di campo del telescopio), secondo la relazione:

$$f.o.v. \cong \frac{d}{F_T}$$

dove d e F_T sono rispettivamente il diametro del diaframma e la focale del telescopio. L'uso di un diaframma di grande apertura consente di abbassare la quota a partire dalla quale si ha sovrapposizione completa e ciò può essere utile per effettuare lo studio della bassa atmosfera. Tuttavia l'abbassamento di tale quota favorisce la raccolta di radiazione dovuta a fenomeni di scattering multiplo che si verificano alle alte quote ed un aumento della radiazione di fondo, che può causare problemi di saturazione dei fotomoltiplicatori ed un peggioramento del rapporto segnale-rumore. Al fine di ottenere un buon compromesso tra queste condizioni, si è deciso di utilizzare un diaframma da 1.6mm che produce un f.o.v di 1.3 mrad.

È sembrato, invece, più conveniente l'uso di un diaframma con apertura di 0.8mm nella fase di allineamento del sistema. Quest'ultima operazione consiste nel ricercare le condizioni che massimizzano il parallelismo tra il fascio laser e l'asse del f.o.v. in modo da estendere il range delle quote sondabili. La scelta di un diaframma di campo più piccolo, allora, consente di allineare il fascio laser con maggiore precisione, assicurando automaticamente l'allineamento del sistema anche nella fase della misura vera e propria.

È di seguito riportata una tabella riassuntiva delle proprietà del sistema di raccolta utilizzato.

Telescopio	
tipo	newtoniano
diámetro primario (m)	0.3
raggio di curvatura (m)	2.4
Lunghezza focale (m)	1.2
campo di vista (mrad)	1.6 in fase di misura 0.8 in fase di allineamento

Tabella 6-3 Caratteristiche del telescopio.

Celostata. Il celostata è un dispositivo costituito da due specchi piani, inclinati a 45° e paralleli tra loro, montato sopra al telescopio in modo che l'asse del primo specchio del

celostata, S_1 , coincida con l'asse del telescopio, come indicato in figura 6-1. Esso può ruotare intorno a due assi, quello verticale, a, e quello orizzontale, b, riuscendo così a scandagliare l'atmosfera lungo qualunque direzione.

6.1.3 Sistema di selezione spettrale

Con riferimento alla Figura 6-1, la radiazione retrodiffusa dall'atmosfera viene raccolta dal telescopio e indirizzata, attraverso la lente di collimazione, L, su un primo dicroico, D_1 , che trasmette e riflette, in direzioni ortogonali, due bande spettralmente adiacenti, relative al canale elastico ed a quello anelastico. La radiazione viene ulteriormente inviata ad altri due specchi dicroici: D_2 separa il segnale elastico in due bande spettrali adiacenti relative alla II e III armonica, mentre D_3 separa il segnale anelastico in due bande relative ai due canali Raman, quello per la diffusione delle molecole di azoto e quello per la diffusione delle molecole d'acqua. Gli andamenti dei coefficienti di trasmissione dei dicroici sono riportati in Figura 6-5 e 6-6. Successivamente, la radiazione così separata viene inviata a dei filtri interferenziali, FI, ottenuti attraverso la tecnica a multistrato, che permettono di selezionare le lunghezze d'onda di interesse, nel nostro caso corrispondenti ai segnali Raman retrodiffusi dalle molecole di azoto ($\lambda=386.7$ nm) e dalle molecole d'acqua ($\lambda=407.8$ nm) ed ai segnali elastici corrispondenti alla seconda armonica ($\lambda=532.0$ nm) e alla terza armonica ($\lambda=354.7$ nm).

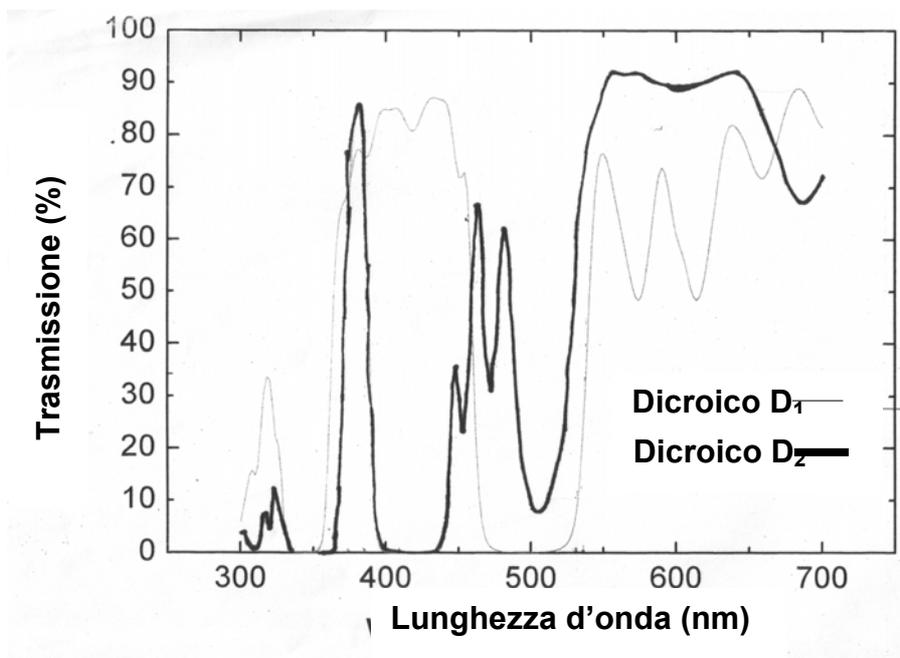


Figura 6-5 Andamento del coefficiente di trasmissione per i dicroici D_1 e D_2 .

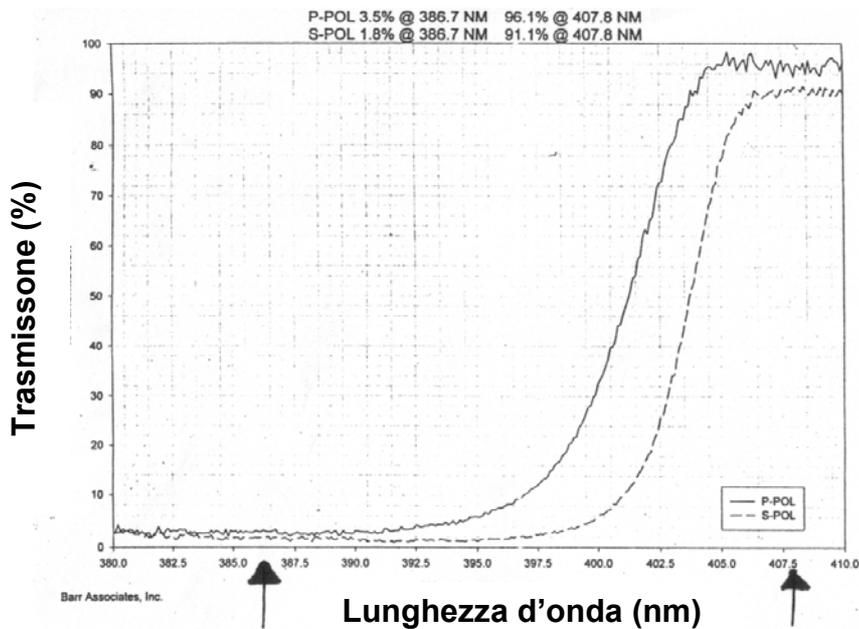


Figura 6-6 Andamento del coefficiente di trasmissione del dichroico D_3 . Gli stati di polarizzazione della radiazione ricevuta alla lunghezza alla lunghezza d'onda di interesse mostrano valori della trasmissività quasi uguali, per cui è trascurato lo stato di polarizzazione con cui la radiazione raccolta è stata trasmessa.

Lente di collimazione. La lente di collimazione è utilizzata per raccogliere tutta la radiazione in uscita dal telescopio e per la collimazione dei fasci.

La prima condizione è soddisfatta uguagliando il rapporto tra la lunghezza focale F_T del telescopio ed il diametro D_T dello specchio primario, detto “*f number*”, con il rapporto della distanza focale f della lente ed il suo diametro D . Noto l’*f number* del telescopio, F_N^T , deve aversi:

$$f = \frac{F_T}{D_T} D = F_N^T D \quad (6.1)$$

Si può così scegliere la distanza focale della lente controllando lo spot luminoso emergente, di dimensione $d \approx \alpha f$ con α angolo di apertura del fascio, in modo da ridurne opportunamente le dimensioni e poter utilizzare filtri interferenziali più piccoli e fotomoltiplicatori con superfici sensibili minori e quindi meno costosi.

Per soddisfare la condizione di collimazione occorre posizionare la lente collimatrice ad una distanza dal fuoco del telescopio pari alla sua lunghezza focale. Tuttavia la scelta della posizione della lente collimatrice non è banale a causa della dipendenza della distanza focale dalla lunghezza d’onda del fascio da collimare; infatti poiché l’indice di rifrazione del materiale di cui è composta la lente dipende dalla lunghezza d’onda, la lente rifrange diversamente radiazioni con lunghezza d’onda diversa.

Per una lente piano-convessa la distanza focale dipende dall'indice di rifrazione secondo la seguente legge:

$$f = \frac{R}{n-1} \quad (6.2)$$

Per una lente in *fused silica*, di raggio di curvatura R , l'indice di rifrazione varia con λ secondo la formula, data dalla casa costruttrice:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (6.3)$$

dove $B_1 = 0.6962$, $B_2 = 0.4079$, $B_3 = 0.8975$, $C_1 = 4.68E-03$, $C_2 = 0.01351$, $C_3 = 97.934$ e λ è espressa in μm . Da tale relazione è stato calcolato per ogni λ di interesse, il corrispondente indice di rifrazione n . Noto R , si è ricavata, poi, dalla (6.2) la distanza focale al variare della lunghezza d'onda.

I risultati sono elencati nella seguente tabella:

λ (nm)	355	386.6	407.8	532
$n(\lambda)$	1.476	1.472	1.469	1.461
f (cm)	7.33	7.34	7.44	7.57

Tabella 6-4 Indice di rifrazione e distanza focale di una lente piano-convessa in *fused silica* corrispondenti alle lunghezze d'onda di nostro interesse.

La tabella evidenzia che la distanza focale della lente può variare di circa 3mm in base al valore della lunghezza d'onda considerata. Tenuto conto delle considerazioni svolte a commento della (6.1) e (6.2), è stata scelta una lente piano-convessa in *fused silica*, con raggio di curvatura $R = 34.9\text{mm}$ diametro $\phi = 25.4\text{mm}$. Tale lente è stata posizionata a una distanza dal diaframma pari a 76.2mm che costituisce la distanza focale per la lunghezza d'onda $\lambda = 587.6\text{nm}$. La scelta di una tale lente oltre a soddisfare la condizione di collimazione e di raccolta di tutta la radiazione, tiene conto anche del fatto che le distanze dei punti da cui parte il segnale retrodiffuso non sempre possono considerarsi infinite.

Filtri interferenziali. La scelta dei filtri interferenziali, FI, è basata sulla necessità di selezionare il solo contributo del segnale ottico in esame, escludendo il più possibile la luce di fondo. Poiché la lunghezza d'onda nominale trasmessa da un filtro interferenziale corrisponde al valore di picco di una banda stretta centrata su questo valore, nell'ipotesi in

cui il fascio di luce incidente sulla superficie del filtro sia ad essa normale, la larghezza di banda del filtro deve essere scelta in modo da risultare maggiore di quella del laser e sufficientemente piccola da dare un buon rapporto segnale-rumore. Per ogni filtro, perciò, occorre fissare sia la larghezza della banda passante nell'intorno della lunghezza d'onda di interesse (band width, BW) e la sua trasmissività, che il rapporto di reiezione, cioè, l'attenuazione relativa alle lunghezze d'onda esterne alla banda passante.

Nella Tabella 6-5 sono riportate le caratteristiche dei FI usati.

	λ (nm)	Banda passante (nm)	trasmissività	Rapporto di reiezione
Scattering elastico	532.0	0.5 ± 0.1	> 30%	10^{-6} fino a 1200 nm &@354.7 nm
	354.7	0.5 ± 0.1	> 30%	10^{-6} fino a 1200 nm
Scattering Raman	386.7 (N ₂)	0.5 ± 0.1	> 30%	10^{-6} fino a 1200 nm; 10^{-8} @354.7 nm
	407.8 (H ₂ O)	0.5 ± 0.1	>40%	10^{-6} fino a 1200 nm; 10^{-10} @354.7 nm

Tabella 6-5 Caratteristiche dei filtri interferenziali

Nella scelta dei FI si è tenuto conto che nel caso specifico del segnale Raman occorre usare un filtro interferenziale che presenti un'attenuazione molto alta in corrispondenza della lunghezza d'onda del laser; infatti, poiché il segnale Raman è circa 1000 volte più debole di quello elastico, il FI per tale segnale deve presentare una reiezione fuori banda di almeno 10^{-6} e di almeno 10^{-8} per la lunghezza d'onda del segnale elastico, nel caso si voglia rivelare il segnale Raman dell'azoto e di almeno 10^{-10} per la rivelazione del segnale Raman dell'acqua. Nelle Figure 6-7a, 6-7b, 6-7c sono riportate le caratteristiche spettrali dei filtri usati.

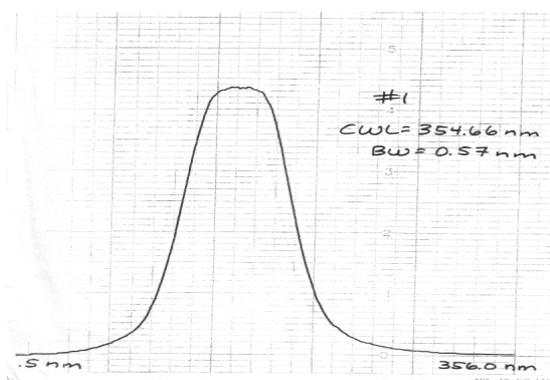
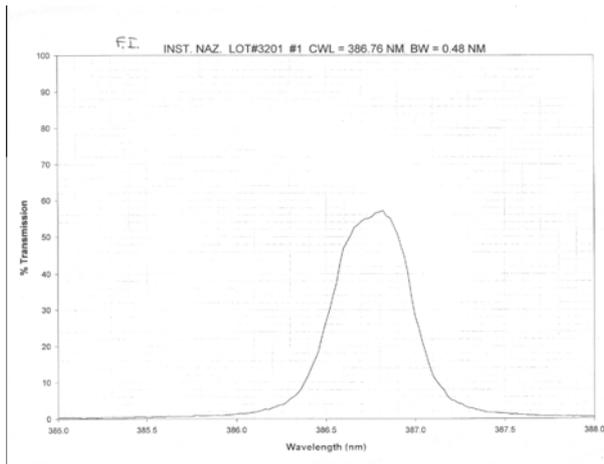


Figura 6-7a
Trasmissività del FI per la lunghezza d'onda per il canale elastico nell'UV.



Figur 6-7b
Trasmissività del FI per il canale Raman dell'azoto.

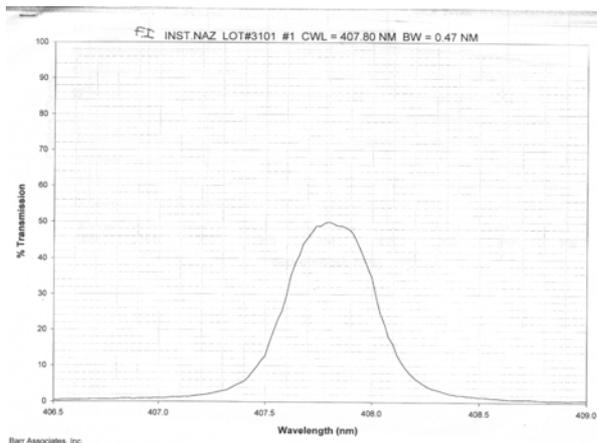


Figura 6-7c
Trasmissività del FI per il canale dell'acqua.

6.1.4 Sistema di rivelazione e di acquisizione

L'acquisizione dei segnali è affidata ad un sistema di fotomoltiplicatori veloci, ciascuno dei quali presenta al suo ingresso un opportuno filtro neutro, capace di attenuare l'intensità del fascio incidente, allo scopo di evitare problemi di saturazione dei fotomoltiplicatori. Il segnale infine è acquisito al computer attraverso schede di acquisizione a multicanale (schede MCS e Turbo-MCS), descritte più avanti. Per il sistema utilizzato sono stati presi in considerazione il segnale elastico, corrispondente alla seconda e alla terza armonica, acquisito sia in analogico che in fotoconteggio, e il segnale Raman, relativo allo scattering da parte delle molecole di acqua ed azoto, con acquisizione solo in fotoconteggio.

Filtri neutri. La scelta dei filtri neutri, FN, dipende dalle condizioni atmosferiche (cielo sereno o no), dall'ora della misura (giorno, notte), dal tipo di radiazione che si vuole rivelare (segnale elastico o Raman), e dalla modalità di acquisizione della stessa (in analogico o in fotoconteggio).

I valori di attenuazione sono stati scelti in modo da aumentare il range delle quote sondabili. Infatti, non esistendo fotomoltiplicatori con la dinamica così ampia ($\sim 10^5$) da consentire di

rivelare il segnale completo a tutte le quote di interesse, si è deciso di splittare il segnale, attraverso un beam-splitter all'80% di trasmissione, per l'acquisizione, distinta e simultanea, da bassa e da alta quota. Il segnale trasmesso è designato allo studio delle alte quote, quello riflesso allo studio delle quote più basse. Sono stati, quindi, scelti alti valori di attenuazione all'ingresso dei fotomoltiplicatori dedicati all'acquisizione dalle basse quote, in modo da evitare la saturazione del rivelatore. Per il canale dedicato alle quote più alte, invece, si è optato per una minore attenuazione, scelta in modo da raggiungere le quote più elevate, tollerando una leggera saturazione alle basse quote.

La procedura illustrata è stata seguita per il canale Raman dell'azoto e per il canale elastico nell'UV, mentre per il canale elastico nel visibile, per ovviare alla mancanza di FN di opportuna attenuazione, si è deciso di acquisire in trasmissione il segnale proveniente dalle basse quote e in riflessione quello dalle alte quote, attenuando maggiormente il segnale trasmesso per l'acquisizione in fotoconteggio. Seguendo questo criterio si è ricercata una zona in cui i due segnali fossero sovrapponibili in modo da estendere la dinamica del segnale. In tabella 6.6 sono indicate le caratteristiche dei filtri neutri utilizzati per i diversi canali. Occorre dire quale sia il significato fisico dei numeri riportati nella terza colonna della tabella e dire anche che si tratta di valori nominali, in quanto l'attenuazione dipende dalla lunghezza d'onda

	Canale di acquisizione	Fattore di attenuazione
Segnale analogico	Elastico a 355 nm	100+10
	Elastico a 532 nm	70+70
Segnale in fotoconteggio	Elastico a 355 nm	60
	Elastico a 532 nm	200+10
	Raman dell'azoto a bassa quota a 387 nm	10
	Raman dell'azoto a alta quota a 387 nm	20
	Raman dell'acqua a 407 nm	0

Tabella 6-6 Valori dei filtri neutri utilizzati per i diversi canali di acquisizione. Il fattore di attenuazione è definito come $-100 \log T$, dove T è la trasmittività del filtro.

Fotomoltiplicatori. La scelta dei vari fotomoltiplicatori, PMT, è vincolata al tipo di segnale da rivelare e alla modalità di acquisizione. Di seguito è fornita separatamente una descrizione dei sistemi di rivelazione impiegati per i vari tipi di segnali considerati, quello

elastico e quello Raman; le caratteristiche specifiche dell'elettronica di acquisizione sono indicate nella Tabella 6-7.

Segnali elastici. I due segnali elastici, corrispondenti alla lunghezze d'onda di emissione del fascio laser nell'UV ($\lambda = 355nm$) e nel visibile ($\lambda = 532nm$), sono acquisiti sia in fotoconteggio (per la rivelazione della radiazione retrodiffusa dalle alte quote) che in analogico (per la rivelazione dalle basse quote). L'acquisizione in analogico avviene attraverso un oscilloscopio con una risoluzione di 20 ns, corrispondente ad una risoluzione spaziale di 3m, e su un numero di campioni pari a 2500, corrispondenti ad un tempo totale di 50 μs e quindi a una quota massima di 7500m.

<i>Segnale Elastico UV</i>	
PMT bassa quota	Hamamatsu mod. R2079 select
acquisizione bassa quota	analogica mediante oscilloscopio digitale Tektronix (risoluzione verticale 10bit, banda passante 500MHz).
PMT alta quota (testa p.c.)	Hamamatsu mod. H-6180-01
acquisizione alta quota	photon counting, mediante scheda EG&G Ortec MCS
<i>Segnale Elastico VERDE</i>	
PMT bassa quota	EMI mod. 9202 QB
acquisizione bassa quota	analogica mediante oscilloscopio digitale Tektronix (risoluzione verticale 10bit, banda passante 500MHz)
PMT alta quota (testa p.c.)	Hamamatsu mod. H-6180-01
acquisizione alta quota	photon counting mediante scheda EG&G Ortec MCS
<i>Segnale Raman N₂</i>	
PMT bassa quota (testa p.c.)	EMI mod. P25PC
acquisizione bassa quota	photon counting mediante scheda EG&G Ortec MCS
PMT alta quota (testa p.c.)	Hamamatsu mod. H-6180-01
acquisizione alta quota	photon counting mediante scheda EG&G Ortec Turbo-MCS mod. 914-D(300MHz, risoluzione min = 5 ns)
<i>Segnale Raman H₂O</i>	
PMT	Hamamatsu mod. R1828-02
acquisizione	photon counting mediante scheda EG&G Ortec Turbo-MCS, mod. 914-D con discriminatore Philips (300 MHz; Soglia 10 mV).

Tabella 6-7 Modalità di acquisizione e specifiche dell'elettronica per i diversi canali.

Il canale in fotoconteggio è acquisito, attraverso schede multicanale, fino ad una distanza di 30km, con una risoluzione spaziale di 15m. A causa di problemi di dinamica dei fototubi, il segnale analogico, cioè quello raccolto dall'oscilloscopio, risulta in genere utilizzabile tra circa 300÷5500 m, mentre quello raccolto in fotoconteggio, da circa 2÷ 2.5km dalla stazione Lidar fino a 30km. Si può individuare una zona in cui i segnali acquisiti nelle due diverse modalità si sovrappongono ed è in questa zona che viene scelto un punto di unione al di sopra del quale si adotta il segnale in fotoconteggio e sotto quello analogico. In questo

modo, attraverso l'acquisizione contemporanea digitale ed analogica del segnale elastico, si ottiene un segnale con una dinamica più ampia, come è evidenziato in figura 6-8.

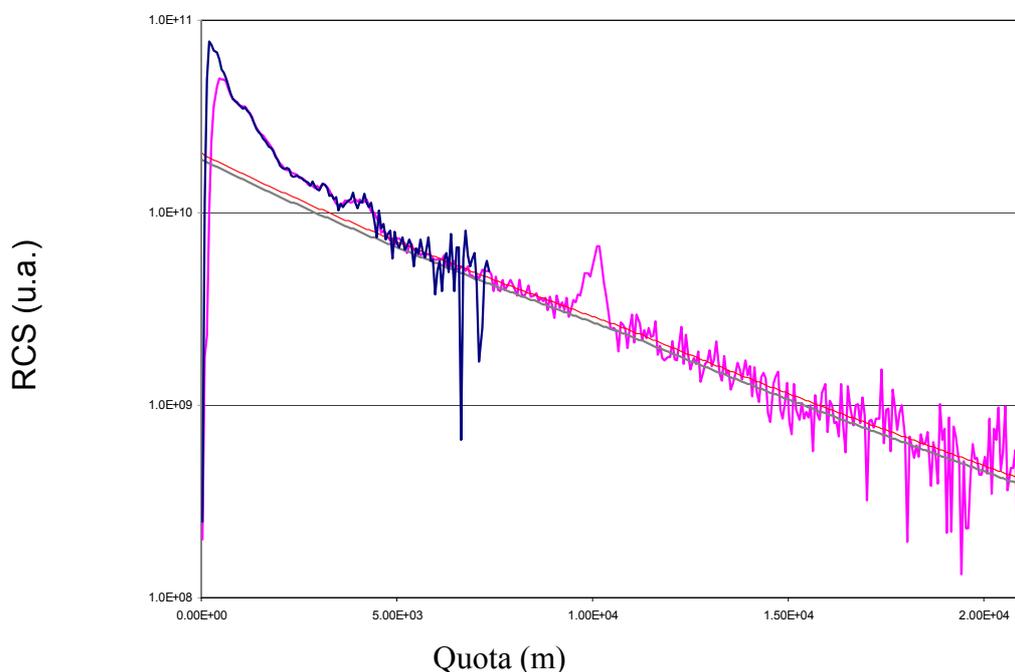


Figura 6-8 Estensione della dinamica del segnale (04/09/2004) attraverso l'acquisizione simultanea in fotoconteggio e in analogico della radiazione retrodiffusa.

