

Università degli Studi di Napoli “Federico II”

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”



Laurea triennale in Fisica

Tecnica LIDAR per la caratterizzazione del particolato atmosferico: calibrazione e misura

Relatori:

Prof. Salvatore Amoruso
Dott.ssa Antonella Boselli

Candidato:

Riccardo Damiano
Matricola N85000846

A.A. 2017/2018

Indice

Introduzione.....	2
Capitolo 1.....	3
1.1 Atmosfera ed aerosol atmosferico.....	3
1.2 Tecnica LIDAR per le misure di profili di aerosol atmosferico.....	5
1.3 L'equazione LIDAR	10
1.3.1 Il metodo di Klett.....	12
1.3.2 Metodo elastico/Raman	13
1.4 Il rapporto di depolarizzazione.....	14
Capitolo 2.....	16
2.1 L'apparato sperimentale.....	16
Capitolo 3.....	22
3.1 Misura del "Gain ratio".....	22
3.2 Calcolo della funzione di overlap	28
3.3 Analisi delle misure lidar realizzate.....	33
Conclusioni.....	39
Bibliografia.....	40

Introduzione

Gli aerosol atmosferici hanno un grande impatto sulla vita dell'uomo, influenzando il bilancio radiativo terrestre e costituendo una delle maggiori cause d'inquinamento nelle aree urbane. Il loro studio è di fondamentale importanza ed uno degli strumenti di maggior rilievo in quest'ambito è il LIDAR (*LIght Detecting And Ranging*). Nel suo schema base esso è composto da una sorgente laser, un telescopio di ricezione ed un apparato per l'analisi ottica. La luce emessa dalla sorgente subisce scattering elastico o anelastico a causa della presenza in atmosfera di componenti aerosoliche e molecolari. Lo studio della luce diffusa in direzione dell'apparato di ricezione permette di ottenere i parametri ottici (il coefficiente di retrodiffusione ed il coefficiente d'estinzione) che dipendono dalle proprietà delle particelle in atmosfera, come densità, dimensioni e composizione chimica. È fondamentale eseguire la calibrazione del sistema prima dell'analisi dei dati acquisiti per ricavare questi due coefficienti. Essa consiste nel calcolo del "Gain ratio" e della funzione di "overlap". Il Gain ratio è un parametro che corregge la differenza di guadagno tra i due canali di polarizzazione parallelo e perpendicolare del sistema di ricezione. La funzione di overlap permette lo studio dei segnali a basse quote, che altrimenti risulterebbero sottostimati.

Nel Capitolo 1 della presente tesi sono descritti i componenti fondamentali dell'atmosfera e la tecnica lidar, ponendo particolare attenzione sulla sua equazione fondamentale. Sono inoltre proposti alcuni metodi per la sua risoluzione in termini dei parametri ottici ed i principi fondamentali della tecnica lidar basata sulla depolarizzazione della luce causata dalle componenti aerosoliche. Nel Capitolo 2 è riportata in dettaglio la descrizione dell'apparato sperimentale usato nel corso di questa tesi. Tramite questo sistema lidar è stato possibile inviare fasci laser nell'ultravioletto e nel visibile, ed eseguire l'acquisizione dati per segnali di ritorno dovuti sia alla diffusione elastica che anelastica per polarizzazioni parallele o perpendicolari rispetto a quella del fascio inviato. Nel Capitolo 3 sono riportati i procedimenti di calcolo per il Gain ratio e la funzione di overlap con i rispettivi risultati ottenuti dai dati acquisiti dal sistema lidar. Sono inoltre riportati i parametri ottici calcolati per una delle sessioni di misura e l'analisi del particolato atmosferico tramite mappe a colori, che ne mostrano graficamente la variabilità nel tempo e nello spazio.

Capitolo 1

In questo capitolo sono introdotti la struttura dell'atmosfera, ponendo particolare attenzione alle sue componenti aerosoliche, ed i principi fondamentali della tecnica lidar, dal suo schema di costruzione all'equazione tipica. Vengono infine presentati i metodi di inversione che consentono di ricavare i parametri ottici dall'equazione lidar ed il metodo per la caratterizzazione della depolarizzazione aerosolica.

1.1 Atmosfera ed aerosol atmosferico

L'atmosfera terrestre è una miscela composta da un gran numero di sostanze che costituiscono un complesso sistema termodinamico multifase. Le due componenti gassose principali dell'atmosfera sono le molecole di azoto (78,08%) e di ossigeno (20,95%). Altri gas come l'argon o il neon sono presenti in tracce. Le concentrazioni relative di tali gas non dipendono dalla zona considerata, mentre altre componenti, come il vapore acqueo, possono variare molto in base alla latitudine e all'altitudine. In Tabella 1 sono riportati i principali componenti atmosferici con il proprio peso molecolare e la propria concentrazione in atmosfera.

Permanent Components		Variable Components	
Constituent	Percent by Volume	Constituent	Percent by Volume
Nitrogen (N ₂)	78.08	Water Vapor (H ₂ O)	0 to 4
Oxygen (O ₂)	20.95	Carbon dioxide (CO ₂)	0.039
Argon (Ar)	0.93	Methane (CH ₄)	0.00018
Neon (Ne)	0.0018	Nitrous oxide (N ₂ O)	0.00003
Helium (He)	0.0005	Ozone (O ₃)	0.000004
Hydrogen (H ₂)	0.00006	Particles (dust, soot, etc.)	0.000001
Xenon (Xe)	0.000009	Chlorofluorocarbons (CFC)	0.000000 02

Tabella 1: Principali componenti atmosferici e la loro concentrazione volumica.^[1]

Oltre alla componente gassosa, bisogna tener conto della presenza degli aerosol, una sospensione di materiale solido o liquido con bassa velocità di sedimentazione in un mezzo gassoso, nel nostro caso l'aria. Essi a causa delle loro piccole dimensioni, restano sospesi in atmosfera per tempi più o meno lunghi. Gli aerosol hanno un'importanza fondamentale in molti processi atmosferici, in quanto sono coinvolti nel bilancio della radiazione terrestre, agiscono da nuclei di

condensazione per la formazione delle nuvole e quindi sulle precipitazioni e hanno effetti sulla qualità dell'aria e la visibilità.

Lo studio degli aerosol non è semplice a causa della grande varietà che contraddistingue alcune loro proprietà, come la concentrazione, la composizione chimica e le dimensioni, e dunque i modelli di classificazione sono molteplici. Queste difficoltà sono maggiori nella troposfera, la zona che si estende dal suolo terrestre fino a circa 5-6 km di quota, per la maggiore concentrazione di sorgenti di aerosol, molto diversificate tra loro, e per la presenza dei processi meteorologici. Già nel successivo strato, la stratosfera, l'aerosol diventa molto più rarefatto. Principalmente l'aerosol ha origini naturali, ma non è trascurabile la parte generata da fattori antropici. Una classificazione basata sullo studio delle sorgenti geografiche dell'aerosol mostra nelle zone continentali una maggiore concentrazione di particelle nelle aree urbane, in particolare di particolato carbonioso. In zone desertiche si ha, invece, una concentrazione di particelle più grandi, di origine minerale, che spesso vengono trasportate per lunghe distanze, mentre nelle zone marine si rileva la presenza di sale marino. Nella troposfera la composizione del particolato può variare molto anche durante l'arco di una giornata, dipendendo da fattori climatici come il vento che può causare lo spostamento di masse di aerosol in tempi brevi. D'altra parte eventi naturali di grandi proporzioni come un'eruzione vulcanica possono modificarne per lungo tempo la composizione anche in regioni molto estese. Da qui l'impossibilità di creare un modello che contenga informazioni accurate per la troposfera quanto quelle per la stratosfera, che è molto meno sottoposta a cambiamenti repentini. La concentrazione di aerosol stratosferico è infatti solitamente usata come concentrazione di fondo negli studi atmosferici.

Il raggio delle particelle che compongono l'aerosol atmosferico va da circa 1 nm a più di 100 μm , come illustrato in Figura 1. Le particelle più piccole sono le più presenti nel particolato atmosferico, ma spesso hanno un volume totale molto piccolo e, se non in grandi quantità, non sono causa di diffusione ottica molto intensa. Esse sono solitamente formate da processi di combustione e nucleazione. La distribuzione di volume dell'aerosol è caratterizzata principalmente dal cosiddetto $\text{PM}_{2.5}$, cioè l'insieme delle particelle di grandezza intermedia che arrivano fino a 2,5 μm di raggio (vedi Figura 1). Allo stesso modo l'insieme delle particelle più grandi, di raggio fino a 10 μm , è indicato con PM_{10} . Quest'ultime sono le particelle che tendono maggiormente a precipitare al suolo.