Segnali Raman. Anche il segnale ottico corrispondente allo scattering Raman da parte delle molecole di azoto viene separato, attraverso un beam-splitter, in due canali distinti, per la rivelazione della diffusione da alta e bassa quota. I segnali corrispondenti allo scattering Raman dell'azoto sono acquisiti fino a 30km di quota, con una risoluzione spaziale di 15m (scheda MCS).

Per quanto riguarda il canale Raman dell'acqua, questo viene acquisito in fotoconteggio, ma con un solo canale poiché il segnale è sempre molto debole. Il sistema di acquisizione consente di raggiungere quote di 30km, ma difficilmente il segnale supera i 6km.

È importante sottolineare che a causa della bassa sezione d'urto, in condizioni diurne, entrambi i segnali Raman sono soggetti ad un rumore molto elevato, dovuto alla radiazione solare a quelle frequenze, e questo rende molto difficile rivelare tali segnali con un buon rapporto segnale-rumore. È per questo motivo che le misure Raman sono effettuate di notte, quando il rumore di fondo cala sensibilmente e si ha un aumento del rapporto segnale-rumore.

Schede multicanale. Le schede di acquisizione, MCS e Turbo-MCS, sono dispositivi che contano il numero di impulsi ricevuti in un breve intervallo di tempo, indicato come dwell-

time, in funzione del tempo trascorso dall'arrivo del segnale di trigger , cioè dell'uscita dell'impulso di luce dal sistema laser. Nel caso delle misure effettuate, il Turbo-MCS ha un dwell-time di 20 ns (risoluzione spaziale di 3m) ed acquisisce dati per 200 μ s, corrispondenti a un intervallo di quote fino a 30km; le schede MCS, invece, hanno un dwell-time di 100 ns (risoluzione spaziale di 15m) per una durata di 200 μ s. In fase di analisi dati le misure sono tutte riportate ad una risoluzione di 15m o 60m in funzione del tipo di analisi dati da effettuare.

6.2 Strumentazione supplementare per Lidar I.N.F.M: sensori meteorologici

Il segnale Lidar è strettamente legato ai parametri fisici dell'atmosfera che influiscono sulla sua intensità tramite il coefficiente di retrodiffusione β ed il coefficiente di attenuazione α . Questi ultimi, a loro volta, come è stato descritto nel capitolo iniziale, dipendono da vari parametri tra cui la densità molecolare che, attraverso l'equazione di stato dei gas perfetti, può essere relazionata alla temperatura e pressione atmosferiche secondo la relazione 1.2.1. È stato anche mostrato che temperatura e pressione dipendono dalla quota in maniera complessa. Da qui la necessità di utilizzare dei modelli atmosferici, che sono ampiamente descritti in letteratura. Ad ogni modo tutti questi modelli richiedono la conoscenza della temperatura e della pressione di punto zero, nel nostro caso la pressione e la temperatura alla quota corrispondente alla posizione della stazione lidar , nel caso del Lidar fisso pari a 118m dal livello del mare.

Accanto ad informazioni sulla temperatura e sulla pressione che forniscono profili verticali del molecolare in atmosfera, può essere molto utile, nello studio degli aerosol troposferici, avere informazioni sulla velocità e sulla direzione del vento per comprendere meglio anche la dinamica delle strutture aerosoliche.

Tutte queste informazioni di tipo meteorologico sono acquisite tramite un sistema di sonde, installate all'esterno, all'altezza della stazione Lidar fissa. Le sonde a disposizione forniscono dati di temperatura, pressione, umidità relativa, velocità e direzione del vento, in corrispondenza dell'altezza della stazione Lidar. I valori di queste grandezze sono acquisiti ogni secondo e mediati su un minuto, dopo di che le informazioni acquisite vengono memorizzate in un file che rappresenta la 'storia' delle informazioni meteorologiche. In figura 6-9 è riportato lo schema a blocchi del sistema di acquisizione dei dati presi attraverso le sonde: quest'ultime forniscono dei segnali elettrici che sono acquisiti in modo digitale da un modulo, modello Field Point FP-A1-110 della National Instrument con 8

canali di ingresso ed una risoluzione di 16 bit. Tale modulo è caratterizzato da un convertitore ADC con all'ingresso i 5 canali delle sonde posti in parallelo e un' interfaccia RS232 che collega l'uscita seriale dell'ADC al computer.

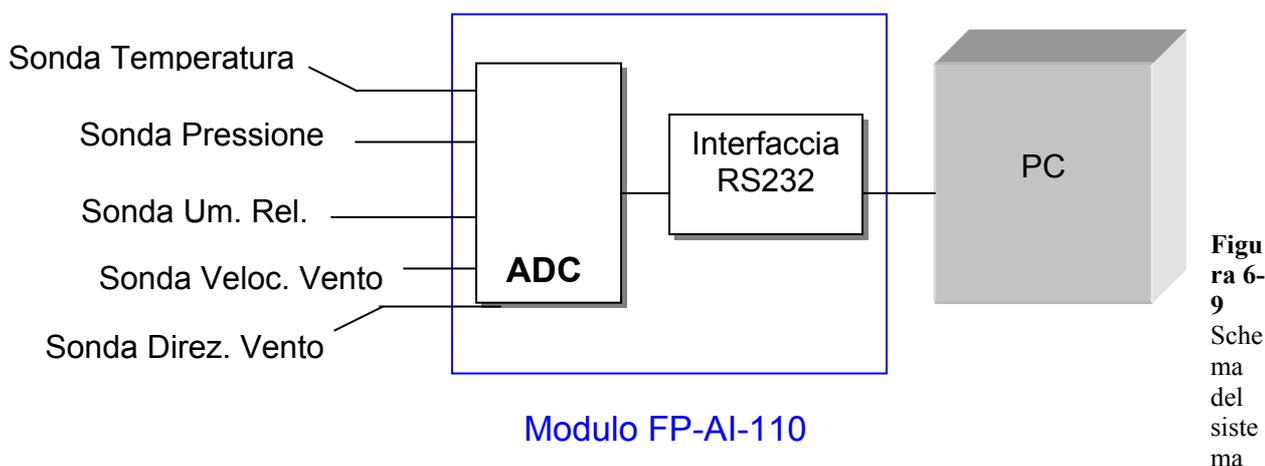


Figura 6-9
Schema del sistema

costituito dal modulo FP-AI-110 che collega le sonde al PC.

6.2 Descrizione di una misura lidar con l'apparato fisso

Una misura con l'apparato Lidar I.N.F.M può essere suddivisa in una fase preliminare consistente nell'allineamento del sistema e nella fase successiva che è quella della misura vera e propria.

L'allineamento del sistema consiste nel ricercare le condizioni che massimizzano la zona di sovrapposizione tra il fascio laser e il f.o.v. in modo da estendere il range di quote sondabili. Nella fase successiva di misura, la radiazione laser è inviata in atmosfera con un repetition rate di 20 Hz e quindi raccolta dal sistema. Questo segnale ottico, opportunamente elaborato attraverso il sistema di selezione spettrale è trasformato, poi, in segnale elettrico e acquisito tramite i multiscaler in fotoconteggio e l'oscilloscopio in analogico.

Una misura lidar corrisponde alla media di 30 misure effettuate in un minuto che, a loro volta, sono ottenute mediando 1200 impulsi laser per ciascuna.

È importante notare che prima che venga fatta la media sui 30 minuti, bisogna scartare tra le 30 misure tutte quelle in cui il segnale è affetto da variazioni significative delle condizioni atmosferiche (presenza di nuvole). Dopo aver visualizzato il segnale al computer, si procede alla eliminazione del fondo, sottraendo al segnale lidar il segnale ad alta quota (dove non è presente aerosol).

L'intera procedura appena descritta per la rielaborazione dei dati sperimentali viene eseguita sia per l'acquisizione in analogico che in digitale per i due segnali elastici e per i due segnali Raman. I due segnali corrispondenti a diverse modalità di acquisizione e alla stessa lunghezza d'onda sono quindi visualizzati simultaneamente. I due segnali vengono normalizzati, dopodichè viene determinata una quota in cui i due segnali appaiono sovrapposti. Al di sotto di tale valore si utilizza l'acquisizione in analogico, mentre al di sopra il segnale è acquisito in fotoconteggio. Si ottiene così un unico segnale con una dinamica più ampia di quella che si avrebbe se si considerasse il segnale acquisito solo in fotoconteggio oppure solo in analogico. Questo segnale va infine corretto per l'area efficace, fattore geometrico che tiene conto che il segnale lidar utilizzabile è quello proveniente dalla zona di sovrapposizione tra il campo di vista del telescopio e il fascio laser. Occorre tenere infine presente che nell'analisi dei segnali Lidar ci sono diversi tipi di sorgenti di errore. In particolare, il profilo di backscattering finale sarà affetto da un errore che sarà determinato da due fattori principali:

- l'errore dal quale è affetto il segnale di partenza;
- il tipo di elaborazione, legato quindi sia all'incertezza sul valore di tutti i parametri che si utilizzano per il calcolo del coefficiente di backscattering sia all'algoritmo che ne modifica la propagazione sul risultato finale.

Per quanto riguarda il tipo di elaborazione utilizzata per i segnali di Napoli, essa si basa su due algoritmi diversi, quello Raman e quello di Klett, applicati a segnali notturni o diurni, rispettivamente. Occorre inoltre tener conto che una delle quantità utilizzate nell'elaborazione è il profilo atmosferico di densità molecolare. Tale profilo è ricavato mediante l'assunzione di un modello teorico di atmosfera, nel caso in esame quello denominato "standard". Una prima fonte di errore su di esso è sicuramente dipendente dall'algoritmo di calcolo usato per ricavarlo. In genere il profilo di densità è calcolato come interpolazione fra valori noti ad un certo numero di quote presi dal modello atmosferico usato. Per quanto riguarda l'errore sul segnale, si è tenuto conto che il segnale utilizzato è la media di un certo numero di segnali. Come errore su di esso è stata quindi considerata la deviazione standard della media. Tale operazione, nonostante sia l'unica statisticamente corretta, non tiene conto di altri fattori che entrano in gioco nel fare una media temporale dei segnali. Ad esempio l'atmosfera può variare molto durante il tempo di integrazione, questo determina una variazione del segnale di fondo, ovvero del segnale che non è legato alla

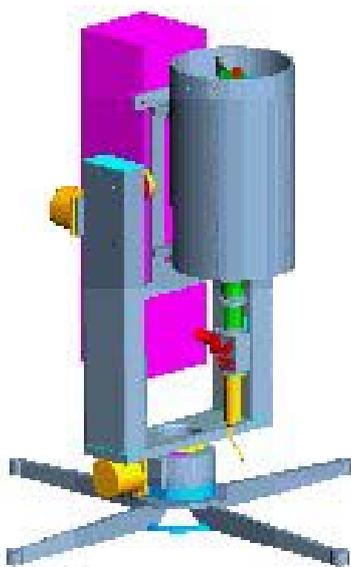
retrodiffusione elastica o Raman (ad esempio una piccola parte di radiazione solare alle lunghezze d'onda di ricezione). Il fondo è stato calcolato dalla media dei valori del segnale alle quote alte, dove si ritiene non ci siano strutture aerosoliche e come suo errore è stata considerata la deviazione standard della media. Nella pratica, in fase di analisi delle misure l'errore sul segnale risulta dominante rispetto a quello sul profilo di densità molecolare.

6.4 Descrizione dell'apparato sperimentale Co.Ri.S.T.A.

L'apparato sperimentale Lidar messo a punto dall'ente Co.Ri.S.T.A. è un prototipo di Lidar portatile[6.6]. Le sue ridotte dimensioni (1m di altezza, 1m di taglia e meno di 50Kg di peso) lo rendono a pieno titolo uno strumento adatto per misurazioni in situ. Esso è costituito da un sistema di: trasmissione, ricezione, selezione spettrale e rivelazione. Tutto il sistema può, a mezzo di due motori passo passo, effettuare misure anche bi-e tri-dimensionali con una scansione dell'atmosfera lungo gli angoli di zenith ed azimuth.

Di seguito viene descritto l'apparato in tutte le sue parti. Nei paragrafi successivi è fornita una descrizione dei diversi componenti che costituiscono l'apparato sperimentale utilizzato.

In figura a sinistra è presentato l'apparato visto dall'esterno nel suo complesso.



6.4.1 Sistema di trasmissione

Di seguito è riportato lo schema del sistema di trasmissione dell'apparato Co.Ri.S.T.A., che lavora sempre in configurazione bistatica.

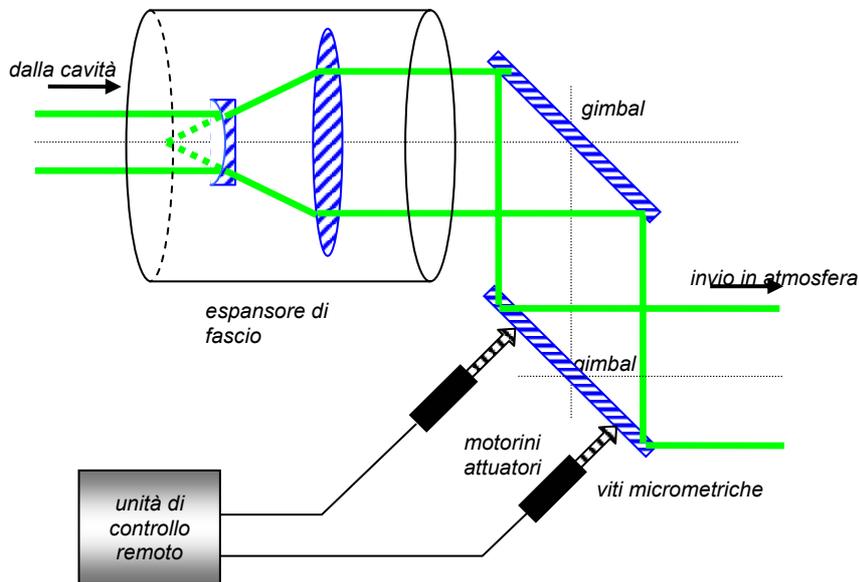


Fig.6.10 Sistema di trasmissione dell'apparato Lidar mobile. Il laser, uscito dalla cavità, passa attraverso un espansore di fascio e viene inviato tramite i gimbal(sistema di due specchi posti a 45° rispetto all'asse ottico della cavità e paralleli l'uno rispetto all'altro) in atmosfera.

Per quanto riguarda la descrizione degli specchi di invio, dell'espansore di fascio e della sorgente laser si faccia riferimento a quanto detto a proposito del lidar I.N.F.M.. Rispetto alla sorgente laser ci sono tuttavia delle notevoli differenze. Pur essendo anche per il Co.Ri.S.T.A. il laser un Nd:Yag, esso presenta delle energie per impulso minori rispetto al laser I.N.F.M., che però sono compensate da repetition rate superiori, che rendono in definitiva le potenze dei due laser confrontabili. All'interno della cavità, in successione, sono disposti dei cristalli per la generazione delle armoniche superiori. Il lidar Co.Ri.S.T.A. può dunque disporre di tre lunghezze d'onda includendo la fondamentale (1064nm); ma solo la seconda armonica (532nm) e la terza armonica (355nm) sono quelle operative e possono essere utilizzate alternativamente. Ogni impulso laser ha una durata di 50ns che consente di ottenere una risoluzione spaziale di 7,5m.

In Tabella 6.7 sono fornite le specifiche della sorgente laser in questione.

Laser Nd:YAG (Quanta System)	
Lunghezza d'onda ed energia per impulso	$\lambda = 532\text{nm}, E_{\text{pulse}} = 500\mu\text{J}$ $\lambda = 355\text{nm}, E_{\text{pulse}} = 300\mu\text{J}$
Frequenza di ripetizione	1 KHz
Divergenza	$\sim 1 \text{ mrad a } \lambda = 355 \text{ nm}$ $\sim 1 \text{ mrad a } \lambda = 532 \text{ nm}$
Durata dell'impulso	50 ns
Larghezza di banda	0.11 cm^{-1}
Pompaggio ottico	diode laser

Tabella 6.7 Caratteristiche del laser della Quanta System

6.4.2 Sistema di ricezione e selezione spettrale

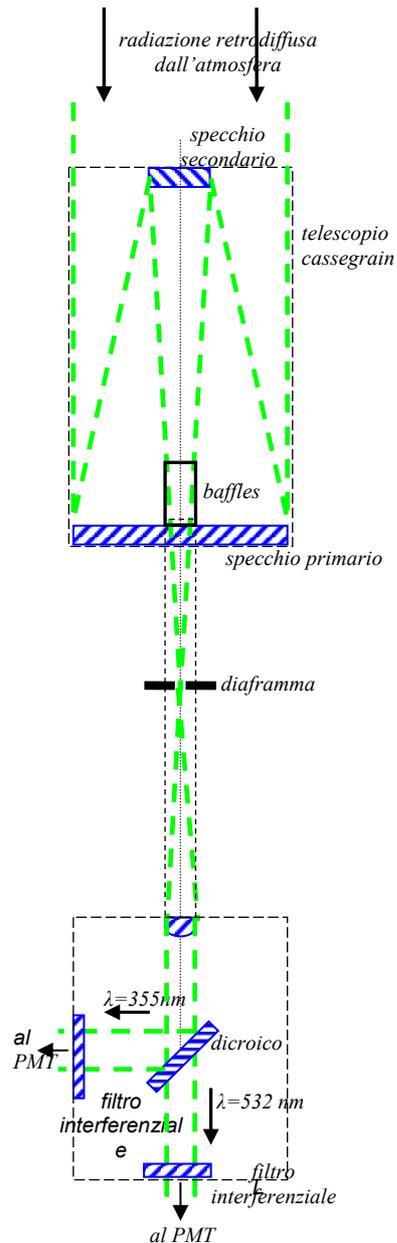
Il sistema di ricezione e di selezione spettrale è costituito da un telescopio in configurazione cassegrain e da un opportuno filtro interferenziale per ciascuna lunghezza d'onda. La radiazione retrodiffusa dall'atmosfera viene raccolta dal telescopio, passa attraverso un diaframma ed incontra uno specchio dicroico, che trasmette la radiazione nel verde.

Quest'ultima giunge al filtro interferenziale che strige ulteriormente la radiazione attorno a 532nm, prima di farla rivelare al fotomoltiplicatore. Il dicroico riflette invece la radiazione UV che arriva anch'essa all'opportuno filtro interferenziale, per poi giungere al sistema di rivelazione.

In figura 6.11 è riportato lo schema del sistema di ricezione e selezione spettrale del lidar Co.Ri.S.T.A..

Telescopio II

apparato lidar ha una che è preferibile in rispetto a quella primario è sferico ed con un'apertura specchio secondario è pari a 6cm. trova anche un baffle schermare la secondario. del telescopio è differenti diametri utilizzati allo scopo di atmosferici, a partire 210m, ricordando la d è il diametro del lunghezza focale del



telescopio di questo configurazione cassegrain, quanto a compattezza newtoniana. Lo specchio ha un diametro pari a 20cm, centrale di 3cm; mentre lo ellittico ed ha un diametro All'interno del telescopio si di 17cm che consente di radiazione non riflessa dal L'effettiva lunghezza focale 140cm ; diaframmi di (2,3,4mm) sono stati osservare diversi intervalli dalle quote 140m, 170m, relazione: $f.o.v. = d/F_t$, dove diaframma e F_t è la telescopio.

Fig.6.11: Schema dell'apparato di ricezione e di selezione spettrale. La radiazione retrodiffusa viene raccolta dal telescopio, passa nel buffer, poi nel diaframma, ed incontra un dichroico. Se la radiazione è verde prosegue ed arriva al fotomoltiplicatore, se è UV viene riflessa e giunge all'altro fotomoltiplicatore.

Telescopio	
tipo	cassegrain
diametro primario (m)	0.2
diametro secondario(m)	0.06
Lunghezza focale (m)	1.4

Tabella 6-8 Caratteristiche del telescopio dell'apparato lidar mobile

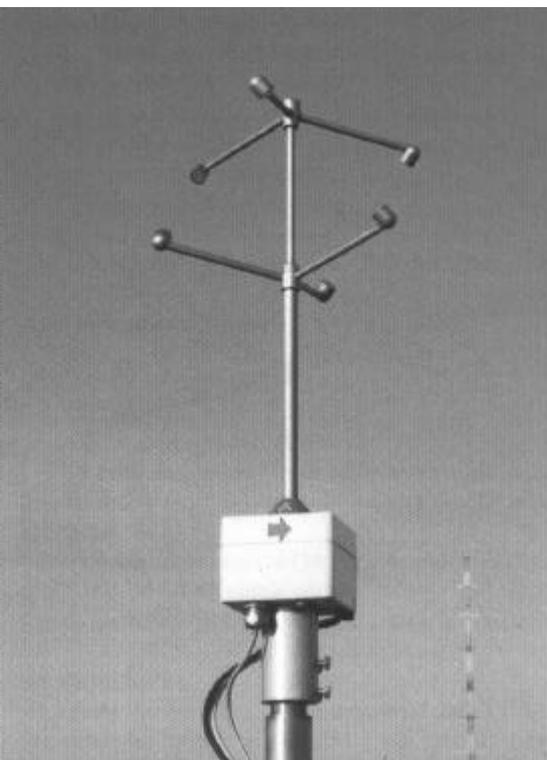
Dicroico Poiché per l'apparato mobile si sfrutta solo il segnale elastico alle due lunghezze d'onda, un solo dicroico è sufficiente. Il segnale lidar nel verde è trasmesso, mentre il segnale lidar UV viene riflesso.

Filtri interferenziali La selezione spettrale è operata da opportuni filtri con (0.5 ± 0.1) nm FWHM, centrati sulle lunghezze d'onda di (532 ± 0.075) nm e (355 ± 0.075) nm rispettivamente, trasmettendo $>35\%$ e bloccando di 10^{-6} la radiazione fuori banda.

6.4.3 Sistema di rivelazione e di acquisizione

Per rivelare la radiazione retrodiffusa sono stati designati due rivelatori per le due lunghezze d'onda. Per il verde si è utilizzato un fotomoltiplicatore analogico, mentre per l'UV un fotomoltiplicatore digitale. Il rivelatore digitale è un fotomoltiplicatore Hamamatsu H6180 con uno stadio di discriminazione e di preamplificazione, mentre il rivelatore analogico è un fotomoltiplicatore Hamamatsu H6780. I due segnali analogico e digitale sono acquisiti da una scheda multicanale con una risoluzione A/D a 12 bit e con una larghezza di banda in DC pari a 20MHz nel canale analogico ed un tasso di conteggio massimo di 250 MHz ed una larghezza di banda di 10MHz-250MHz per l'acquisizione digitale.

6.5 Strumentazione supplementare per Lidar mobile: anemometro ultrasonico ed aereo Sky Arrow



Si è già discusso della necessità di conoscere i valori di pressione e temperatura di punto zero al fine di ricavare, grazie a modelli teorici, la distribuzione verticale della densità molecolare. La conoscenza di altre grandezze è utile per reperire informazioni sui movimenti atmosferici.