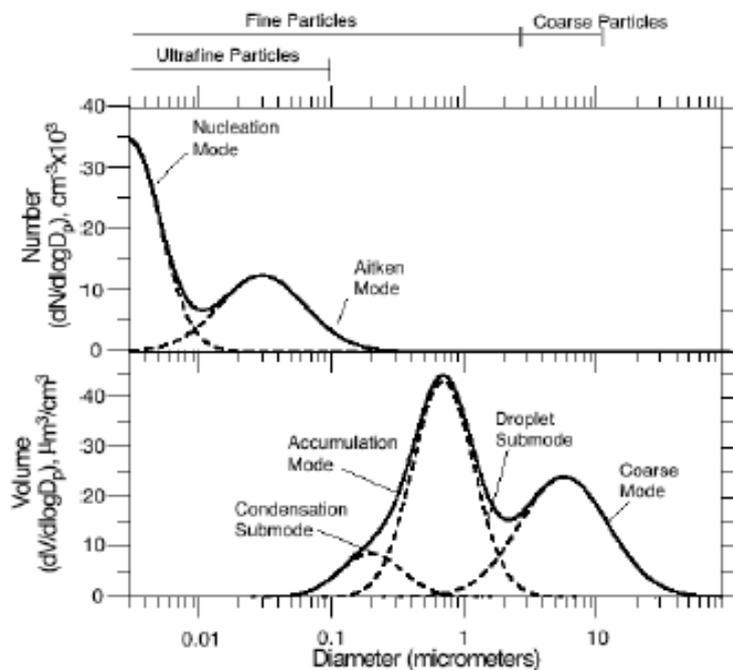


Figura 1: Il grafico mostra che le particelle ultrafini sono più numerose, ma hanno un impatto minore sul volume totale rispetto a quelle di dimensioni maggiori.^[2]

1.2 Tecnica LIDAR per le misure di profili di aerosol atmosferico

La tecnica LIDAR (acronimo di *LIght Detecting And Ranging*) è una tecnica di “Remote Sensing” attivo e si basa sull’invio di impulsi di luce laser attraverso un bersaglio e la registrazione del segnale di radiazione retrodiffusa.

La tecnica lidar è molto adatta allo studio della composizione “verticale” tipica dell’atmosfera; essa sfrutta, in particolare, i fenomeni di diffusione o “scattering” elastico e Raman che la luce subisce quando attraversa il mezzo sondato dal fascio laser. Le componenti atmosferiche causano la diffusione in tutte le direzioni, ma solo la luce raccolta da un telescopio è rivelata ed analizzata dal sistema. Un sistema lidar è costituito da due parti fondamentali: il sistema di trasmissione (il laser) ed il sistema di ricezione (telescopio con sistema di selezione spettrale e acquisizione dei segnali retrodiffusi). Lo schema base è illustrato in Figura 2.

Il sistema di trasmissione è costituito principalmente dalla sorgente laser, che produce impulsi luminosi con specifiche proprietà spettrali e durata dell’ordine dei nanosecondi. Nonostante il fascio laser sia già molto collimato, si può utilizzare un sistema di lenti che riduca la sua divergenza prima che entri in atmosfera, solitamente costituito da una lente divergente seguita da una convergente. Esso prende il nome di espansore di fascio.

È possibile calcolare la distanza dal punto dell'atmosfera in cui è avvenuta la retrodiffusione a partire dal tempo in cui il fascio è stato inviato ed il tempo in cui esso è raccolto dal telescopio, tramite la relazione:

$$h = \frac{ct}{2} \quad (1)$$

in cui h è l'altezza del punto di scattering, c la velocità della luce e t il tempo trascorso dall'invio del segnale alla sua ricezione sul telescopio. Il fattore $\frac{1}{2}$ è necessario dato che l'impulso luminoso percorre due volte la distanza h . La regione di minima estensione alla quale si può raccogliere il segnale retrodiffuso è data dal prodotto tra la durata dell'impulso e la velocità della luce c .

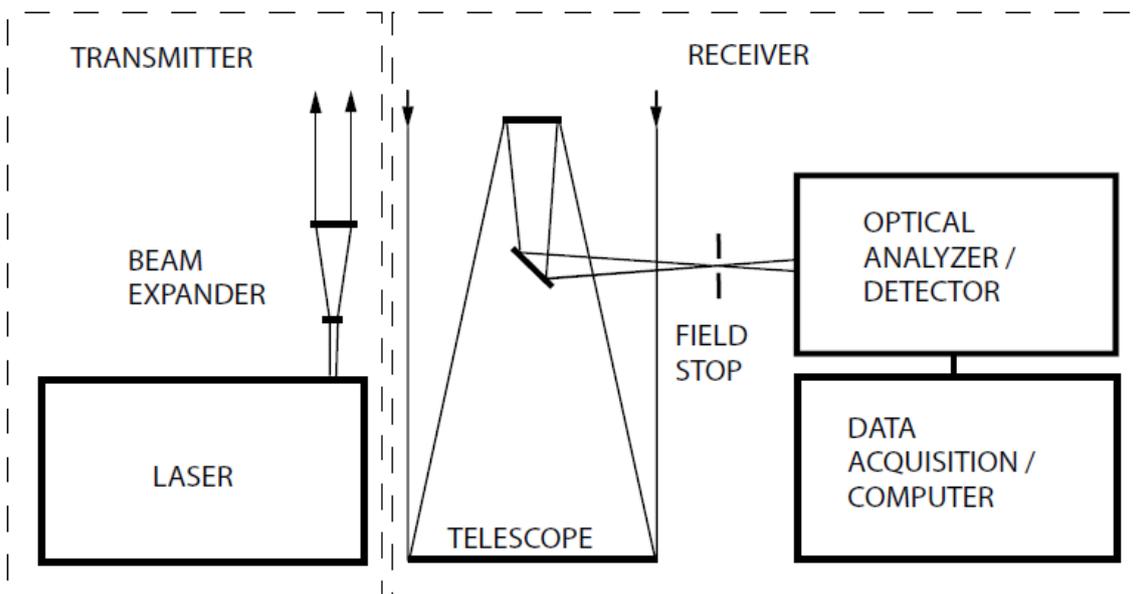


Figura 2: Schema base di un sistema lidar.^[3]

La lunghezza d'onda del fascio prodotto dalla sorgente laser dipende dallo specifico uso che occorre fare del sistema lidar e copre lo spettro delle lunghezze d'onda dall'ultravioletto all'infrarosso. Nonostante si possa usare qualsiasi tipo di sorgente laser, sono generalmente utilizzati laser a Nd:YAG: essi sono laser a stato solido nei quali il mezzo attivo è costituito da un cristallo (YAG "yttrium aluminium garnet") con delle impurità costituite da atomi di neodimio (Nd^{3+}). Questi laser emettono nell'infrarosso, alla lunghezza d'onda di 1064 nm, ma è possibile sfruttare la duplicazione e la triplicazione della frequenza con il passaggio del fascio laser attraverso materiali ottici non lineari per convertire la lunghezza d'onda fondamentale nella seconda armonica a 532 nm, che si trova nel visibile ed in particolare è una luce verde, e nella terza armonica a 355 nm, nell'ultravioletto.

Il sistema di ricezione è costituito dal telescopio e da un apparato per la rivelazione del segnale. Il segnale retrodiffuso viene raccolto dal telescopio il cui campo di vista, piccolo fino a poche centinaia di μrad , consente di ridurre sia il segnale dovuto alla luce di fondo atmosferica sia quello causato da fotoni che hanno subito scattering multiplo in atmosfera. Solitamente vengono utilizzati telescopi costituiti da specchi; essi presentano un diaframma nel piano focale che ne determina il campo di vista (*field of view*).

Le due parti del sistema lidar possono essere disposte in configurazione coassiale (monostatica) o biassiale (bistatica): in configurazione coassiale il raggio laser è emesso lungo la direzione dell'asse ottico del telescopio, in configurazione biassiale gli assi invece non coincidono, con il raggio che entra nel campo di vista del telescopio solo dopo una certa distanza entro la quale non si ha segnale nell'apparato di ricezione. In quest'ultimo caso occorre correggere il segnale lidar che risulta sottostimato alle quote più basse mediante una funzione, detta di sovrapposizione o di "overlap", che dipende dalla geometria del sistema lidar e descrive la sovrapposizione geometrica tra il fascio laser e il campo di vista del telescopio. La funzione di sovrapposizione è una funzione crescente della quota fino ad un valore massimo, al di sopra del quale assume valore costante (Figura 3). In una configurazione monostatica, la sottostima del segnale è dovuta all'ombra dello specchio secondario del telescopio, che blocca i fotoni diffusi a bassa quota. In una configurazione bistatica, invece, la sottostima del segnale è dovuta al fatto che il fascio laser e il campo di vista del telescopio si sovrappongono completamente solo al di sopra di una certa quota (Figura 4).