Al fine di ovviare a queste esigenze è stato montato a Pontecagnano un palo (vedi figura a sinistra) dotato di un anemometro ultrasonico che attualmente è lo strumento principe per lo studio della turbolenza atmosferica. Il principio fisico su cui si basa l'anemometro ultrasonico è la variazione del tempo di propagazione del suono che si riscontra nei fluidi. A differenza delle onde elettromagnetiche, le onde sonore richiedono un mezzo per essere trasportate e se

quest'ultimo è in movimento rispetto ad un dato sistema di riferimento, la velocità dell'impulso sonoro varia la propria velocità in funzione della velocità del mezzo in cui si propaga. È questo, in pratica, l'unico principio fisico su cui si basa l'anemometro sonico.

L'anemometro, nel corso del ciclo di misura, ha misurato i valori 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 (turbolenza)
- 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.

Tali dati sono stati mediati, in modo da avere una risoluzione di mezz'ora.

I valori della pressione sono stati invece forniti dalla stazione meteo dell'aeroporto di Pontecagnano.

Inoltre, grazie ad una collaborazione con l'Istituto ISAFOM del C.N.R. di Ercolano(Na), è stato possibile far sorvolare, solo per la prima mezz'ora del ciclo di misure, un velivolo di

ricerca ambientale di grande leggerezza (realizzato in fibra di carbonio) noto come Sky Arrow.

In figura 6.12 è riportata la foto del velivolo Sky Arrow

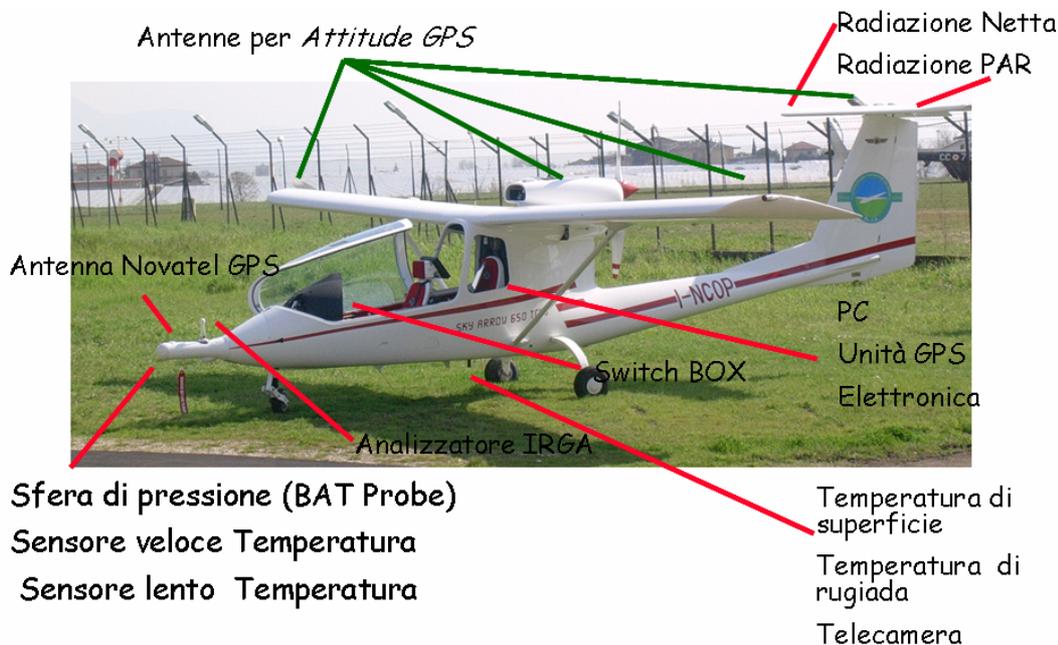


Fig.6.12 Foto del velivolo Sky Arrow. Sono indicati i sensori delle grandezze che il velivolo è in grado di misurare

I diversi sensori che compongono il package hanno una diversa collocazione sul velivolo e sono concepiti per la misura di concentrazioni gassose, temperature, radiazioni, velocità del vento, assetto del velivolo.

La misura del vento rispetto al velivolo V_a viene effettuata tramite la BAT probe, montata sulla parte anteriore del velivolo, e successivamente corretta per il moto dell'aereo rispetto alla terra.

L'Igrometro EdgeTech 200 DewTrack (Tdew) misura la temperatura di rugiada (definita come la temperatura alla quale una massa d'aria umida diventa satura se raffreddata a pressione costante senza variazione di umidità).

Il Termometro ad infrarossi Everest Interscience 4000.4 ZL_(Infrared Temperature Transducre Tsfc) misura la temperatura sulla superficie terrestre.

Di tutte le quantità che il velivolo ha misurato sono state utilizzate per questa tesi, le seguenti:

- temperatura

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

6.6 Descrizione di una misura lidar con l'apparato mobile

Una misura lidar con l'apparato mobile consiste, come per l'apparato fisso, di due fasi: allineamento del sistema e misura vera e propria. Per allineare il sistema risulta conveniente tirare via il diaframma e raccogliere tutta la radiazione, in modo da allargare il campo di vista del telescopio. Una volta allineato il sistema si reintroduce il diaframma e si fa partire la scheda di acquisizione. La scheda di acquisizione genera un file ogni quattro secondi, e, poiché il laser ha una frequenza di 1 KHz, ognuno di questi file è la media di 4000 impulsi laser.

Una volta visualizzati al computer, come nel caso del lidar fisso, si scartano eventuali file e poi si passa alla media definitiva. Si può decidere di volere un file ogni minuto, oppure ogni mezz'ora, o per esempio ogni cinque minuti, come nel caso della scansione (vedi capitolo7). La risoluzione del lidar Co.Ri.S.T.A. è pari a 7,5m, dunque, per migliorare il rapporto segnale-rumore, si procede sempre alla procedura di binning, già descritta, che conduce alla risoluzione desiderata (può essere di 30 0 60m a seconda del tipo di analisi che si intende in seguito compiere). Il segnale viene infine normalizzato al profilo molecolare. Al segnale viene sottratto il fondo, in un modo diverso rispetto al metodo che si utilizza per il segnale lidar I.N.F.M. In pratica, come si vede in figura 6.12, si media il segnale precedente al tempo zero, tempo che corrisponde all'inizio dell'acquisizione senza rivelazione di fotoni retrodiffusi, e lo si sottrae all'intero segnale. Infine il segnale viene normalizzato al profilo molecolare.

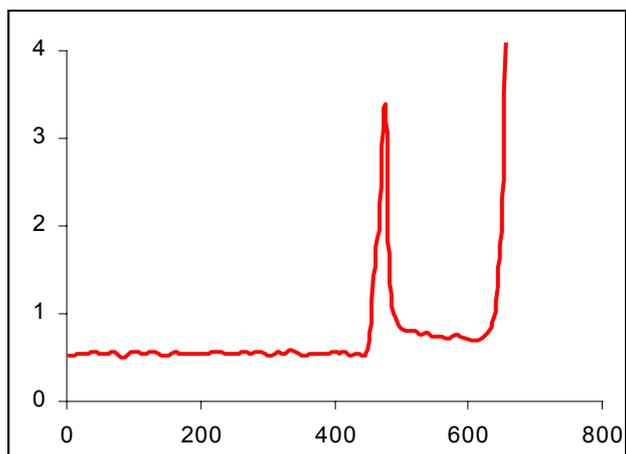


Fig.6.12: Il calcolo del fondo si esegue mediando i conteggi relativi alle quote comprese fra zero ed il picco di tempo zero.

6.7 Area efficace di un sistema lidar

In questo paragrafo viene affrontato il problema dell'analisi della risposta del ricevitore nelle misure Lidar. Tale problema risulta particolarmente importante quando si vuole conoscere il segnale Lidar alle basse quote, come nel caso dello studio dello strato limite planetario.

Infatti, per una corretta interpretazione del segnale Lidar, in particolare, alle quote più basse (0-2000 m), occorre considerare un fattore di correzione per il segnale Lidar. Tale fattore, detto fattore di sovrapposizione (fattore di forma geometrico o area efficace) è funzione della quota, e dipende dalle caratteristiche del rivelatore e del trasmettitore, in particolare, dalla distribuzione spaziale dell'energia del fascio laser, dalla sua divergenza e direzione, e dalla sua sovrapposizione con il campo di vista del telescopio. Esso, inoltre, tiene conto dell'influenza dell'ombra dello specchio secondario, delle aberrazioni ottiche e della disomogeneità della superficie del rivelatore. Tale fattore è funzione crescente della quota all'interno di un certo range e poi, al di sopra del limite superiore di tale range, assume un valore costante.

Data la sua importanza, in letteratura sono proposti vari metodi per la valutazione del profilo dell'area efficace, basati su principi diversi, ma in generale tutti poco accurati.

In linea di principio la determinazione dell'area efficace potrebbe essere ottenuta seguendo un approccio analitico [6,1]. Questo approccio richiede che vengano fatte numerose ipotesi relative a parametri che nella maggior parte dei casi non sono noti con sufficiente accuratezza. In particolare le approssimazioni adottate riguardano:

1. la distribuzione energetica del fascio laser (di solito considerata uniforme o gaussiana);
2. la divergenza del fascio trascurabile;
3. il fascio incidente in modo ortogonale sulla superficie delle ottiche;
4. la supposizione che le ottiche abbiano una forma regolare (specchi sferici, diaframmi circolari);
5. il trascurare le aberrazioni ottiche;
6. la supposizione che le superfici sensibili dei rivelatori non presentino disomogeneità.

È chiaro che tutte queste ipotesi semplificatrici mirano ad agevolare il calcolo dell'area efficace, ma non tengono conto dei fattori reali che caratterizzano il sistema Lidar. Pertanto l'approccio analitico fornisce delle valutazioni, in generale, poco affidabili.

Come evidenziato nel capitolo 4 il segnale Lidar è influenzato da un lato, dalla risposta del sistema di ricezione e dall'altro, dall'efficienza totale, ottica ed elettronica, del canale di rivelazione. Si riporta per comodità l'equazione lidar

di singolo scattering, nel caso di scattering elastico, riscritta come segue:

$$P(\lambda_L, z) = P_L \left(\frac{c\tau}{2} \right) \xi(\lambda_L, z) A_T(\lambda_L, z) z^{-2} \beta(\lambda_L, z) \exp \left[-2 \int_0^z \alpha(\lambda_L, z) dz \right] \quad (6.4)$$

dove per il significato dei singoli termini si rimanda al capitolo 4, e dove è stato introdotto il parametro $A_T(\lambda_L, z)$, detto *area efficace del telescopio*, definito come il prodotto dell'area del telescopio per il fattore di sovrapposizione, $\chi(\lambda_L, z)$, tra il campo di vista del telescopio (field of view, 'fov') 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 fov.

Come è evidente dalla (6.4), le caratteristiche della ricezione influiscono sul segnale Lidar attraverso i due termini $\xi(\lambda_L, z)$ e $A_T(\lambda_L, z)$; 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 Lidar che si utilizza. Nell'ipotesi che non ci siano perdite per trasmissione o riflessione, e che l'efficienza quantica dei fotomoltiplicatori sia uguale a uno, e sia possibile trascurare gli effetti prodotti da $\xi(\lambda_L, z)$ sul segnale Lidar allora $\xi(\lambda_L, z)=1$.

In Figura 6.13 è illustrato il problema della sovrapposizione del fascio laser con il campo di vista del telescopio nelle due tipiche configurazioni di un apparato Lidar: configurazione monostatica e bistatica, corrispondenti rispettivamente alla situazione in cui fascio laser ed asse del telescopio sono coincidenti o semplicemente paralleli.

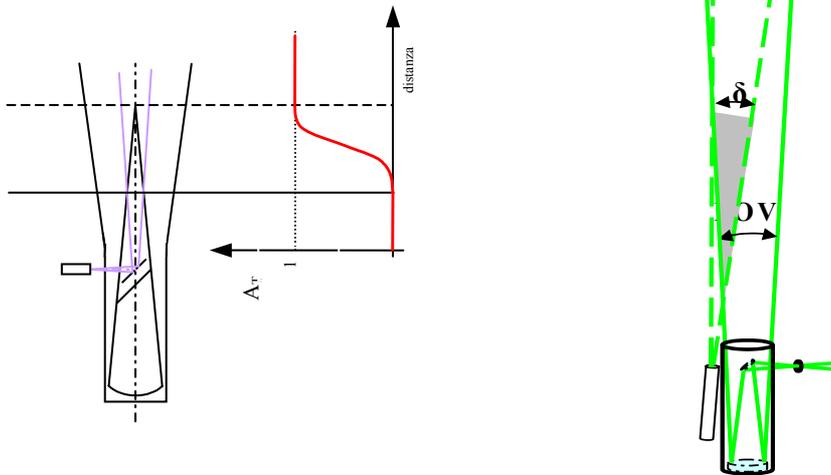


Figura 6-13 Andamento dell'area efficace in funzione della quota a seconda della geometria considerata: l'area efficace è nulla quando il fascio cade nel cono d'ombra del secondario (caso monostatico) o quando non è ancora entrato nel fov del telescopio (bistatico) dopodichè comincia a crescere fino ad assumere un valore costante uguale a uno in corrispondenza della completa sovrapposizione tra fascio e fov.

È possibile ottenere una stima del range in cui $\chi(\lambda_L, z)$ è funzione della quota sulla base di semplici considerazioni geometriche, strettamente dipendenti dalla configurazione Lidar utilizzata. Da tali considerazioni si evidenzia che, per motivi puramente geometrici, la quota minima di sovrapposizione completa è, a parità di altre condizioni, raggiunta prima con una configurazione monostatica che non con una configurazione bistatica. Ciò rende la prima configurazione più adatta allo studio della bassa troposfera, e quindi del PBL.

In queste circostanze, l'area efficace può essere interpretata come la frazione della potenza retrodiffusa da una certa quota z che è raccolta dal telescopio.

Se si indica con E_{tr} l'energia proveniente da un oggetto a quota z e con E_{det} l'energia che raggiunge il primario e che è effettivamente rivelata, l'area efficace del telescopio è data dalla seguente relazione:

$$A_T(\lambda_L, z) = \frac{E_{tr}}{E_{det}} A_0 = \chi(\lambda_L, z) A_0 \quad (6.5)$$

dove $\chi(\lambda_L, z)$ è il fattore di forma geometrico (fattore di sovrapposizione introdotto nel capitolo 4), ed è una funzione crescente di z , nulla all'altezza della stazione Lidar ed uguale a uno a partire da una certa quota in poi.

6.8 Misura dell'area efficace

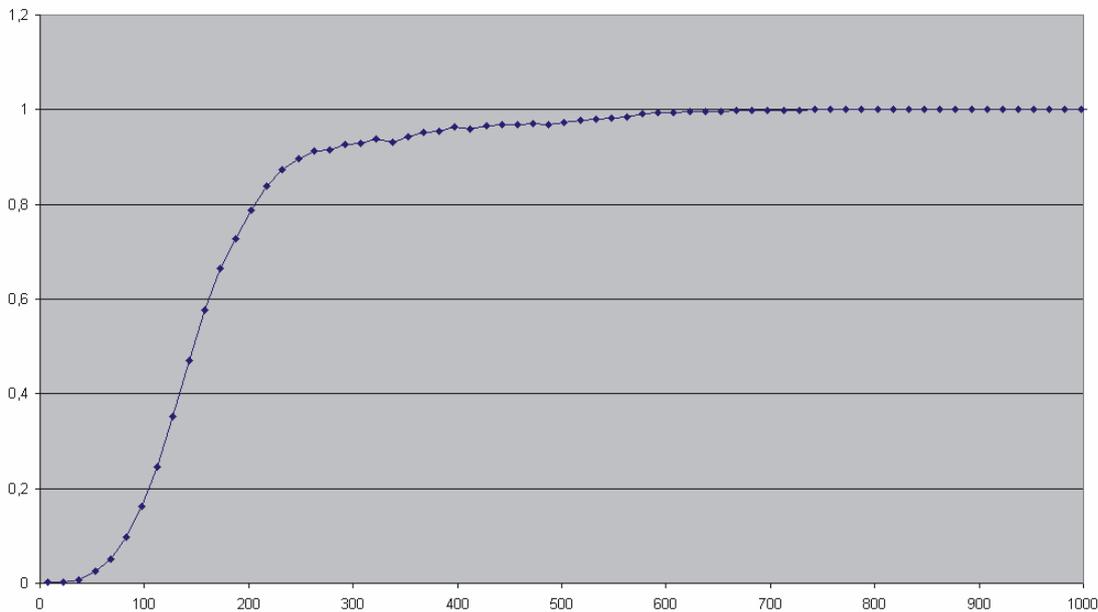
Si riscrive per comodità l'equazione Lidar, e i successivi passi per ottenere $\chi(r)$, omettendo per semplicità la dipendenza dei termini dalla lunghezza d'onda e supponendo di essere in regime di scattering elastico:

$$r^2 P(r) = K\beta(r)\chi(r)e^{-2\int\alpha(r)}$$

$$\ln(r^2 P(r)) = \ln \chi(r) + \ln \beta(r) + K' - 2\alpha r$$

$$\chi(r) = \exp[\ln(r^2 P(r)) - (K' - 2\alpha r) + \ln \beta(r)]$$

Si è ottenuta così l'area efficace del sistema lidar in funzione di parametri ottenibili e misurabili. In figura 6.14 è riportato un tipico andamento di area efficace.



Capitolo 7

Risultati sperimentali delle scansioni

In questo capitolo verranno presentati i risultati delle varie scansioni (applicazione del metodo per invertire l'equazione lidar discusso nel capitolo 5) svolte sia a Napoli che a Pontecagnano. Le scansioni a Napoli (tra il 5 Maggio 2003 e il 26 Giugno 2004) sono state fatte con lo strumento Lidar fisso I.N.F.M. Quella a Pontecagnano del 10 Maggio 2005 è stata invece fatta con lo strumento lidar portatile alla fine del ciclo di misure presentate nel capitolo 8.

7.1 Scansioni a Napoli

Sono state effettuate misure lidar con l'apparato sperimentale I.N.F.M., per testare il metodo della scansione nei giorni 05-05-2003, 03-05-2004, 19-05-2004, 10-06-2004 e 26-06-2004. E' stato scelto come giorno rappresentativo il 10 Giugno 2004.

L'acquisizione è stata effettuata, partendo da un angolo di 70° con lo zenith, con la seguente successione di angoli: 70° , 60° , 50° , 30° , 20° , 10° , 0° , dove 0° rappresenta l'angolo allo zenith, con una durata di dieci minuti per ogni misura. La prima misura è iniziata alle ore 21:00 e l'ultima alle 22:14 (ora locale) in modo da poter acquisire anche il segnale Raman, utile per il confronto dei risultati ottenuti con i vari metodi alternativi. I segnali acquisiti con il canale elastico alla lunghezza d'onda di 355nm sono mostrati in figura 7.1, come funzioni dello spazio percorso e per ogni angolo di acquisizione.

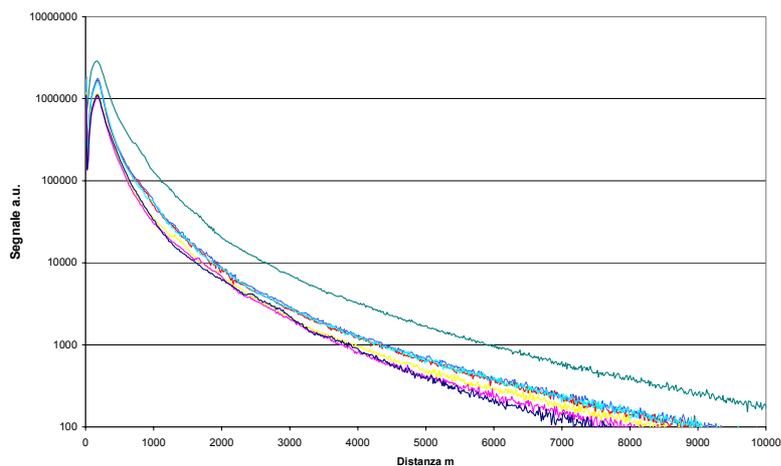


Fig.7.1 Segnali lidar per ogni angolo di acquisizione, riportati in funzione dello spazio percorso

Poiché durante le misure è possibile che ci sia un cambiamento dell'energia del laser, i segnali possono risultare traslati di un fattore costante (vedi figura 7.1). Per ovviare a questo problema si è pensato di porre lo spessore ottico pari a 0 ad una determinata quota, e di normalizzare tra loro i segnali a quella quota.

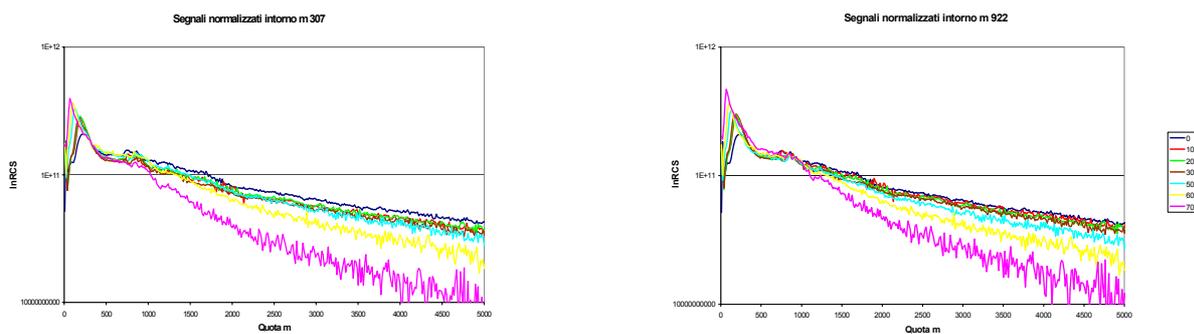


Fig.7.2 Segnale RCS normalizzato alla quota media di 307m e di 922m

Pertanto, dopo aver riportato i segnali lungo la verticale con la procedura di interpolazione spline, sono state scelte due quote di normalizzazione: 307m e 922m. Poiché a bassa quota la sovrapposizione tra il fascio laser ed il campo di vista del telescopio (detta anche area efficace) è incompleta, la valutazione del segnale lidar a tali quote non è corretta, pertanto le quote di normalizzazione sono state scelte: a bassa quota, dove questa cattiva

sovrapposizione potrebbe avere una influenza determinante, e a 922m dove il fattore di sovrapposizione puo' essere considerato costante e pari ad 1. Allo scopo di ridurre l'influenza delle fluttuazioni statistiche è stata quindi effettuata una media corrente dei segnali su cinque punti intorno alle quote prescelte ed il risultato è stato considerato come fattore di normalizzazione. I grafici del Range Corrected Signal (RCS) sono mostrati in fig. 7.2. E' possibile notare in fig. 7.2 come i segnali normalizzati a bassa quota abbiano un andamento irregolare fino alla quota di circa 1000m. Infatti ci si aspetta che essi, una volta riportati in funzione della quota, siano in ordine di intensità decrescente, a partire dalla misura a 0° e progredendo fino a quella di 70°; poiché a 70° il percorso del laser è prevalentemente all'interno della zona nella quale la concentrazione di aerosol è più alta e dunque viene ad estinguersi prima. Il comportamento atteso si osserva dalla quota di circa 1000m in poi. Per questo motivo la quota di normalizzazione migliore è quella di 922m. Sono stati confrontati lo spessore ottico determinato con il metodo Raman e quello calcolato con il metodo variazionale. Confrontando i due grafici (vedi figure 7.3 e 7.4) ed in coerenza con l'assunzione di spessore ottico nullo alla quota di normalizzazione, si è rivelato necessario sommare un termine costante allo spessore ottico calcolato con il metodo variazionale. Questo termine è stato determinato calcolando le differenze tra i due grafici in un determinato intervallo di quote e facendone la media.