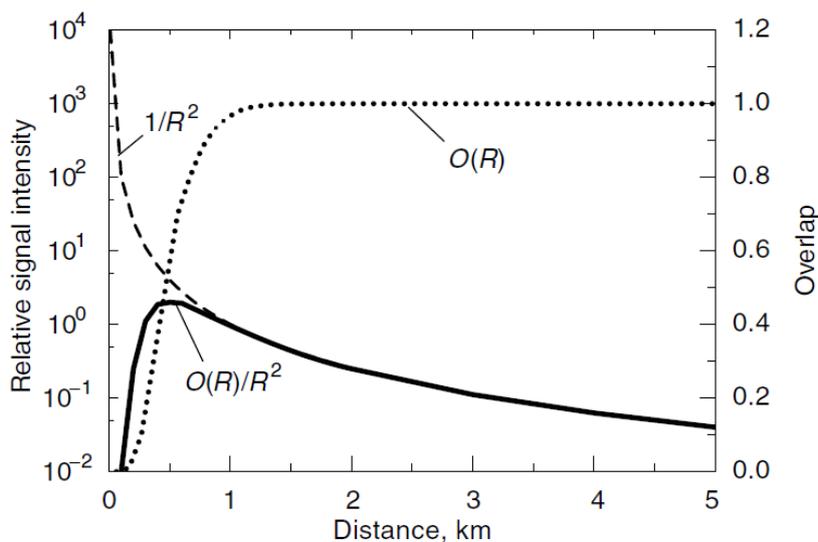


Figura 3: Esempio di funzione di overlap $O(R)$. Tende a 0 per valori della distanza piccoli, per poi tendere a 1 salendo di quota.^[3]

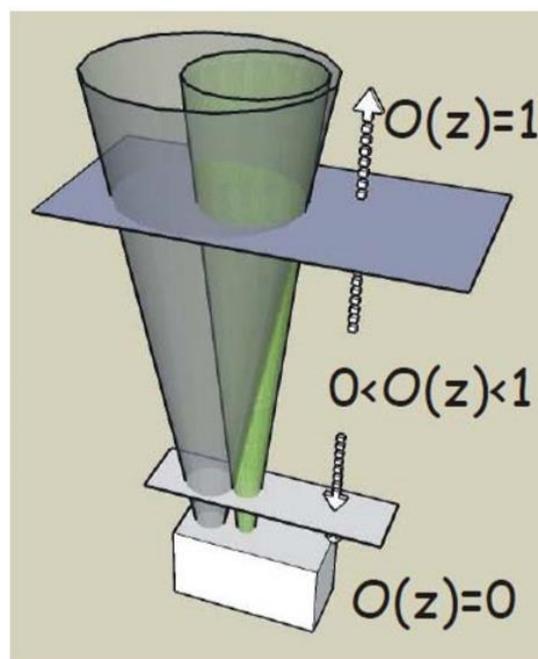


Figura 4: Schema della variazione della funzione di overlap con l'altezza^[4]. La funzione vale 0 finché il campo di vista del telescopio non interseca il fascio laser. Quando il fascio si trova completamente all'interno del campo di vista del telescopio, il valore della funzione diventa 1.

Il sistema di rivelazione è posto nel piano focale del telescopio in modo tale da ricevere il segnale lidar raccolto dal telescopio. In esso è realizzata l'analisi spettrale del segnale retrodiffuso attraverso sistemi come i filtri interferenziali, capaci di trasmettere solo precise bande intorno ad una particolare lunghezza d'onda, e i dicroici, che separano le varie componenti spettrali riflettendo alcune lunghezze d'onda e trasmettendone altre. Sono utilizzati anche sistemi ottici per separare ad una certa lunghezza d'onda le due componenti polarizzate parallelamente ed ortogonalmente rispetto alla direzione di polarizzazione del fascio laser trasmesso; tale separazione risulta utile per lo studio della forma delle particelle atmosferiche. Il segnale luminoso è poi convertito in segnale elettrico attraverso l'uso di fotomoltiplicatori mediante i quali è possibile contare i singoli fotoni che arrivano al sistema. Il segnale elettrico contiene informazioni sulla presenza e sulla concentrazione dei diffusori e degli agenti assorbenti in atmosfera. Infatti, la forma del segnale ricevuto è determinata dalle proprietà ottiche della colonna di atmosfera indagata e il segnale retrodiffuso dipende dalla lunghezza d'onda dell'impulso laser, dalla concentrazione, dimensione, forma ed indice di rifrazione delle particelle o delle molecole di gas intercettate dalla radiazione.