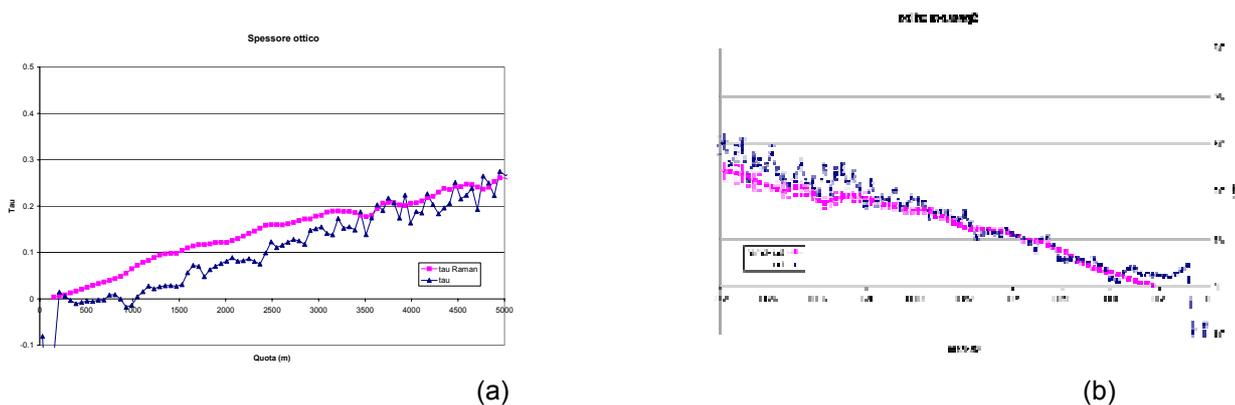


Fig.7.3 Andamento dello spessore ottico con il metodo Raman e con il metodo variazionale, calcolato con i segnali normalizzati intorno alla quota di 307m, senza la somma del fattore costante (a) e dopo aver sommato il fattore costante(b), determinato facendo una media nell'intervallo di quote [990m,2000m]

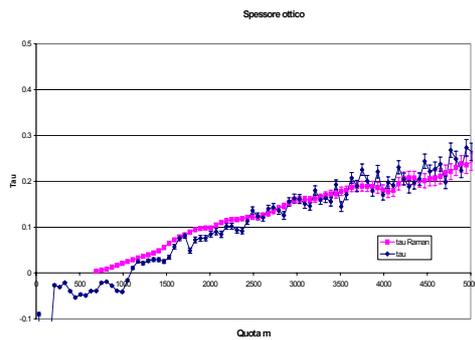


Fig.7.4 Andamento dello spessore ottico con il metodo Raman e con il metodo variazionale, calcolato con i segnali normalizzati intorno alla quota di 922m dopo aver sommato il fattore costante, determinato facendo una media nell'intervallo di quote [990m,2000m]

Si può notare che l'andamento dello spessore ottico calcolato con i due metodi è coerente e questo ci permette di affermare che il metodo variazionale dà buoni risultati per il calcolo dello spessore ottico con misure del segnale elastico a vari angoli.

Lo svantaggio del metodo variazionale, rispetto a quello Raman, è che lo spessore ottico ha più oscillazioni rispetto a quello ottenuto con il segnale Raman; in altre parole gli errori sono più grandi. Il vantaggio di questo metodo, rispetto al Raman, è invece la possibilità di ottenere informazioni sull'andamento dello spessore ottico anche a quote più basse ed inoltre la possibilità di calcolarlo anche nelle ore diurne, quando il PBL diventa un unico grande strato, utilizzando il solo segnale elastico.

E' stato inoltre calcolato il coefficiente di backscattering dalle misure a vari angoli con il metodo variazionale e dalle misure del segnale elastico e del segnale Raman allo zenith. Per il calcolo del coefficiente di backscattering si è utilizzato il valore dello spessore ottico ottenuto dal metodo variazionale e la quota di riferimento utilizzata, quella corrispondente ad una situazione nella quale il contributo al backscattering è dovuto solo alle molecole, è stata considerata uguale alla quota di riferimento presa per il metodo di Klett (vedi cap. 4). E' stata effettuata, a questa quota, una media del segnale S_i e dello spessore ottico τ su un intervallo di ampiezza 1000m. Il grafico del coefficiente di backscattering è mostrato in fig.7.5. E' stato graficato il profilo del coefficiente di backscattering ottenuto con il metodo variazionale (colori azzurro e blu), con il metodo di Klett (colore rosa) e con il metodo Raman (colore giallo).

Si può osservare un andamento diverso nelle basse quote, dovuto a problemi di area efficace che hanno una diversa influenza a seconda del metodo utilizzato. E' osservabile invece un buon accordo nei risultati ottenuti con il segnale allo zenith per i vari metodi. Il backscattering medio ottenuto con il metodo variazionale è più basso di quello allo zenith, calcolato con lo stesso metodo, questo è probabilmente da imputare al fatto che il segnale allo zenith ha un andamento leggermente diverso rispetto al segnale preso agli altri angoli. La possibile spiegazione di questo cambiamento è che, durante le misure, l'atmosfera abbia subito delle modifiche, questo comporta che il metodo variazionale può darci dei risultati non attendibili venendo meno l'ipotesi su cui è fondato, ossia

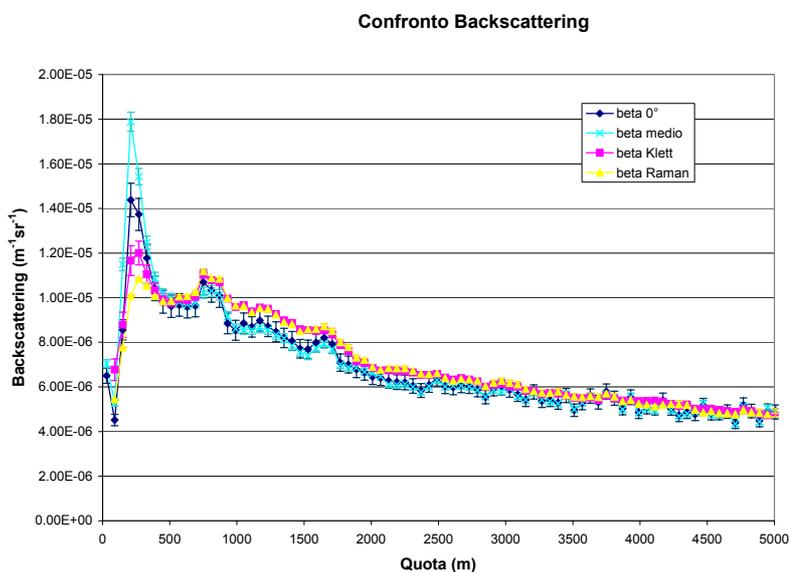


Fig. 7.5 Andamento del coefficiente di backscattering ottenuto con i metodi di Klett, Raman e variazionale l'omogeneità orizzontale dell'atmosfera e la stabilità nel corso di tutta la scansione angolare. Sono stati determinati inoltre i profili del coefficiente di backscattering per tutti gli angoli (tutti i β_i) fino all'angolo di 60° , per confermare l'assunzione dell'omogeneità orizzontale dell'atmosfera. Non è stata considerata la misura a 70° in quanto non è possibile determinare una quota di riferimento per il beta molecolare che sia utilizzabile anche per questa misura, in quanto il segnale è molto rumoroso già a partire dalla quota di 2500m. Bisogna infatti considerare che una quota di riferimento, dove il coefficiente di backscattering abbia un contributo solo molecolare, per esempio 5000m, per la misura effettuata a 70° corrisponde ad un percorso effettivo del fascio laser pari a $5000/\cos(70^\circ)=14619\text{m}$. Dopo tale percorso il segnale lidar è troppo rumoroso.

La mappa del profilo verticale del coefficiente di backscattering ottenuta da questi dati è mostrata in figura 7.6 come funzione della quota e della distanza orizzontale.

La figura 7.6 mostra degli strati orizzontali omogenei per angoli minori di 70° , questo ci permette di affermare che c'è una buona omogeneità dell'atmosfera. L'ipotesi su cui è basato il metodo è quindi confermata per questo giorno(10 Giugno 2004).

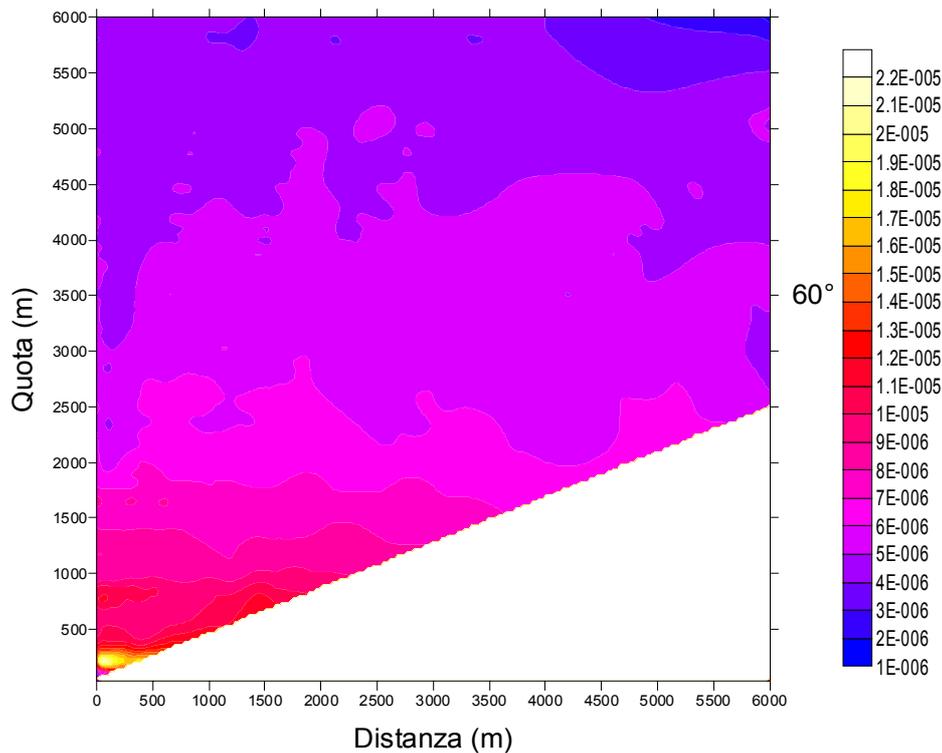


Fig. 7.6 Coefficiente di backscattering ottenuto con il metodo variazionale il 10 giugno 2004, per ciascun angolo, come funzione della quota e della distanza orizzontale

In figura 7.7 è mostrata la mappa del coefficiente di backscattering determinato con il metodo variazionale il 26-6-2004. Si può notare che in questo caso l'ipotesi di omogeneità orizzontale atmosferica non è verificata. Infatti il coefficiente di backscattering, ottenuto per gli angoli di 0° , 30° , 45° e 60° , non appare in strati orizzontali come in figura 7.39; questo dimostra che gli strati d'aria del 26-6-2004 erano caratterizzati da turbolenza anche verticale.

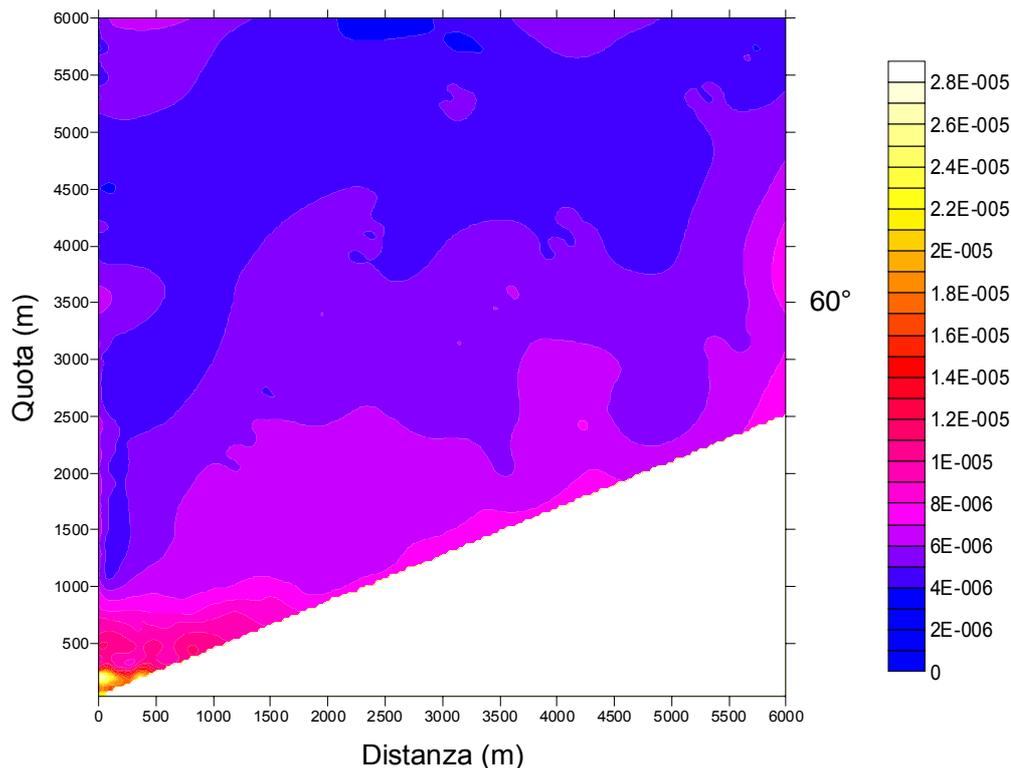


Fig. 7.7 Coefficiente di backscattering ottenuto con il metodo variazionale il 26 giugno 2004, per ciascun angolo, come funzione della quota e della distanza orizzontale

In figura 7.8 è invece illustrata la mappa del coefficiente di backscattering ottenuta con il metodo variazionale, con le misure del 03-5-2004. In questo caso gli angoli utilizzabili per il calcolo del backscattering sono solo tre: 0° , 10° e 15° , poiché le altre misure effettuate questo giorno sono state fatte agli angoli di 75° , 80° ed 85° che danno segnali troppo rumorosi per questa applicazione.

Dalla mappa del beta si nota che l'atmosfera era stratificata e non ha subito rilevanti cambiamenti nel corso della misura.

Il coefficiente di backscattering e lo spessore ottico determinato è mostrato in figura 7.42. I risultati di questo giorno sono stati ottenuti con misure diurne agli angoli di 0° , 10° , 15° , 75° , 80° ed 85° rispettivamente.

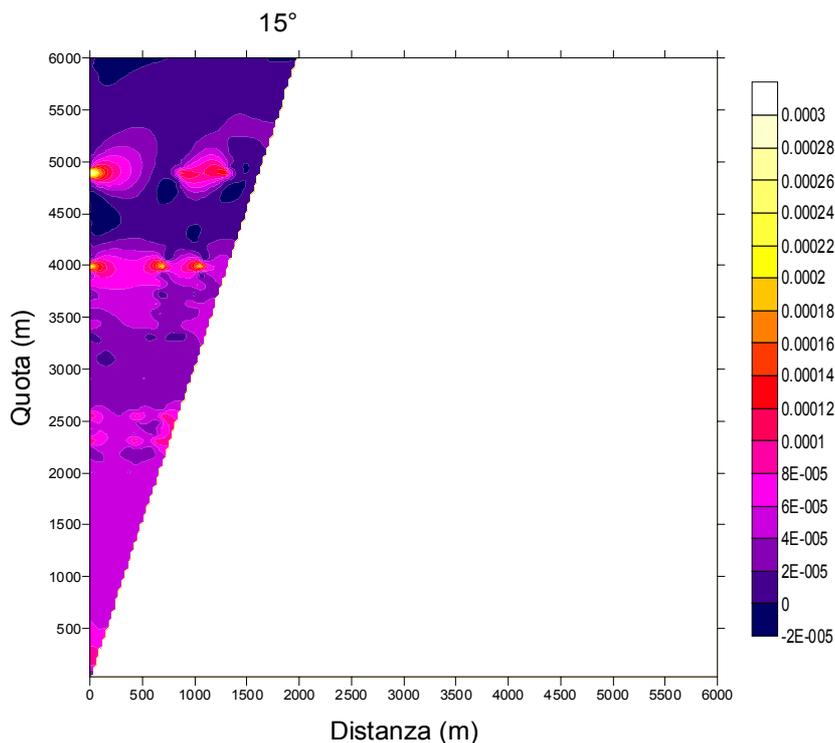


Fig. 7.8 Coefficiente di backscattering ottenuto con il metodo variazionale il 3 maggio 2004, per ciascun angolo, come funzione della quota e della distanza.

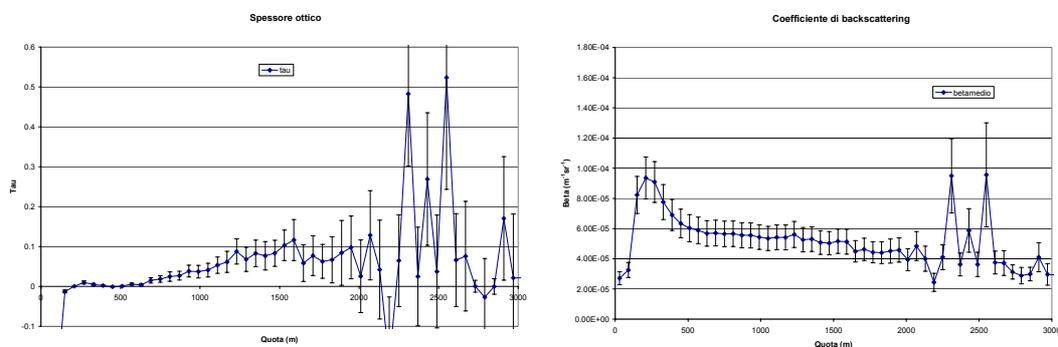


Fig. 7.9 Spessore ottico e coefficiente di backscattering ottenuto con il metodo variazionale il 3 maggio 2004.

Lo spessore ottico ed il coefficiente di backscattering ottenuti, sono stati determinati utilizzando i segnali normalizzati intorno alla quota di 502m; si nota che essi sono alquanto rumorosi e caratterizzati da errori abbastanza elevati, a causa del fatto che i dati delle misure a grande angolo non sono di buona qualità.

7.2 Scansione a Pontecagnano

A Pontecagnano è stata effettuata una scansione con l'apparato lidar portatile il 10 Maggio 2005, circa cinque ore dopo la fine del ciclo di misure fatto sia a Napoli che a Pontecagnano, i cui risultati rilevanti sono presentati nel prossimo capitolo. Il lidar mobile ha la possibilità di lavorare ed acquisire su una lunghezza d'onda per volta (vedi capitolo6) e dunque lo spessore ottico ed il beta molecolare medio ottenuti con il metodo variazionale non si sono potuti confrontare con quelli ottenuti con altri metodi. In figura 7.10 è presentato il grafico che riporta il beta totale a vari angoli (4 intuito).

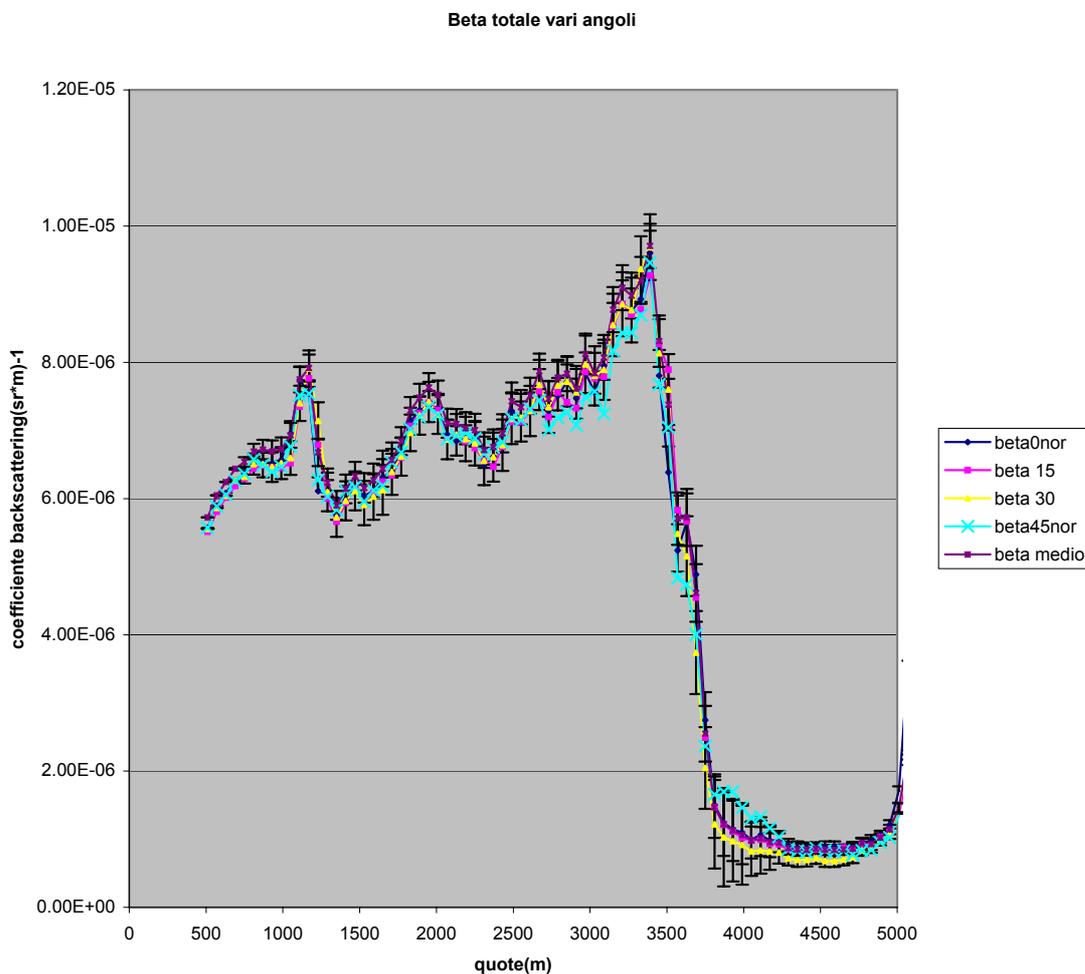


Fig.7.10 Andamento dei beta totali a vari angoli

A causa della scarsa profondità in quota che può raggiungere questo lidar gli angoli considerati sono stati solo quattro. La quota in cui si è supposto che il segnale lidar fosse dovuto solo al contributo molecolare è stata 4200m, quota che il segnale a 60° non raggiunge affatto. Tutti i beta hanno un profilo simile, segno che le strutture che essi

vedevano erano sempre le stesse. Dai dati relativi ai vari beta è stata poi fatta una mappa che è riportata in figura 7.11

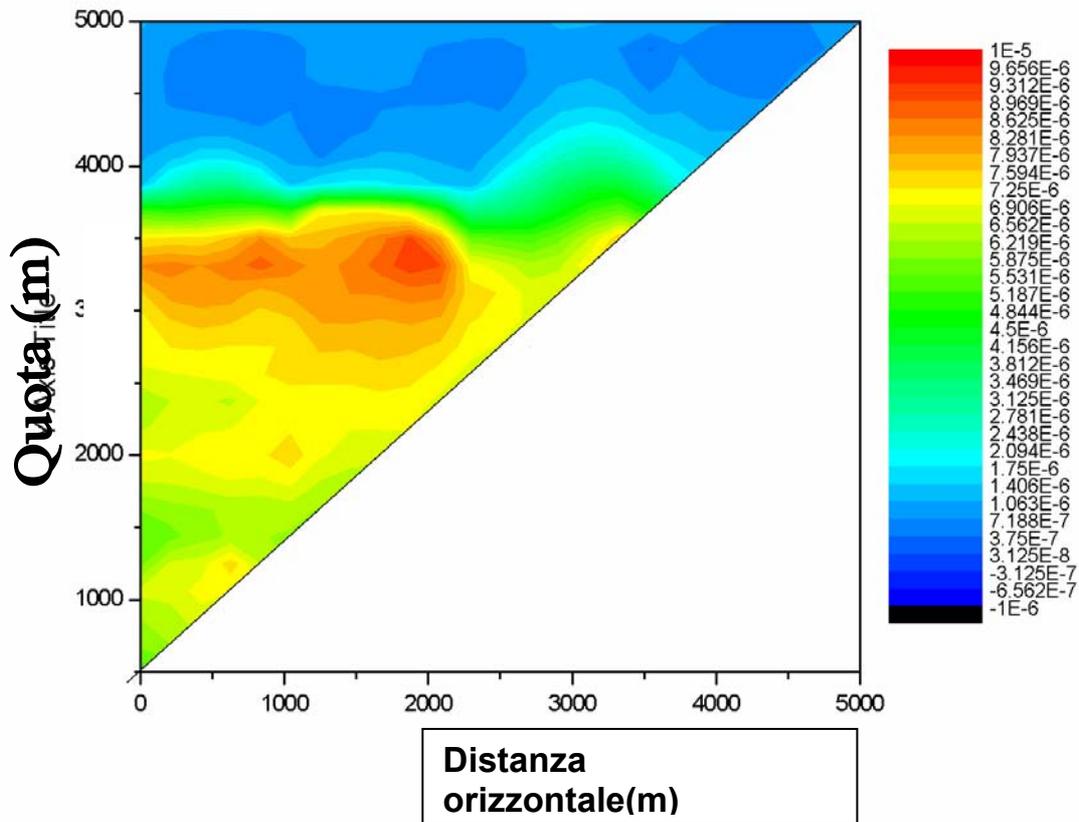


Fig.7.11 Mappa relativa alla scansione angolare fatta a Pontecagnano (Sa), il giorno 10 Maggio 2005. Vi è riportato il coefficiente di backscattering ottenuto con il metodo variazionale ai vari angoli, in funzione della distanza e della quota.

Dalla mappa si può evincere una certa stratificazione orizzontale, che però sembra perdersi durante l'ultima misura, quando il lidar si inclina a 45° rispetto alla linea orizzontale dell'orizzonte.

Si riporta infine il profilo dello spessore ottico in figura 7.12

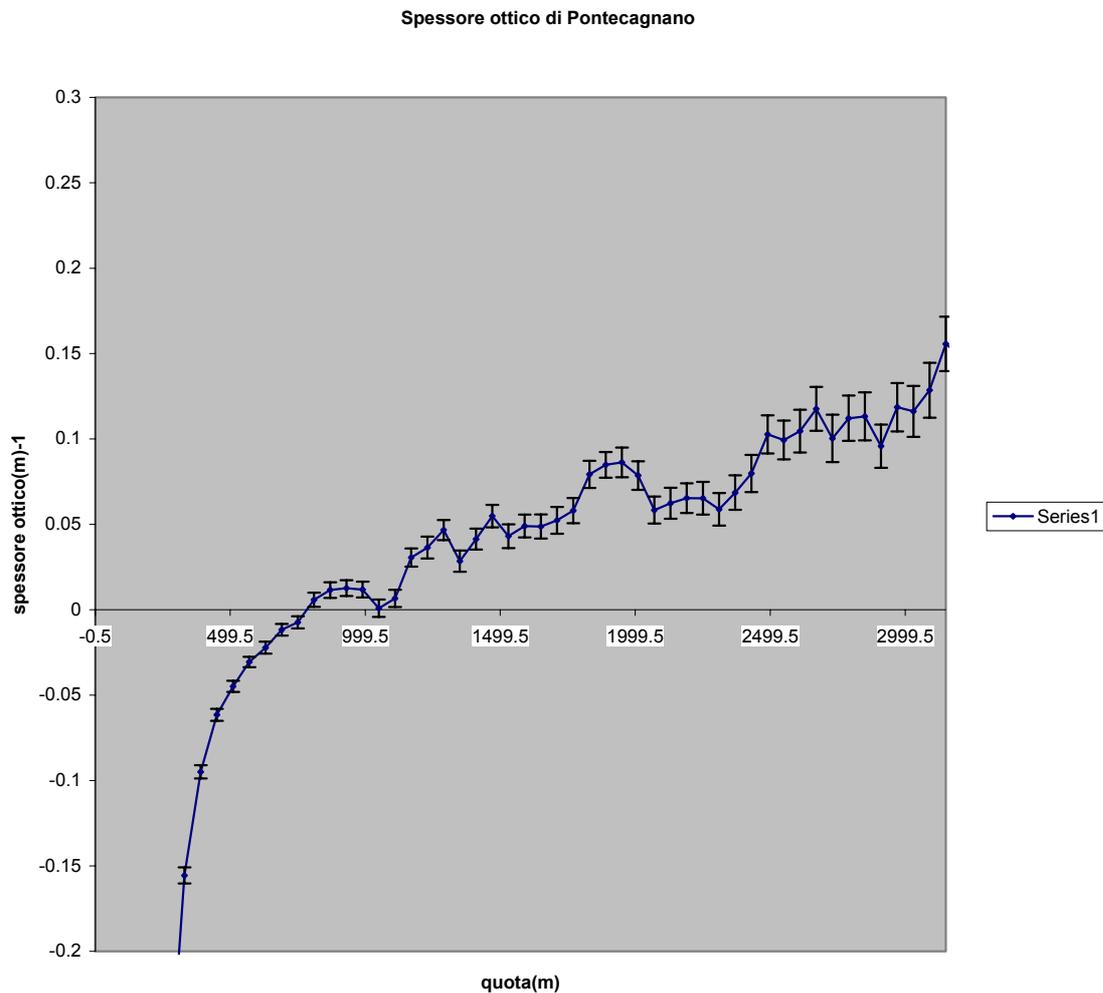


Fig.7.12 Spessore ottico a Pontecagnano ottenuto con il metodo variazionale il 10 Maggio 2005. Lo spessore ottico negativo alle quote iniziali è riconducibile a problemi di area efficace

Conclusioni

La serie di scansioni presentate in questo capitolo e fatte a Napoli nel corso del 2004 sono servite a testare il metodo variazionale. In un sito come Napoli, dall'orografia complessa e dal contesto metropolitano la stratificazione dell'atmosfera non sempre è verificata, e quando ciò non avviene i risultati del metodo variazionale non sono attendibili, in quanto l'ipotesi su cui si basa il metodo viene a cadere.

A Pontecagnano la scansione fatta il 10 Maggio 2005 è servita per attestare la fattibilità delle misure in un sito come quello dove la stratificazione stabile era attesa.

CAPITOLO 8

Analisi strutturale e ciclo diurno del PBL su Napoli e Pontecagnano

In questo capitolo viene fornita una panoramica generale di due siti la cui bassa atmosfera è stata oggetto di studio di questa tesi.

È noto che la morfologia e le attività del territorio sottostante il PBL, influenzano direttamente la dinamica e gli eventi di questa porzione di atmosfera. Lo scopo di questa tesi è stato proprio quello di mettere in evidenza tale influenza osservando l'evoluzione dello strato limite planetario e studiandone la struttura su due zone della Campania distanti appena 70Km, ma che si differenziano per agglomerato urbano e morfologia del territorio. I siti investigati sono stati la città di Napoli e la cittadina prevalentemente rurale di Pontecagnano (Sa).

È ovvio che per assolvere ad un progetto tanto ambizioso, sarebbe stato necessario osservare la dinamica dello strato limite planetario dei due siti per lunghi periodi, tuttavia l'analisi è stata condotta simultaneamente nei due siti, su un ciclo diurno rappresentativo di 24 ore.

Nella seconda parte del capitolo sono presentati i risultati sperimentali delle misure del ciclo svolto in contemporanea a Napoli e a Pontecagnano tra il 9 e 10 Maggio 2005.

8.1 Caratteristiche generali dei due siti

Fornirò ora una breve panoramica sulle caratteristiche generali dei due siti investigati.

8.1.1 La città di Napoli

Napoli è il capoluogo regionale campano. Fisicamente Napoli è una città che si estende ad anfiteatro sul pendio di colline digradanti lungo il litorale del golfo; di clima mite, è caratterizzata da un panorama morfologico e orografico molto complesso. La città ospita zone di origine vulcanica come i Campi Flegrei, un rilievo imponente come il Vesuvio(1227m), e le colline dei Camaldoli, di Monte di Dio, di Sant'Elmo e di Capodimonte.

In fig. 8.1 è presentata una cartina della città.



fig. 8.1

Napoli è anche una metropoli che ospita circa un milione e mezzo di abitanti. Più della metà della popolazione complessiva della Campania, (cinque milioni), regione quest'ultima che, per numero di abitanti si trova al secondo posto in graduatoria nazionale, è concentrata tra Napoli e provincia. Per densità abitativa Napoli detiene il record nazionale, superando di oltre il doppio la media nazionale. La grande industria a Napoli: siderurgia, navalmeccanica, industria aeronautica, energia, trasporti pubblici e illuminazione, quella che si sviluppò in seguito alla legge Nitti del 1904, e che ha reso Napoli capitale del Mezzogiorno, oggi ha praticamente perso la sua forza propulsiva. Restano feconde le industrie tessili, agroalimentari e chimiche. Negli anni Ottanta e negli ultimi dieci anni, in concomitanza con quello che viene definito il nuovo Rinascimento napoletano, l'area metropolitana di Napoli registra un marcato processo di deindustrializzazione ed una forte crisi delle sue principali istituzioni economiche. Risultano oggi smantellate l'Ilva di Bagnoli, così come l'Infrasud, la Mededil che aveva costruito il Centro Direzionale di Napoli, la Sofer di Pozzuoli, la Cementia, acquistata dalla Fiat, l'Alfa Avio.

Ciò che causa dunque inquinamento urbano a Napoli non sono tanto le emissioni industriali, ma prevalentemente gli scarichi automobilistici e i consumi domestici cittadini. Ogni giorno migliaia di persone scelgono l'auto come mezzo di trasporto, accendono condizionatori, contribuendo in maniera sostanziale alla presenza di particolato (vedi capitolo 1), specialmente quello carbonioso nanometrico, particolarmente pericoloso per la salute umana, prodotto secondario della combustione nei motori in ambiente atmosferico cittadino. In ambiente metropolitano la presenza di queste particelle è evidente anche da un punto di

vista puramente visivo: il cielo appare meno azzurro e più marroncino, proprio perchè viene ad assumere una valenza importante lo scattering di Mie (vedi capitolo3), cioè l'interazione della luce solare con particelle di dimensioni confrontabili con la lunghezza d'onda della radiazione stessa

8.1.2 La città di Pontecagnano

Pontecagnano, piccolo centro della provincia di Salerno, è una cittadina che ospita 22638 abitanti. In figura 8.2 è presentata la sua cartina.

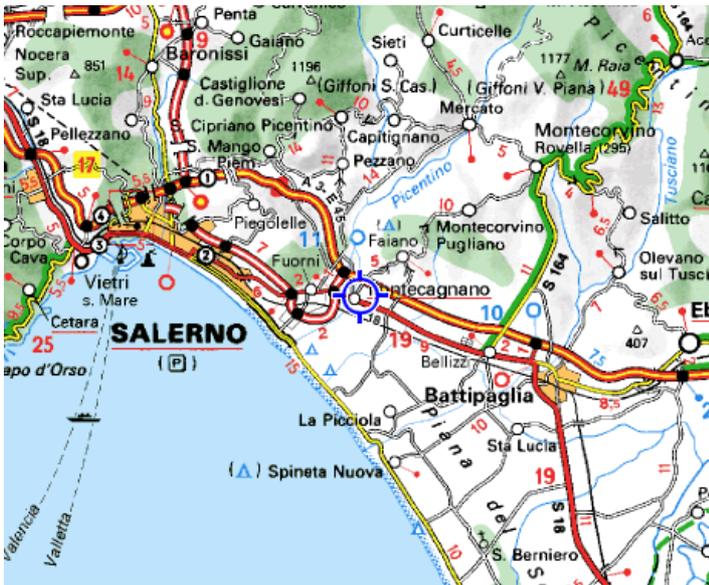


fig. 8.2

Trattasi di una cittadina di tipo rurale, essa basa la sua economia principalmente sull'agricoltura e su un'industria di tipo conserviero. A Pontecagnano ha sede un aeroporto, luogo dove si sono svolte le misure, che ha consentito anche di far volare un aereo ultraleggero(vedi capitolo6), che ha fornito informazioni utili sui profili di umidità, di temperatura, direzione del vento, pressione, in funzione della quota.

La morfologia della città è pianeggiante e piuttosto regolare. Di seguito è riportata una fotografia scattata dall'aereo, che evidenzia Pontecagnano e la costa.



fig. 8.3

L'aeroporto è a nord-ovest della foto.

I due siti su descritti sono stati l'oggetto di una campagna di misure che ha coinvolto il Dipartimento di Scienze Fisiche dell'Università Federico II di Napoli, il Consorzio Co.Ri.S.T.A. e l'Istituto ISAFOM del C.N.R. di Ercolano (Na). La strumentazione coinvolta è stata: l'apparato Lidar fisso I.N.F.M. ed alcuni sensori meteorologici montati su un supporto fisso e che fungono da strumentazione supplementare per l'apparato Lidar a Napoli, l'apparato Lidar mobile Co.Ri.S.T.A., gli strumenti di bordo di un aereo Sky Arrow, un anemometro sonico per quanto riguarda la strumentazione utilizzata a Pontecagnano. Tutti gli strumenti citati sono stati descritti nel capitolo 6.

Il programma di misure che si è inteso svolgere durante la campagna del 9 e 10 Maggio 2005 ha riguardato lo studio comparato dell'evoluzione del PBL delle due località.

8.2 Cicli diurni del PBL di Pontecagnano e Napoli a confronto

Il giorno 9 Maggio 2005 alle ore 16:37 (U.T.)¹ si è avviata la misura a Napoli e a Pontecagnano per studiare il ciclo diurno del PBL sulle due città. L'acquisizione è durata quasi 24 ore ed è stata interrotta a causa di una pioggia sopravvenuta a Pontecagnano.

A Pontecagnano il Lidar mobile ha lavorato utilizzando la lunghezza d'onda di 532nm (verde), mentre a Napoli il Lidar ha lavorato utilizzando la lunghezza d'onda di 355nm(UV) e 532 nm. Le mappe che di seguito sono riportate si riferiscono a segnali Lidar RCS in funzione del tempo; esse hanno la risoluzione di un minuto. La fig. 8.4 si riferisce al ciclo su Pontecagnano e quella 8.5 al ciclo su Napoli.

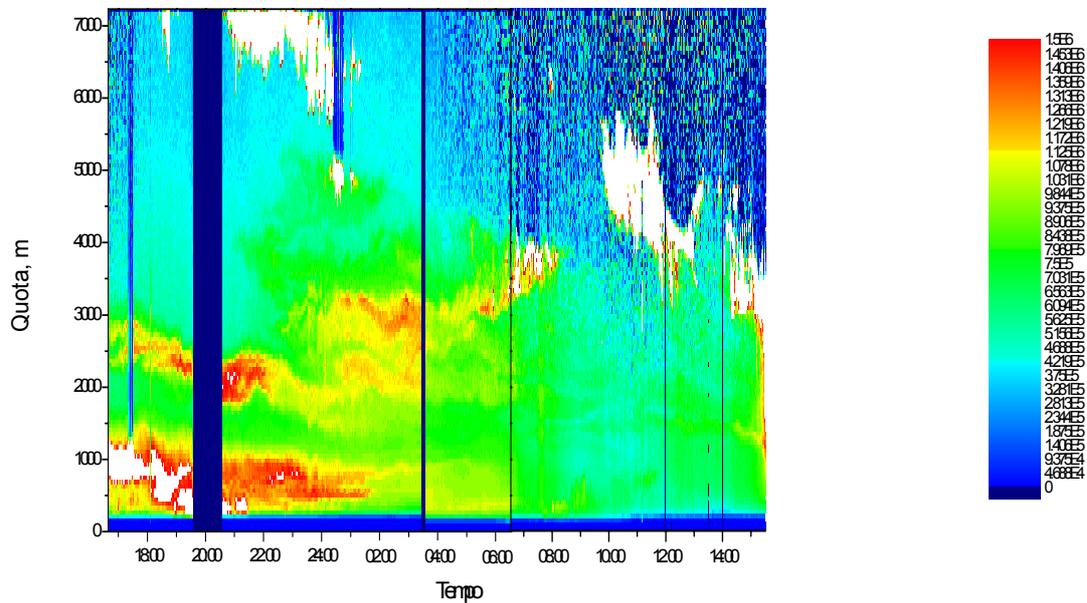


Figura 8-4 Mappa del segnale Lidar Rcs alla lunghezza d'onda di 532nm osservato su Pontecagnano durante il ciclo di 24 ore tra il 9 e il 10 Maggio 2005

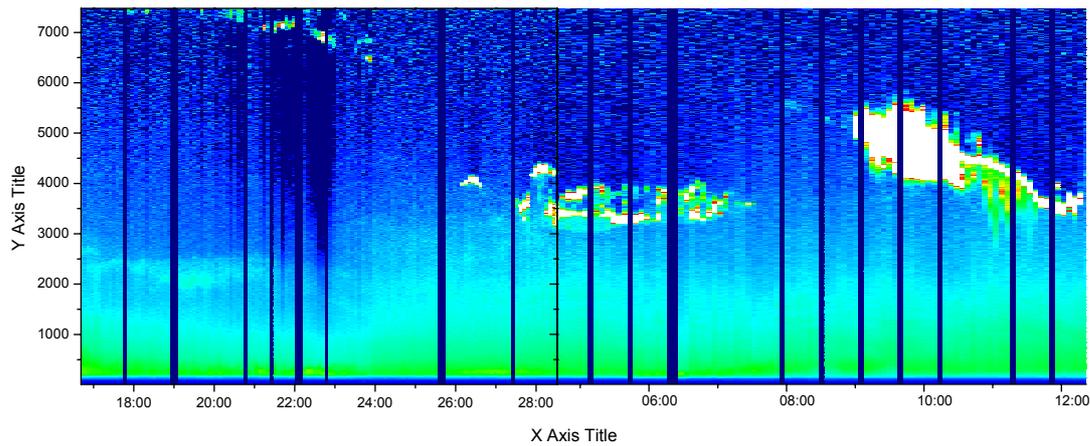


Figura 8-5 : Mappa del segnale Lidar Rcs alla lunghezza d'onda di 355nm osservato su Napoli durante il ciclo di misure di 24 ore tra il 9 e il 10 Maggio 2005

8.3 Evoluzione dello spessore del PBL su Napoli e Pontecagnano

Per calcolare lo spessore dello strato limite planetario si è utilizzato un metodo che fu proposto per la prima volta da Papayannis et Al.[8.1] ed è noto come *metodo della derivata del logaritmo naturale dell'RCS rispetto alla quota*. Esso si basa sullo studio della derivata del logaritmo naturale dell'RCS rispetto alla quota, cioè:

$$h_2(z) = \frac{d \ln RCS(z)}{dz} = \frac{dS(z)}{dz}$$

avendo definito $S(z) = \ln RCS(z)$. Questo metodo fornisce una rappresentazione dei confini di masse d'aria, caratterizzate da un diverso contenuto di aerosol: variazioni positive di S corrispondono ad un incremento del segnale retrodiffuso con la quota e viceversa. L'altezza del PBL corrisponde al minimo assoluto di S . Tenendo conto della espressione del segnale Lidar in funzione della quota ci si rende conto che questo metodo dà maggior peso all'andamento dello spessore ottico piuttosto che del backscattering aerosolico. Risulta infatti:

$$S(z) = cte + \ln \beta(z) - 2 \int_0^z \alpha(z) dz$$

questa espressione che evidenzia la dipendenza di $S(z)$ dal logaritmo di β , risultando, in generale, quest'ultimo trascurabile rispetto allo spessore ottico.

8.3.1 Lo strato limite napoletano

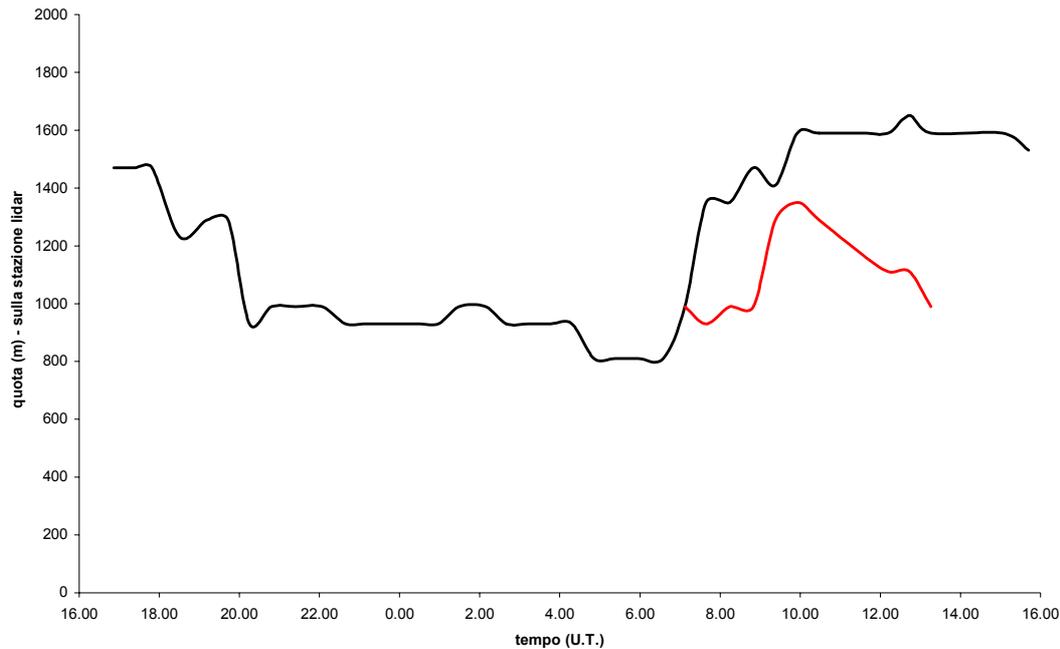


Fig. 8.6 : Evoluzione dell'altezza del PBL napoletano(tratto nero), in funzione del tempo durante il ciclo del 9 e 10 Maggio 2005. A partire dalle 7:00 circa del mattino è presente uno strato interno la cui altezza è indicata in rosso

Con il metodo su enunciato è stato calcolato lo spessore dello strato limite planetario su Napoli il cui andamento durante il ciclo di misure del 9 e del 10 Maggio 2005 è riportato in figura 8.6. Si osserva un abbassamento progressivo dall'inizio delle misure ed un mantenimento ad un valore costante durante la stabilità notturna, quindi un innalzamento progressivo dall'alba fino al pomeriggio, quando le misure sono state poi interrotte. In rosso è indicata l'evoluzione di uno strato interno al PBL, la cui altezza è stata trovata come minimo relativo di $S(z)$.

In figura 8.7 è mostrato invece l'andamento del PBL su Pontecagnano durante lo stesso intervallo temporale.

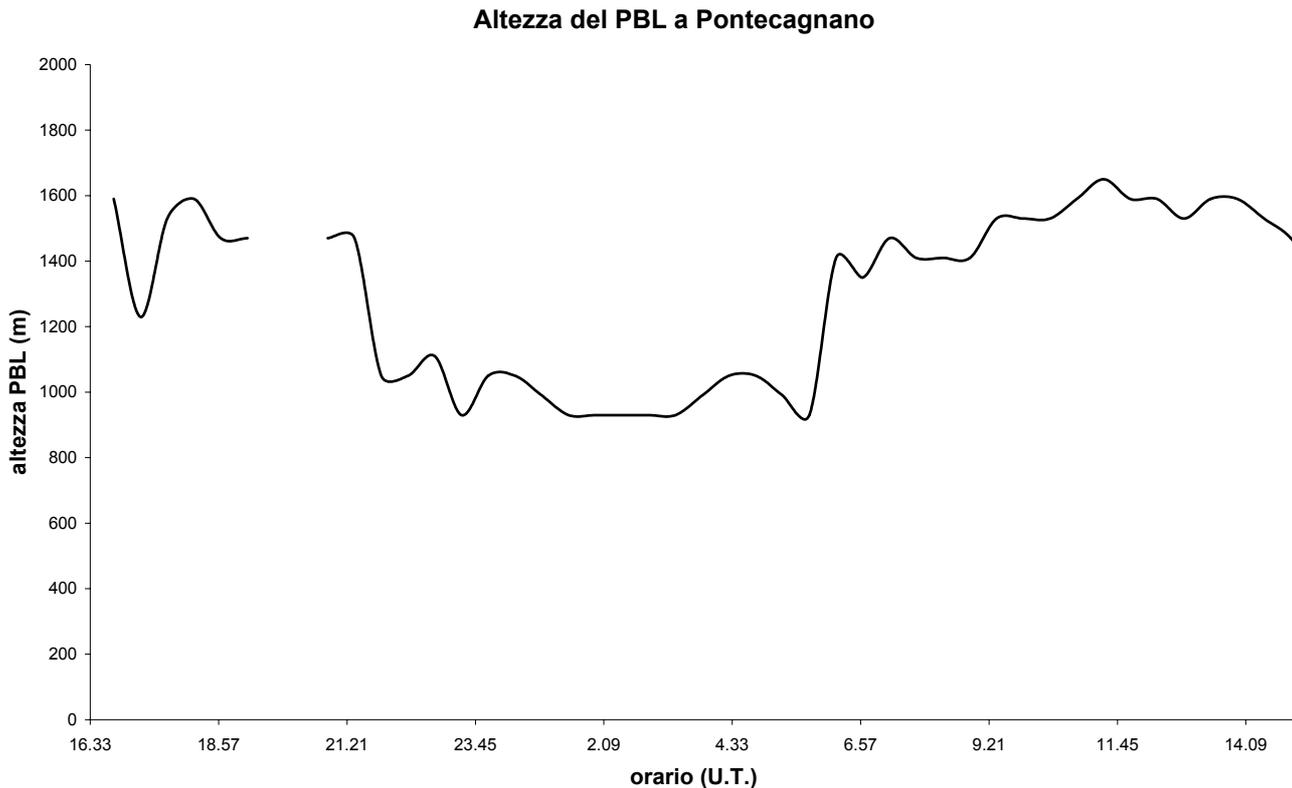


Fig. 8.7 Evoluzione dell'altezza del PBL di Pontecagnano durante il ciclo di misure del 9-10 Maggio 2005.

Come è facile vedere, a Pontecagnano l'andamento durante il ciclo del PBL è analogo a quello napoletano, perfettamente in accordo con l'andamento atteso.

8.4 Correlazione tra l'evoluzione del PBL ed i forzanti superficiali

Grazie alla strumentazione supplementare, sia di terra che di volo, di cui ci si è serviti durante le misure è stato possibile ricavare gli andamenti di alcune grandezze, di cui poi si è studiata la correlazione con l'andamento del PBL nei due siti.

8.4.1 Correlazione a Napoli

A Napoli si disponeva di una stazione meteorologica di terra, descritta nel capitolo 6, che ha fornito gli andamenti durante il ciclo di grandezze come la temperatura, mostrata in figura 8.8

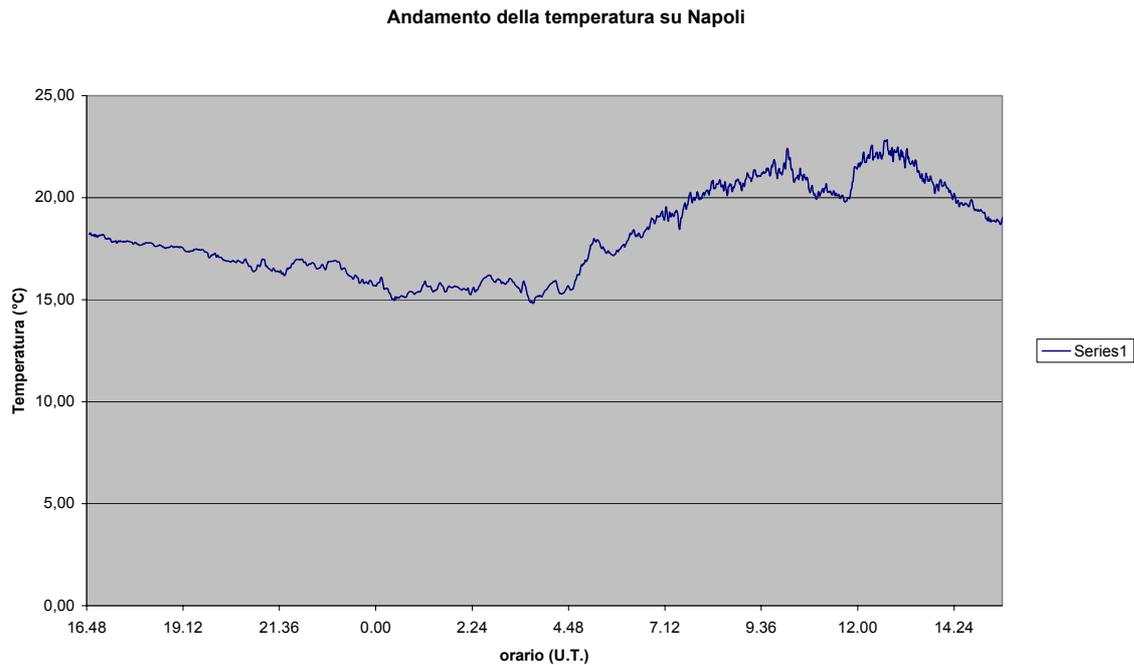


Figura 8.8 : Andamento della temperatura misurata a terra dal supporto fisso a Napoli durante il ciclo di misure

La temperatura misurata a terra segue un andamento analogo al PBL. In figura 8.9 è mostrato il grafico della correlazione tra queste due grandezze.

Si ricorda che il coefficiente di correlazione r [8.2] date N misure $(x_1, y_1), \dots, (x_N, y_N)$ di due variabili x e y è definito da:

$$r = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_x \sigma_y} = \frac{\sum (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum (x_i - \bar{x})^2 \sum (y_i - \bar{y})^2}}$$

Valori di r superiori a 0.5 indicano l'esistenza di correlazione tra le due grandezze in esame; valori di r superiori a 0.6 indicano la presenza di una forte correlazione e valori vicini a -1 indicano un forte grado di anticorrelazione. Sotto lo 0.5 e sopra il -0.5 non si può dire che le due grandezze siano correlate.

Il grafico 8.9 rappresenta l'andamento del coefficiente di correlazione in funzione del ritardo tra l'evoluzione della temperatura e l'altezza del PBL.

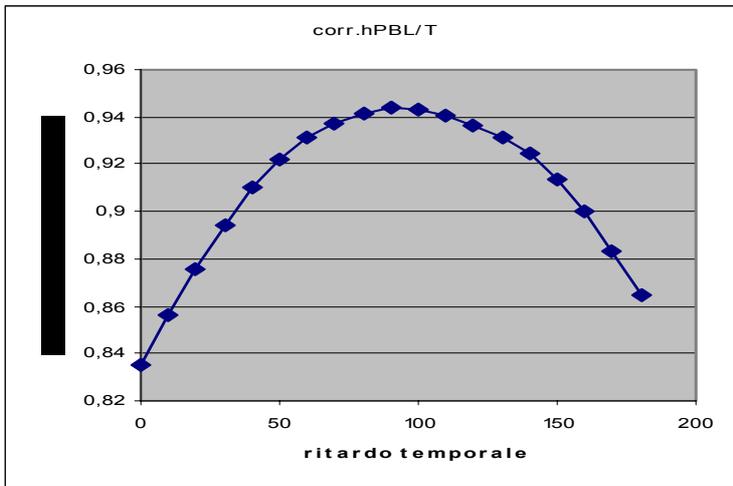


Figura 8.9: Napoli :coefficiente di correlazione tra l'altezza del PBL e la temperatura in funzione dello shift temporale

Come era prevedibile l'evoluzione del PBL è correlata con l'andamento della temperatura. Il PBL si alza quando la temperatura sale per effetto della turbolenza innescata dalle correnti d'aria calda che risalgono dalla superficie terrestre. L'effetto, comunque, non è immediato: occorre circa un'ora, in questo caso una novantina di minuti, perché l'aumento della temperatura provochi riscaldamento della superficie che causa risalite d'aria calda, che fanno quindi aumentare lo spessore del PBL. In generale lo shift temporale è una funzione che dipende da parametri caratteristici del territorio in esame: ad esempio un terreno secco risponderà più velocemente agli aumenti di temperatura rispetto ad un terreno ricco di

vegetazione, che dunque contiene più acqua.

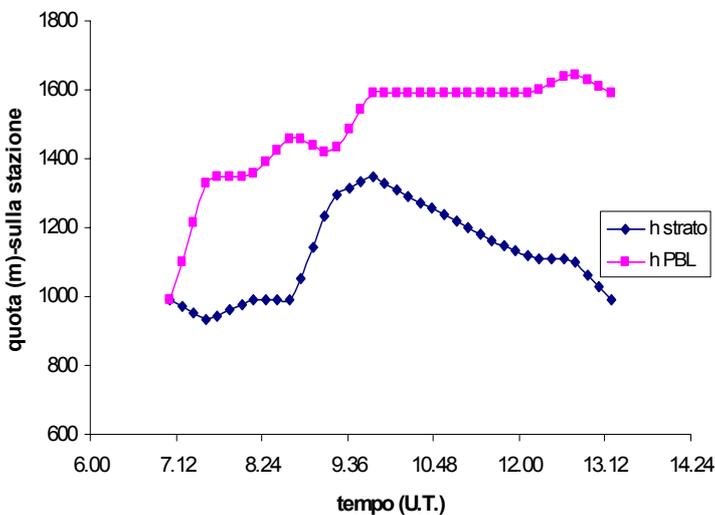


Fig. 8.9 Altezze del PBL(tratto blu) e dello strato interno(tratto rosa).Particolare.

E' interessante notare come a partire dalle 7:00 circa del mattino l'intensità del vento oscilla attorno ad un valore medio crescente (vedi fig. 8.10) e contemporaneamente si manifesti una doppia stratificazione all'interno del PBL con l'altezza dello strato interno indicata in

e di

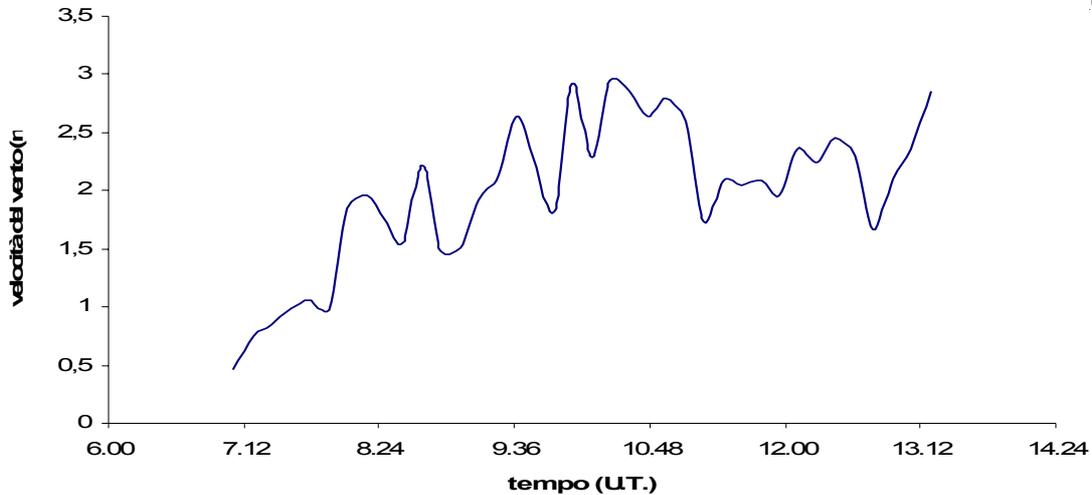


FIG. 8.10: Napoli :particolare dell'intensità della componente parallela del vento misurata a terra al mattino

10 minuti. Questa doppia stratificazione è visibile in fig. 8.11 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 8.12. Si osserva un picco pronunciato attorno ad un valore del ritardo temporale di circa 20 minuti.

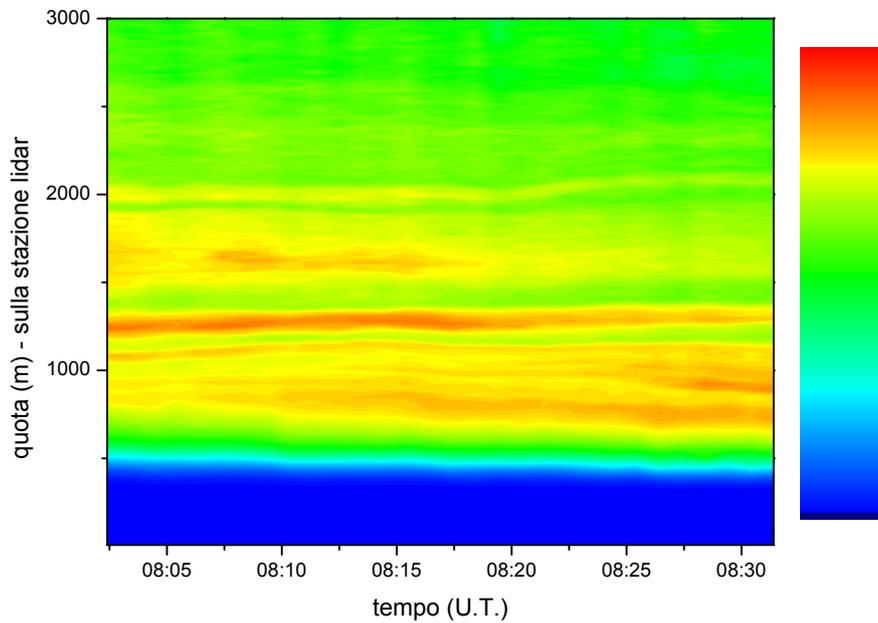


Fig. 8.11 Mappa dell'RCS relativo alla mattina del 10 Maggio 2005 a Napoli

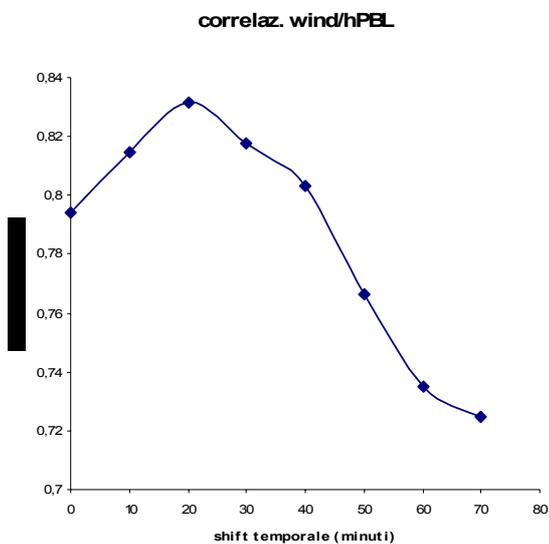


Fig. 8.12 Napoli : coefficiente di correlazione tra l'altezza del PBL e la velocità del vento

Si nota come a partire dalle 10:15 a.m. circa il vento cominci a spirare da Sud Ovest in regime di brezza.

Il regime di brezza è un fenomeno ventoso su scala locale che si manifesta nei luoghi costieri. Il sole la mattina riscalda più la terra che la superficie marina e dunque l'aria dalla

superficie costiera tende a risalire determinando un gradiente di pressione tra la costa e il mare. L'aria quindi dalla superficie marina spira verso la costa. Viceversa accade di sera.

La brezza a Napoli determina, 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. 8.13, e che il valore massimo del coeff. 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 β_{aer} .

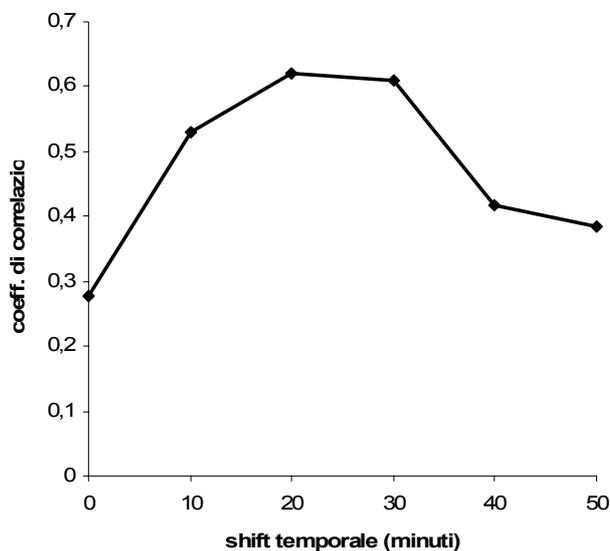


Fig. 8.13. Napoli Correlazione fra l'altezza del PBL e l'intensità della brezza

Il comparire di una doppia stratificazione di aerosol nel PBL dell'area urbana di Napoli in concomitanza dei fenomeni di brezza, è stato già osservato, ed a tal proposito si può citare A. Boselli et al. [8.3] nel quale lavoro cui si è effettuato uno studio sull'andamento dell'integrale del β_{aer} (grandezza che indica il carico aerosolico totale presente nell'intervallo di quote di integrazione) e la redistribuzione degli aerosol fra i due strati all'interno del PBL stesso. Il fenomeno è legato alla particolare

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.

8.4.2 Correlazione a Pontecagnano

Durante tutto il ciclo di misure la stazione meteorologica di terra di Pontecagnano ha effettuato la misura, tra le altre, del flusso di calore sensibile, ovvero il budget radiativo nell'infrarosso, che risulta positivo quando la terra riscalda l'aria e negativo nel caso contrario.

In figura 8.14 è mostrato l'andamento di questa grandezza durante il ciclo di misure con una risoluzione di mezz'ora.

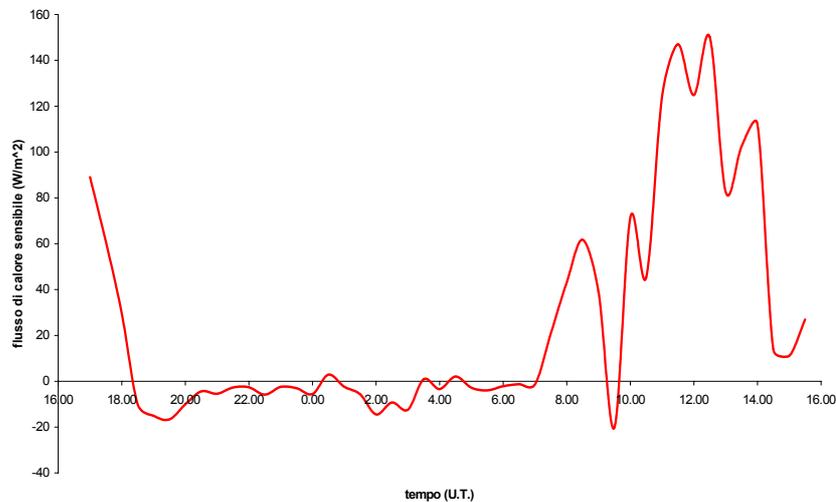


Fig 8.14 Pontecagnano, andamento del flusso di calore sensibile a terra. I valori positivi si riferiscono ad un flusso verso l'alto, viceversa se negativi

Di questa grandezza si è calcolata la correlazione con l'andamento del PBL ed il risultato è mostrato in figura 8.15

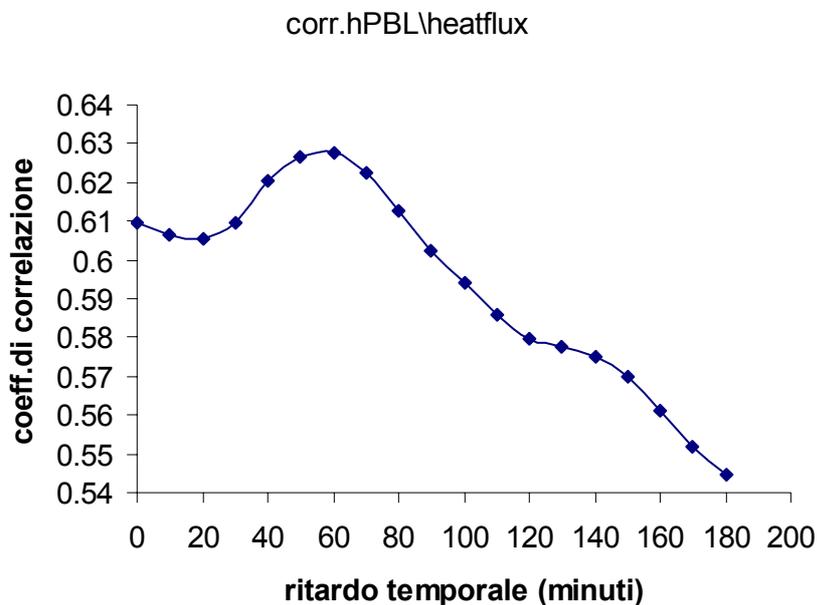


Fig8. 15 Coefficiente di correlazione tra il flusso di calore e l'altezza del PBL a Pontecagnano in funzione del ritardo temporale. La correlazione è massima per un ritardo di 60 minuti.

Come per la temperatura, anche per il flusso di calore sensibile la correlazione con l'altezza del PBL era prevedibile dalla teoria per gli stessi motivi. A Pontecagnano si è fatto volare

un aereo con strumentazione di bordo descritta nel capitolo 6, che ha sorvolato la zona durante la prima mezz'ora di misurazioni. L'aeromobile

ha effettuato misurazioni di alcune grandezze in funzione della quota, arrivando ad un'altezza di 2150m. Tali grandezze sono: temperatura; temperatura di rugiada(Tdew),

definita come quella temperatura per cui parte del vapor acqueo presente in una massa d'aria condensa in minute goccioline in seguito a una diminuzione di temperatura a pressione costante; la grandezza $1/(T-T_{dew})$, proporzionale all'umidità relativa; le tre componenti del vento medio; la turbolenza, ottenuta come varianza dal valor medio del vento. I profili di queste quantità sono riportate nelle figure 8.16,8.17, 8.18,8.19,8.20.

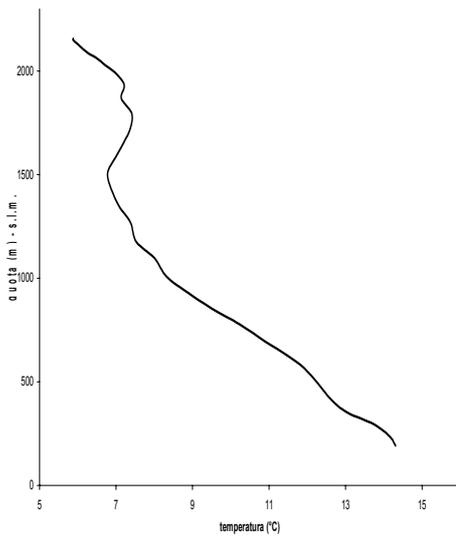


Fig. 8.16: Pontecagnano (sinistra) ore 17:00 U.T. profilo di temperatura. Si osservi la presenza dell'inversione a quota 1500 m.

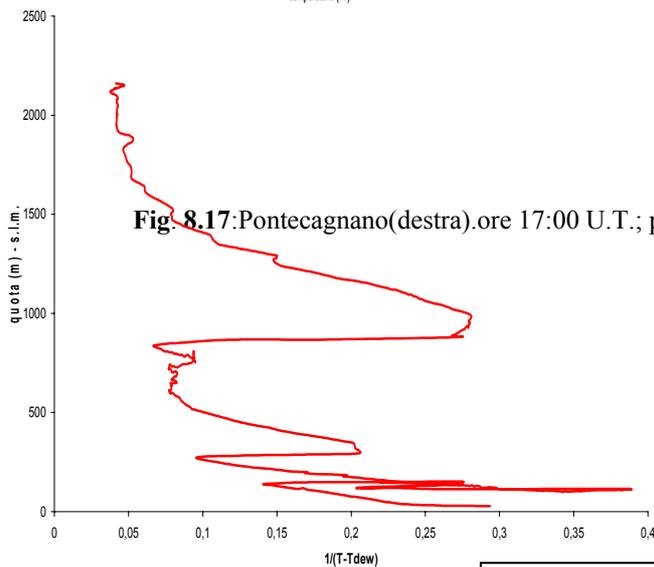


Fig. 8.17: Pontecagnano (destra) ore 17:00 U.T.; profilo verticale di temperatura di rugiada(Tdew)

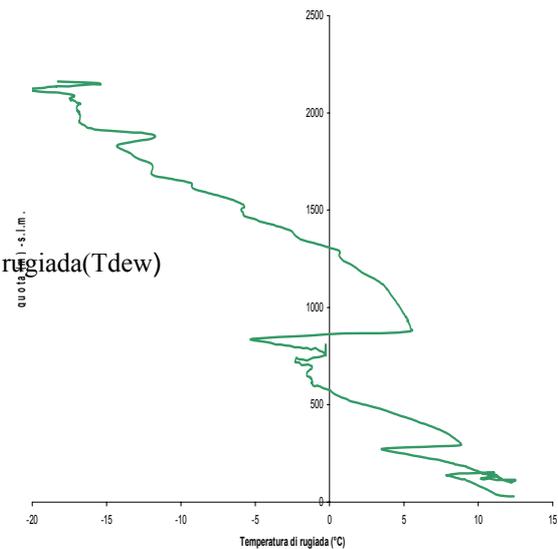


Fig.8.18 (sinistra) Andamento di $1/(T - T_{dew})$ in funzione della quota. Si osservano tre strati a maggiore umidità relativa di cui il più esteso si trova a quota 1000m.

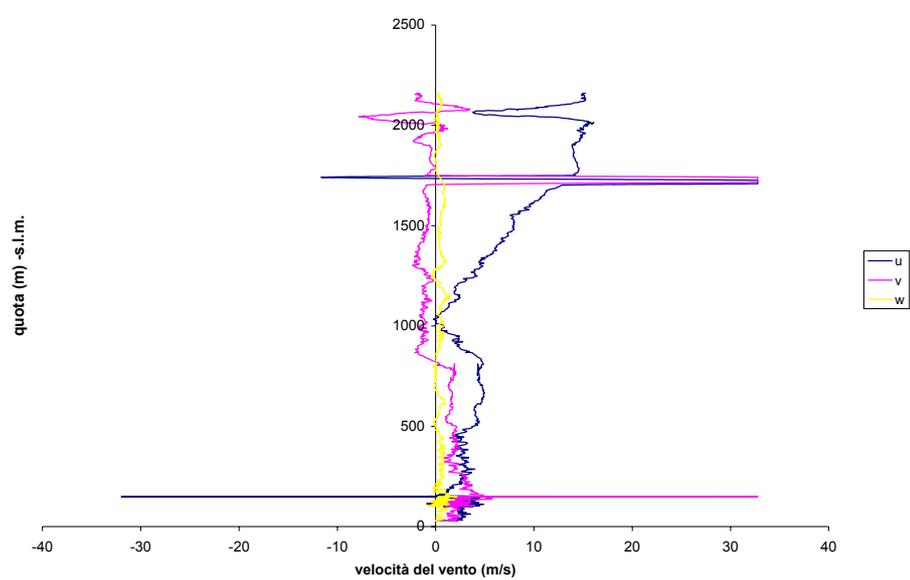


Fig. 8.19 Pontecagnano(sopra) ore 17:00 U.T. Profilo delle componenti di vento u(ovest-est), v(sud-nord) e w (dal basso verso l'alto). Si osservi che a partire da 1000 m la componente u da ovest si rafforza

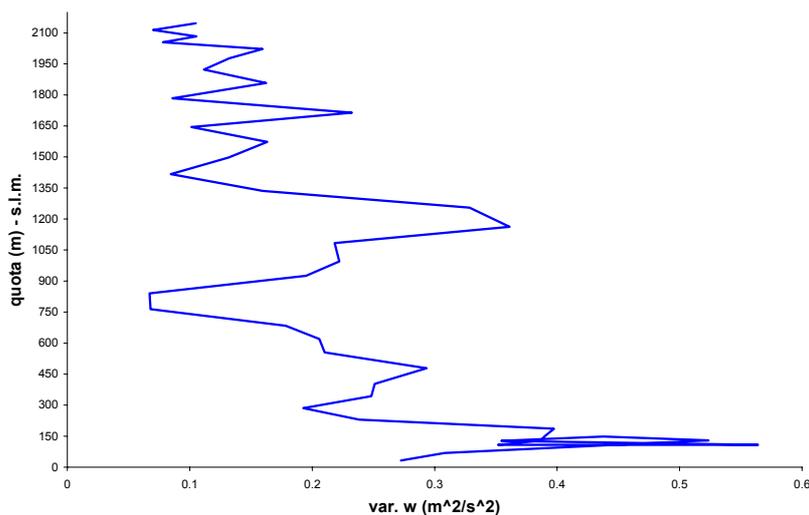


Fig 8.20. Pontecagnano(sotto) ore 17:00 U.T. Profilo della varianza della componente verticale di vento quale indicatore di turbolenza. Il profilo mostra tre strati distinti all'interno del PBL in funzione della turbolenza: uno a quote molto basse si estende fino a circa 200m. Il secondo da 200 a 750 m con un picco a 450 m ed il terzo da 800 a 1400 m

Si può osservare che il valore del PBL (vedi figura 8.7) ricavato dalle misure lidar, relativo alle ore 17:00 del 9 maggio è di 1350 metri. Allo stesso orario è relativo il profilo di temperatura misurato dall'aereo e riportato in figura 8.16, il quale mostra un'inversione di temperatura attorno alla quota di 1500 metri. Dalla teoria sul PBL (vedi capitolo2) si trova che in corrispondenza dell'inversione termica si trova la cosiddetta atmosfera libera e quindi

la fine del PBL. Il valore della quota alla quale si osserva l'inversione termica non è in effetti compatibile con la misura dell'altezza del PBL fornita dal metodo lidar.

Nella fig. 8.21 è riportato il profilo di β_{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. 8.17) e dall'inverso della differenza fra la temperatura e la temperatura di rugiada (vedi fig. 8.18),

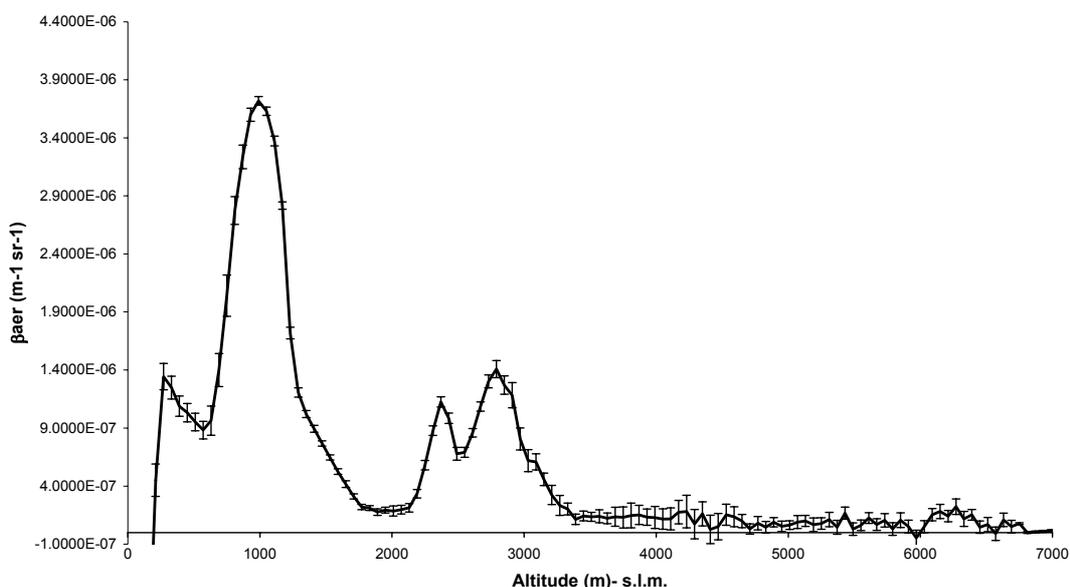


Fig8.21. Pontecagnano. Profilo di Beta aerosolico relativo alle ore 17:00 @532nm

che è proporzionale all'umidità relativa, e dal profilo della varianza della componente verticale di vento, quale indicatore di turbolenza, (vedi fig. 8.20) si deduce che tali strutture sono caratterizzate da una notevole turbolenza ed umidità. 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 [8.4], pari a 25. Allo scopo di mettere in evidenza la caratteristica dinamica turbolenta del PBL, in fig. 8.22 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 essere interpretato come una stima della

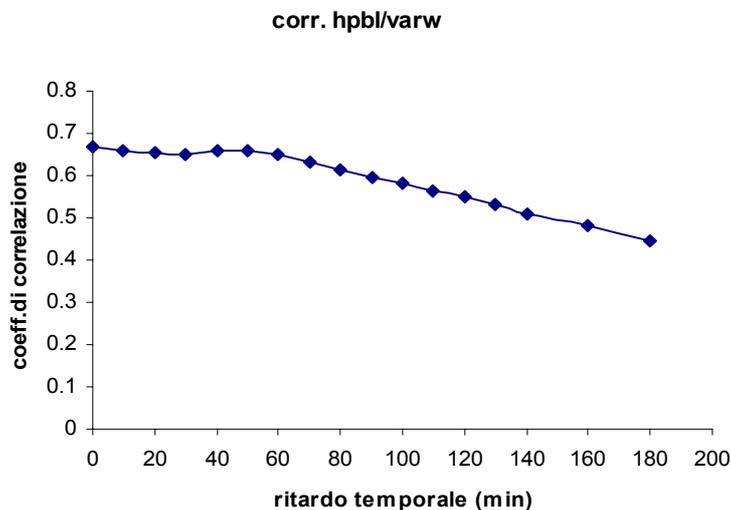


Fig8. 22 Correlazione fra l'altezza del PBL e la varianza della componente verticale di vento .Il ritardo temporale è dato come multiplo intero di dieci minuti

scala temporale caratteristica delle componenti vorticose che caratterizzano la turbolenza presente nello strato limite planetario, dato compatibile con la teoria (vedi capitolo2).

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 β_{aer} nell'intervallo di quote fino a circa 4000 m, (quale valore

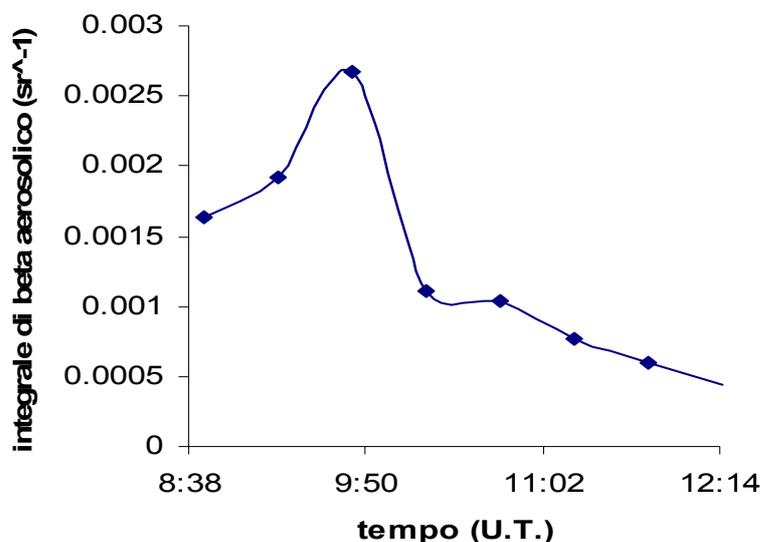


Fig. 8.23:(Pontecagnano).Mattino del 10/5.Beta integrato fino a quota 4000 metri al variare del tempo

indicativo del carico aerosolico totale), e ciò a partire dalle 8:30 circa e fino alle 13:00 circa (vedi fig. 8.23) e misurando anche l'intensità di vento nello stesso intervallo temporale (vedi fig. 8.24)

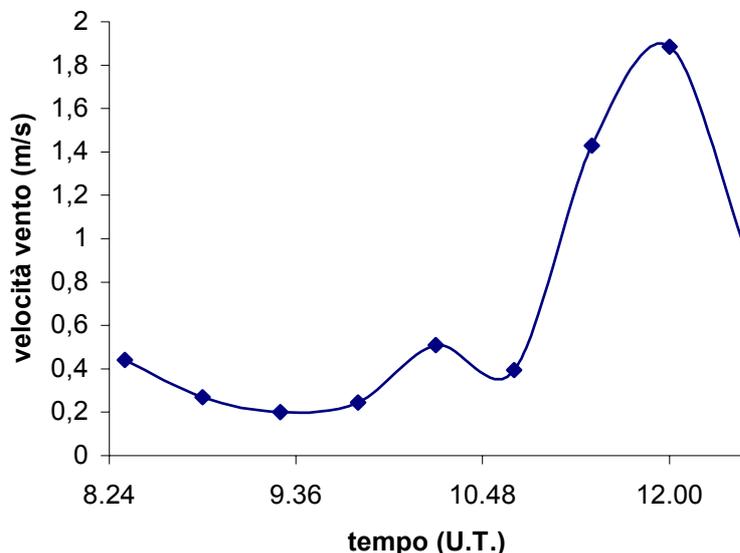


Fig. 8.24 Pontecagnano. Velocità del vento al mattino

si osserva una correlazione negativa che diventa minima per un valore del ritardo temporale fra i due fenomeni di circa 15 minuti (vedi fig. 8.25). Questo

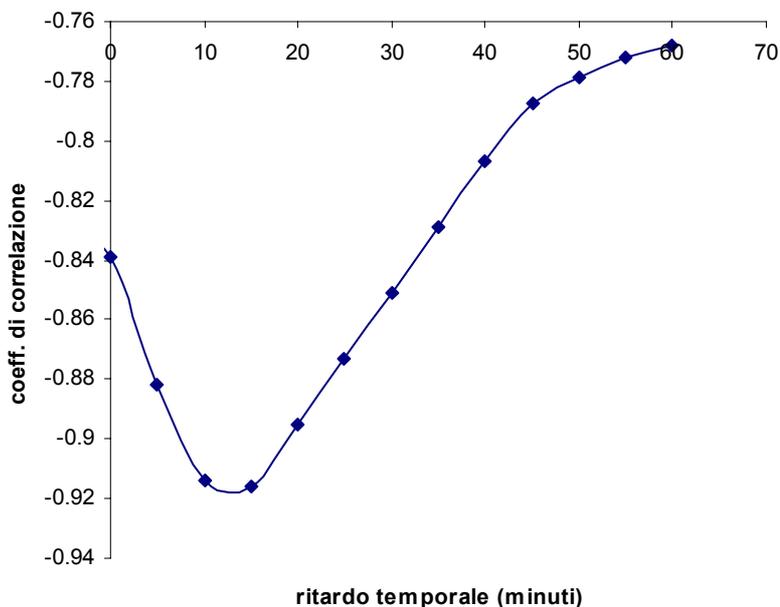


Fig. 8.25 (Pontecagnano): mattino del 10/5. Studio dell'anticorrelazione fra brezza e carico aerosolico

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.

8.5 Evoluzione di una struttura di origine trans-atlantica su Napoli e Pontecagnano

Dalla visione comparata delle mappe sono nati utili spunti per ulteriori indagini. In particolare si è vista ad alta quota, (tra 2000 e 4000 m), sopra il PBL, sia a Napoli che a Pontecagnano, una struttura.

Osservando la struttura, dalla mappa si è notato che la sua evoluzione sulle due città era simile, a causa evidentemente del campo di vento. Tuttavia tra i due andamenti c'era uno shift temporale di circa un'ora. Si è pensato subito che si trattasse della stessa struttura, e che lo shift temporale fosse il tempo impiegato dalla struttura per attraversare lo spazio intercorso tra le due località. Ricordando che la distanza tra i due siti è, in linea d'aria, pari a circa 70 Km, si è trovato, dai dati dei rilevamenti della stazione meteorologica più vicina (Roma Pratica di Mare) effettuati alle 00:00 del 10/5, che il vento a quelle altezze (a 300m di quota) soffiava da Ovest verso Est (da Napoli a Pontecagnano) ad una velocità di circa 56 Km. Essendo questo un primo dato confortante per l'ipotesi iniziale formulata, si è proceduto a studiare la correlazione tra l'evoluzione delle due strutture, in funzione dello shift temporale, in un intervallo di tempo pari a circa dieci ore, tra le due strutture, utilizzando tre parametri di confronto: lo spessore, la quota del baricentro dell'integrale di beta e l'integrale del coefficiente di backscattering relativo alla struttura stessa. I risultati ottenuti hanno confermato la ragionevole ipotesi iniziale. Di seguito sono riportati i grafici relativi alla prima mezz'ora dell'andamento del coefficiente di backscattering su Napoli e su Pontecagnano in cui si nota la presenza della struttura sopra il PBL su entrambe le località.

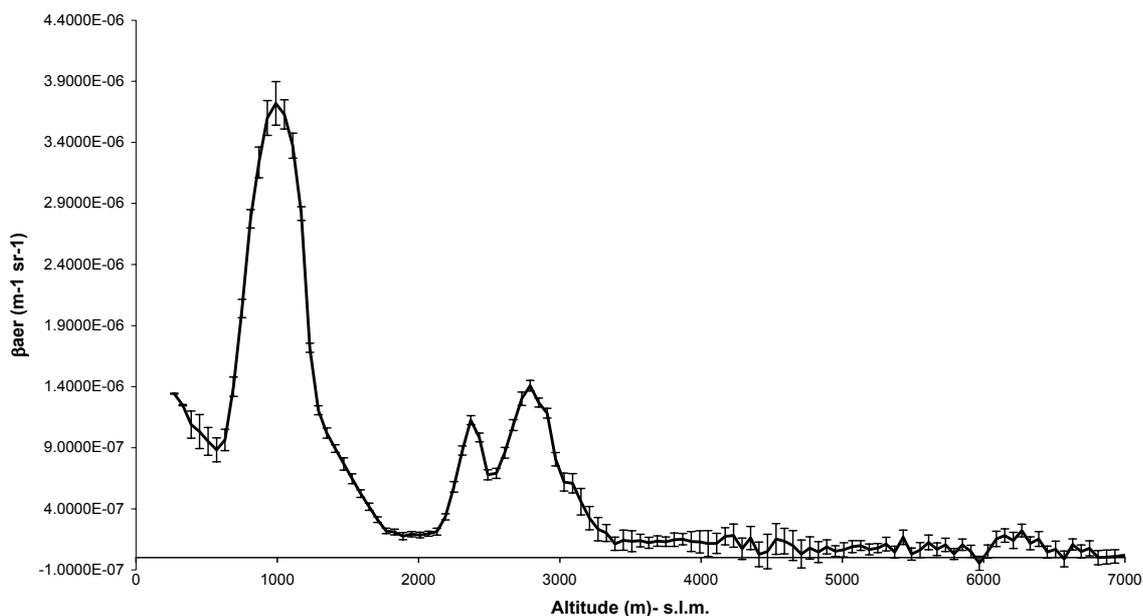


Figura 8-26 Grafico del coefficiente di backscatter relativo alla prima mezz'ora di misure su Pontecagnano

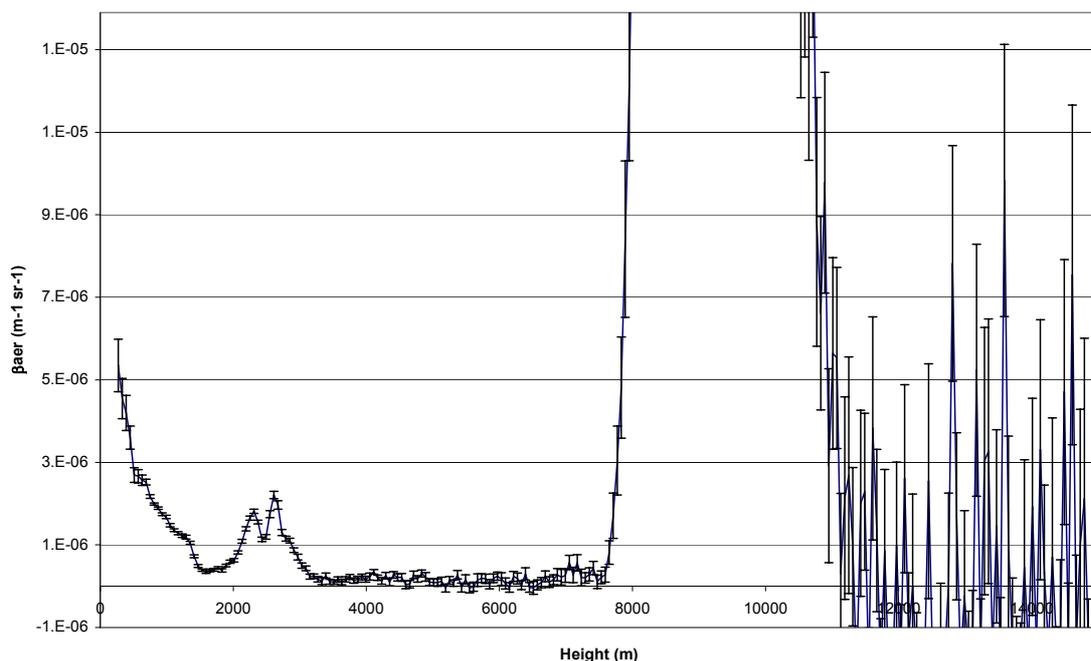
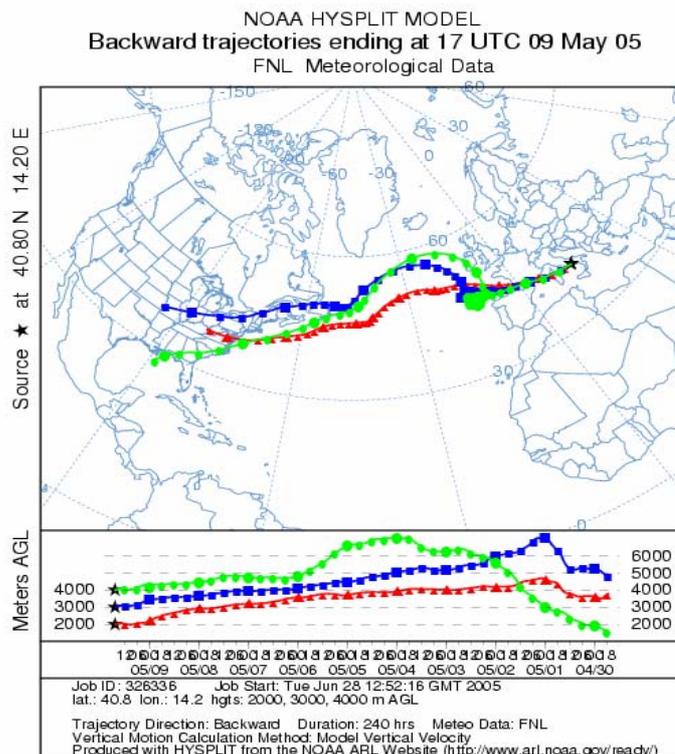


Figura 8-27: Grafico del coefficiente di backscattering relativo alla prima mezz'ora di misure a Napoli

Tali valori del coefficiente beta sono stati ottenuti con il metodo di Klett. Quest'ultimo metodo ha bisogno di un'ipotesi sul Lidar ratio, come già discusso nel capitolo 4. In corrispondenza della struttura in esame, ipotizzando che fosse la stessa sia a Napoli che a Pontecagnano, si è assunto un valore del Lidar Ratio nella zona dove risiedeva la struttura uguale nei due siti. Il valore del Lidar Ratio utilizzato è stato 52 ± 5 . Tale valore del lidar

ratio è stato ricavato grazie ai dati di Napoli notturni, che hanno consentito di applicare il metodo di Wandinger combinando segnale elastico e Raman. Operando inoltre una ricerca



in rete si è potuto risalire alla traiettoria a ritroso compiuta dalla struttura dalle backward trajectories calcolate con il sistema HYSPLIT del NOAA.

Le traiettorie a ritroso indicano una provenienza transatlantica della struttura in questione, in particolare dalla parte orientale degli Stati Uniti d’America.

Poiché la massa d’aria origina in 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. Tali eventi non sono rari. A questo proposito in bibliografia sono riportati articoli che enumerano casi di questo tipo [8.5]. In ogni caso,

nell'attraversare l'Atlantico, come si evince, ad esempio, dai profili mostrati in fig. 8.28 e

relativi
alle
03:00
circa
del 10
maggio

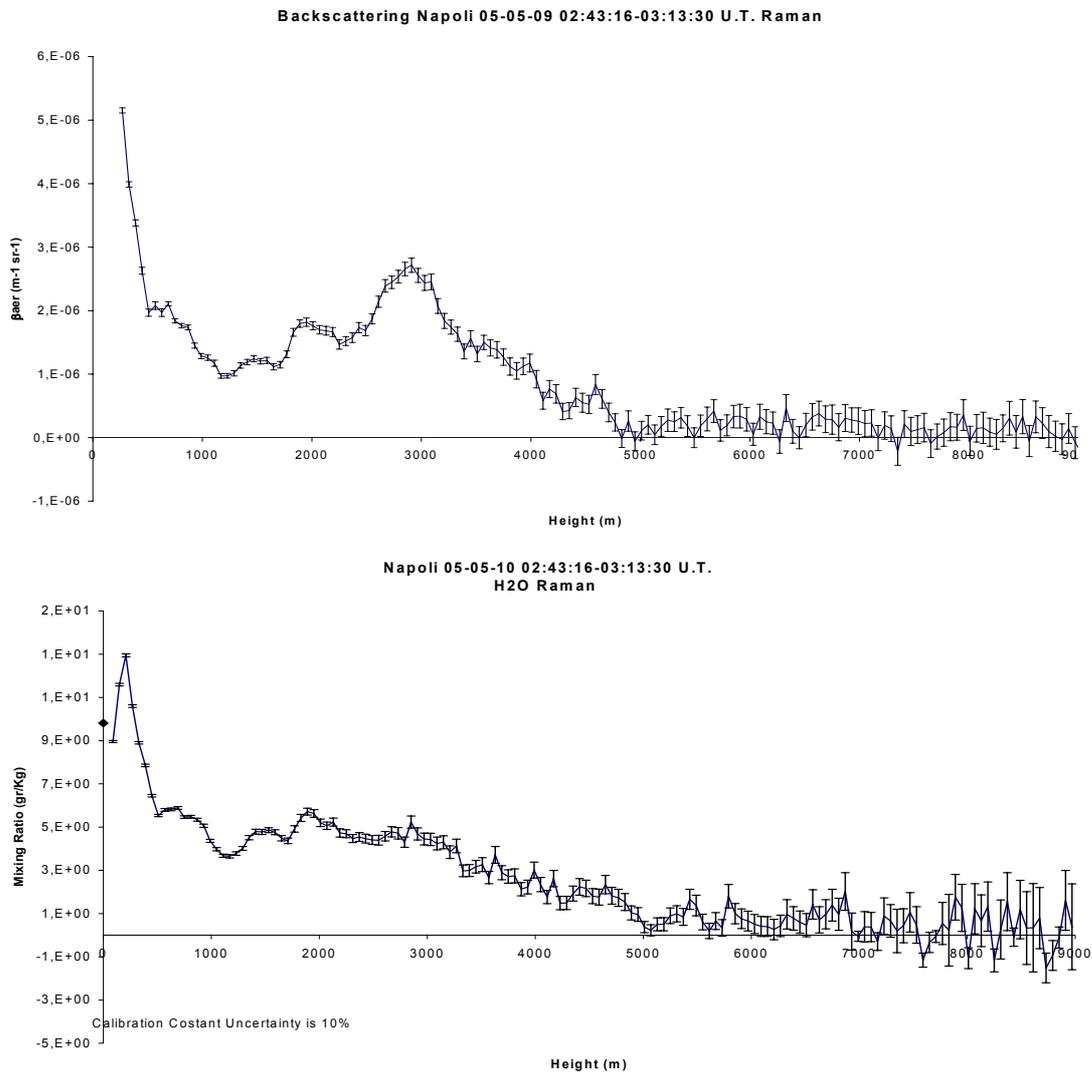
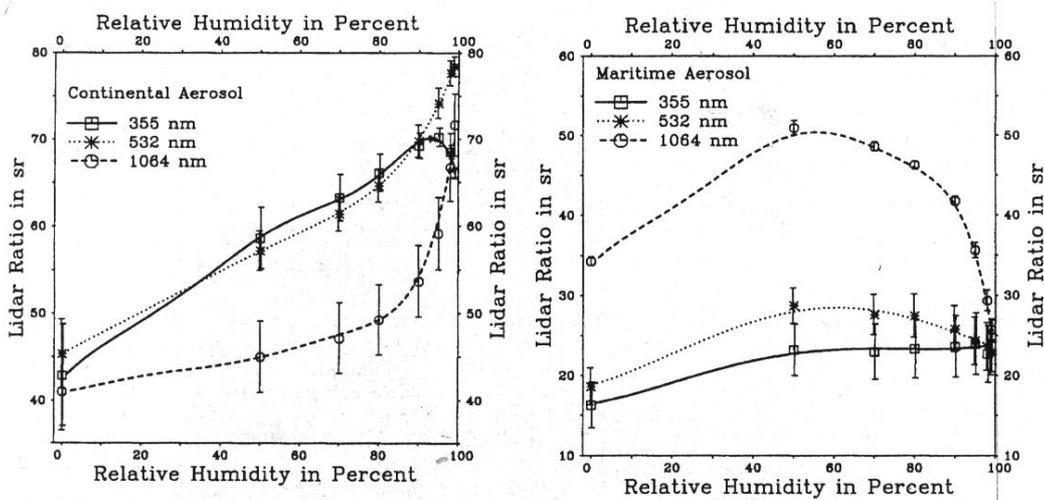


Fig. 8.28:(Napoli) sopra il profilo di beta aerosolico, sotto il profilo del segnale raman dell'H₂O espresso in termini di mixing ratio.

Il valore del lidar ratio utilizzato per la struttura è adatto per strutture aerosoliche di origine continentale a cui si somma un carico di aerosol marino (come in questo caso). Infatti dai



profili del

Fig. 8.29 Lidar Ratio in funzione dell'umidità relativa e della lunghezza d'onda per un tipo di aerosol continentale (a sinistra e un tipo di aerosol marino)

segnale raman dell'H₂O relativi allo stesso orario (00:11 – 00:41), si ricava una umidità relativa media del 90% circa. Dai grafici di figura 8.29 si evince che con una umidità relativa del 90% il valore del lidar ratio relativo alla lunghezza d'onda $\lambda = 355$ nm e alla lunghezza d'onda $\lambda = 532$ nm sarebbe circa 70 ± 3 se si trattasse solamente di aerosol continentale, mentre sarebbe 25 ± 5 se si trattasse invece di solo aerosol marittimo (sostanzialmente acqua salata). Evidentemente questo valore di lidar ratio è compatibile con quello trovato con il metodo di Wandinger 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

$$z_c = \frac{\sum_i z_i \beta_{aer_i}}{\sum_i z_i}$$

in cui la

sommatoria si

estende a tutte le quote comprese fra la quota iniziale e finale

Di questa struttura si è studiata l'evoluzione e si è calcolata la correlazione tra i due siti.

Di seguito è riportato il grafico dell' andamento delle quote dei baricentri dei coefficienti di backscattering su entrambe le località.

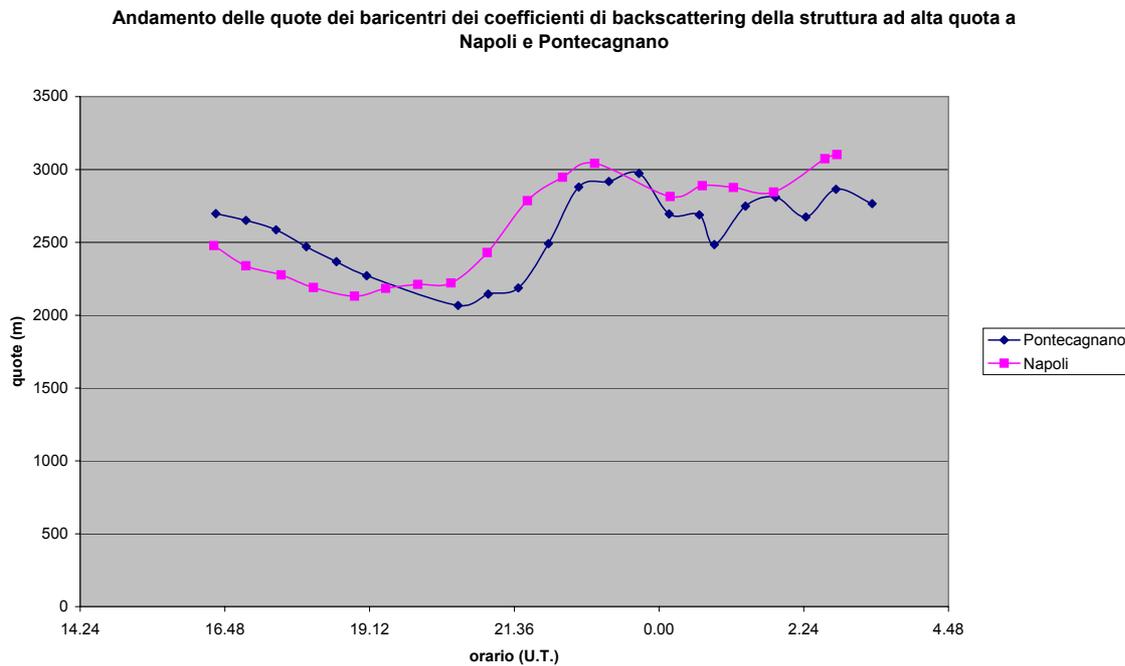


Figura 8-30 : Andamento delle quote dei baricentri dei coefficienti di backscattering in funzione del tempo relativi alla struttura tra 2000 e 4000m; si nota lo shift temporale di circa un'ora.

A questo punto si è proceduto calcolando la correlazione, in funzione dello shift temporale, tra alcuni utili parametri: quota del baricentro; spessore della struttura, definito come la differenza in quote tra il valore dell'integrale di beta quando assume il 90% del valore dell'integrale totale e il 10% del valore dell'integrale totale della struttura; beta integrato.

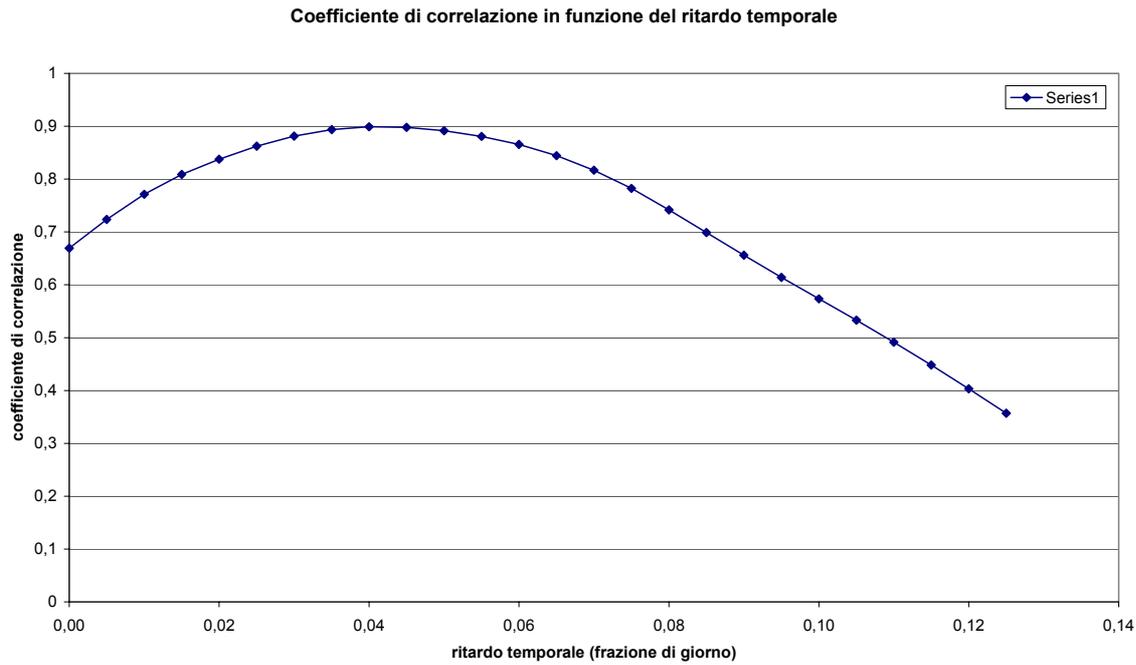


Figura 8-31 : Coefficiente di correlazione in funzione dello shift temporale per la quota del baricentro della struttura

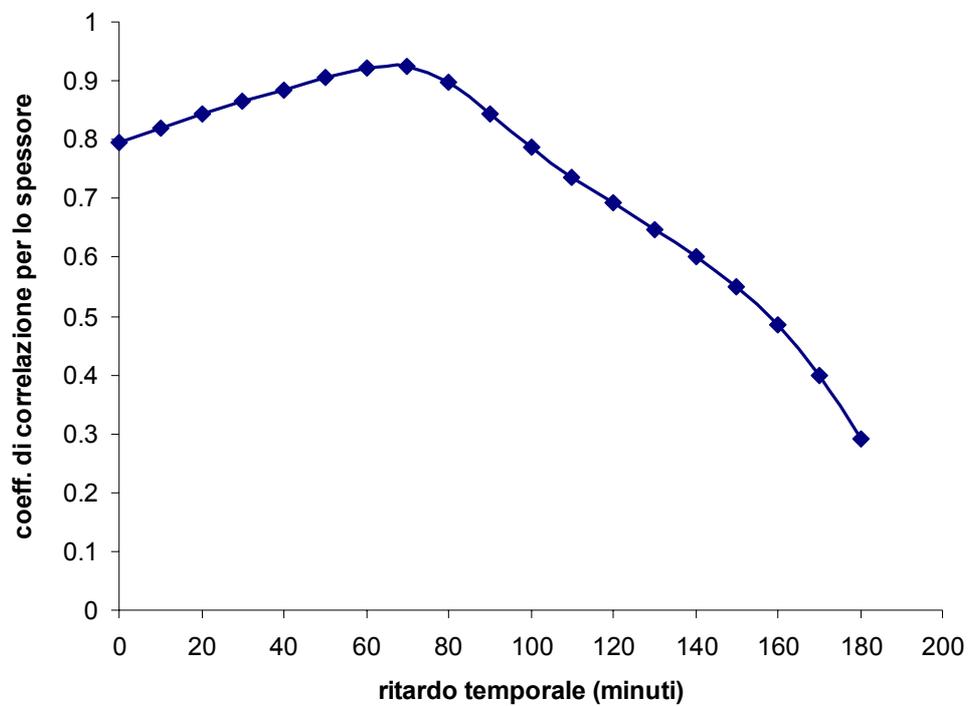


Figura 8-32. Coefficiente di correlazione in funzione del ritardo temporale per lo spessore della struttura

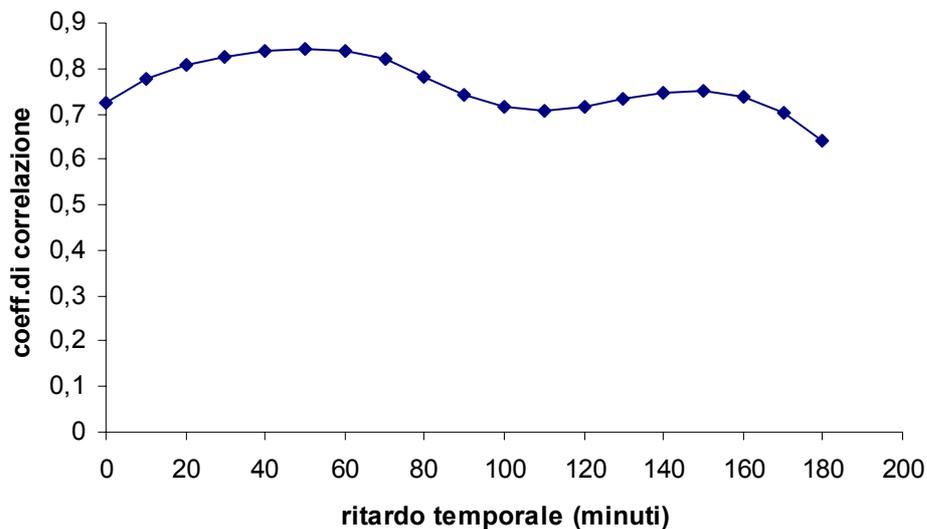


Figura 8-33: Coefficiente di correlazione in funzione del ritardo temporale per il beta integrato della struttura

Dall'andamento dei coefficienti di correlazione calcolati per i tre parametri si può affermare l'esistenza di una correlazione tra le due strutture.

Il ritardo di circa 60 minuti che corrisponde al massimo della correlazione tra i tre parametri indica una evoluzione della struttura sui due siti non sincrona e tale ritardo corrisponde al tempo di propagazione della struttura da un sito all'altro. L'ultimo dei tre parametri riguardanti il confronto fra le strutture, il beta integrato, risulta il meno sensibile allo studio sulla correlazione.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati dapprima descritti i principi generali di fisica dell'atmosfera nel capitolo1. Nel capitolo2 si è descritto lo strato atmosferico più vicino alla superficie terrestre, e che risulta maggiormente influenzato da essa: lo strato limite planetario(PBL). Nel capitolo 3 è stata discussa l'interazione radiazione-materia nelle tecniche ottiche di indagine atmosferica. Nel capitolo4 è stata introdotta la tecnica Lidar, ed è stato mostrato quanto essa sia adeguata nell'analisi della struttura e dell'evoluzione dello strato limite planetario sfruttando gli aerosol come traccianti. Nel capitolo5 è stato presentato un nuovo metodo di inversione dell'equazione Lidar , evidenziandone i limiti e l'applicabilità . Il capitolo6 è stato dedicato alla descrizione degli apparati sperimentali coinvolti nel lavoro di questa tesi. Nel capitolo 7 sono stati presentati i risultati sperimentali di una serie di scansioni fatte a Napoli nel corso del 2004 per testare il metodo presentato nel capitolo5 e di una scansione operata a Pontecagnano il 10 Maggio 2005. Infine nel capitolo8 sono stati presentati i risultati sperimentali del ciclo di misure svolto a Napoli e a Pontecagnano il 9 ed il 10 Maggio2005. Dall'andamento delle altezze del PBL sui due siti e dallo studio delle correlazioni con i forzanti superficiali è emerso come un sito rurale come Pontecagnano sia influenzato dalle brezze marine, che durante il dì, provenendo da mare e fluendo verso terra hanno la forza di spingere via gli aerosol, cosa che a Napoli non succede. La complessa orografia del capoluogo campano e la massiccia e continua produzione di aerosol di origine antropica fanno sì da creare stratificazioni interne al PBL, come si può osservare dallo studio citato di A.Boselli e anche da quello di W.Nastro[8.6], in cui sono presentati diversi cicli diurni del PBL in cui si evince questo caratteristico fenomeno. L'uso sinergico di più apparati sperimentali e le collaborazioni strette con altri enti hanno consentito di rendere il contenuto sperimentale di questa tesi particolarmente ricco ed interessante. L'apertura verso questo tipo di esperienze produrrà in futuro fecondi e duraturi risultati.

Ringraziamenti

Desidero infine ringraziare tutti coloro che nella fase di preparazione, nella fase sperimentale e nella fase di stesura di questo lavoro di tesi mi sono stati vicini ed hanno collaborato concretamente alla sua realizzazione.

In particolare ringrazio il prof. Spinelli, il dott. X.Wuang, la dott.ssa G.Pica, il prof. G.Abbate, la dott.ssa L.D'Avino, il dott. G.Pisani, il dott.G.Mincuzzi, il dott. P.Donnarumma, il dott. M.Armenante.

Ringrazio inoltre il personale amministrativo dell'università ed un sentito grazie alla mia famiglia, al mio fidanzato Luca e a Silvio e Michela.

Bibliografia

- [1.1] T.G.Kyle: “Atmospheric Transmission, Emission and Scattering” – Pegamon Press.
- [1.2] G.Visconti “Fondamenti di fisica e chimica dell’atmosfera” , Cuen
- [2.1] R.Stull, An introduction to boundary layer metereology, Kluwer Academic Publishers (1991)
- [2.2] F.Tampieri, Appunti per il corso di strato limite atmosferico e dispersione turbolenta. Bozza Parte I (2004)
- [3.1] S.H. Melfi: “Remote Sensing for Air Quality Management”. In: Laser Monitoring of the atmosphere, Ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York (1976).
- [3.2] R.M. Measures: “Laser Remote Sensing: Fundamental and Applications”
- [3.3] T.G. Kyle: “Atmospheric Transmission, Emission and Scattering” – Pegamon Press
- [4.1] R.M. Measures: “Laser Remote Sensing: Fundamental and Applications”
- [4.2] 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).
- [4.3] 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).
- [4.4] James Klett: “Stable analytic inversion solution for processing Lidar returns”, Applied Optics, No. 2, Vol. 20 (1981).
- [4.5] J. D. Klett: “ Lidar inversion with variable backscattering/extinction ratios” – Applied Optics, 24, N° 11 (1 June 1985).
- [4.6] Jörg Ackermann: “The extinction-to-backscatter ratio of tropospheric aerosol: a numerical study”, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Vol. 15, 1043-1050 (1998).
- [4.7] 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).

- [4.8] T. Colavitto, Tesi di Laurea: “Caratterizzazione lidar della dinamica degli aerosol nello strato limite planetario” – Napoli (2001).
- [5.1] M.Sicard, P.Chazette, J.Pelon, J.G.Won, S.C.Yoon, Variational method for the retrieval of optical thickness and the backscatter coefficient from multiangle lidar profiles, *Applied Optics*, vol.41, n.3 (2002)
- [5.2] Loredana D’Avino Tesi di dottorato “Inversione di segnale lidar per la determinazione delle proprietà degli aerosol atmosferici”
- [6.1] T. Halldorsson and J. Langerholc: “Geometrical form factors for the lidar function” –*Appl. Opt.* **17**, 240-244 (1978).
- [6.2] R. Velotta, B. Bartoli, R. Capobianco, and N. Spinelli: “Analysis of the receiver response in lidar measurements” - *Appl. Opt.* **37**, 6999-7007 (1998).
- [6.3] G.M. Ancellet, M.J. Kavaya, R.T. Menzies, and A.M. Brothers: “Lidar telescope overlap function and effects of misalignment for unstable resonator transmitter and coherent receiver” - *Appl. Opt.* **25**, 2886-2890 (1986).
- [6.4] U. Wandinger, A. Ansmann : “ Experimental determination of the lidar overlap profile with Raman lidar” – *Appl.Opt.* Vol. 41, No 3 (20 January 2002).
- [6.5] A. Boselli, X. Wang, M. Armenante, L. D’Avino, G. Pisani, N.Spinelli: “Characterization of atmospheric aerosol in the urban area of Napoli” – *Proceedings of SPIE*, Barcelona, 2003.
- [6.6] G.Pica, A.Boselli, F.Castaldo, R.Fusco, S.Mattei, M.R.Santovito,” New prototype of very compact lidar for atmospheric particulate monitoring- *Remote sensing in Transition*, Goossens(ed.)
2004 Millpress, Rotterdam, ISBN 90 5966 007 2
- [8.1] V.Santacesaria, F. Marengo, D. Balis, A. Papayannis, C. Zerefos: “Lidar observations of the Planetary Boundary Layer above the city of Thessaloniki, Greece”, *Il Nuovo Cimento*, Vol. 21 C, N. 6, 585-595 (1998).
- [8.2] John R.Taylor “Introduzione all’analisi degli errori” ed.Zanichelli

[8.3] A. Boselli, X. Wang, M. Armenante, L. D'Avino, G. Pisani, N. Spinelli: "Characterization of atmospheric aerosol in the urban area of Napoli" – Proceedings of SPIE, Barcelona, 2003.

[8.4] Jörg Ackermann: "The extinction-to-backscatter ratio of tropospheric aerosol: a numerical study", Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Vol. 15, 1043-1050 (1998).

[8.5] Aiuppa, Evaluation of the environmental impact of volcanic emissions from the chemistry of rainwater: Mount Etna area (Sicily), Applied Geochemistry, 2001

[8.6] W. Nastro Tesi di laurea " Studio sistematico della dinamica e dell'evoluzione dello strato limite planetario(PBL) su Napoli con la tecnica Lidar"