La tecnica lidar ha molteplici applicazioni ma è soprattutto utilizzata nello studio della composizione dell'atmosfera. Le particelle ed i gas che compongono l'atmosfera interagiscono

con il fascio luminoso che incide su essi, mediante specifici processi d'interazione come la diffusione (o scattering) e l'assorbimento. Questi processi prevedono, a causa dell'assorbimento e dell'emissione di radiazione da parte delle molecole, transizioni tra i loro livelli energetici e quindi l'analisi di spettri rotazionali, vibrazionali ed elettronici.

Lo scattering elastico, o scattering Rayleigh, è definito come lo scattering causato da particelle di dimensioni molto piccole rispetto alla lunghezza d'onda della radiazione, e dunque per ciò che riguarda i lidar è caratteristico dello scattering molecolare dovuto all'azoto e all'ossigeno. Si può descrivere tale processo come l'assorbimento da parte della molecola, assunta sferica, dell'energia del fotone, la quale viene riemessa nella stessa quantità con un certo angolo solido centrato rispetto alla molecola bersaglio senza alcuna variazione del livello energetico roto-vibrazionale molecolare. L'intensità dello scattering va come λ^{-4} .^[3]

Nel caso in cui le particelle abbiano dimensioni paragonabili o maggiori della lunghezza d'onda della radiazione incidente la teoria di Rayleigh va sostituita con la teoria di Mie, per la quale l'intensità della radiazione diffusa risulta quasi indipendente da λ . In questo caso l'intensità della radiazione diffusa è maggiore lungo la direzione di propagazione della radiazione.

Lo scattering Raman è, al contrario del precedente, un processo anelastico che prevede una differenza energetica tra la radiazione assorbita e quella riemessa dalla particella, e dunque una variazione della lunghezza d'onda della radiazione e dello stato quantico in cui si trova la molecola^[5]. La relazione tra variazione di frequenza e variazione d'energia è data da:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta E}{h} \quad (2)$$

dove h è la costante di Planck. Nel caso in cui l'energia della molecola diminuisca, con conseguente aumento dell'energia del nuovo fotone prodotto dal processo di scattering, la frequenza è aumentata rispetto a quella iniziale ed il processo è detto scattering Raman di tipo anti-Stokes. Il caso opposto prevede l'assorbimento da parte della molecola di una parte dell'energia del fotone incidente che porta ad una minore frequenza del fotone in uscita, ed il processo prende il nome di scattering Raman di tipo Stokes. Lo stato quantico della molecola dipende da due numeri quantici: J , il numero quantico rotazionale, e v , il numero quantico vibrazionale. Quando c'è una transizione di stato, e quindi una variazione del livello energetico roto-traslazionale, queste due quantità variano secondo precise regole di selezione, che prevedono che le variazioni di numero quantico tra gli stati finali ed iniziali rispettino:

$$\Delta v = \pm 1 ; \Delta J = 0, \pm 2 \quad (3)$$

Si può comprendere il caso dello scattering Rayleigh considerando che lo stato della molecola in questo caso non varia, e dunque valgono $\Delta v = 0$ e $\Delta J = 0$. Lo scattering Rayleigh risulta essere più probabile dello scattering Raman^[6].

1.3 L'equazione LIDAR

L'equazione del segnale lidar nel caso di singolo scattering elastico^[3] è:

$$P(\lambda, z) = P_0 \frac{A_0 c \tau_0}{z^2} \frac{1}{2} \eta O(z) \beta(\lambda, \lambda_0, z) e^{-2 \int_0^z \alpha(\lambda, r) dr} \quad (4)$$

- λ è la lunghezza d'onda rilevata dall'apparato lidar, λ_0 è la lunghezza d'onda del fascio inizialmente prodotto dalla sorgente laser.
- $P(\lambda, z)$ è la potenza rilevata dall'apparato all'arrivo di un segnale alla lunghezza d'onda λ da un'altezza z .
- P_0 e τ_0 sono la potenza media e la durata dell'impulso laser.
- A_0 è la superficie che raccoglie il fascio di ritorno, e di conseguenza $\frac{A_0}{z^2}$ è l'angolo solido investito dalla radiazione.
- η è l'efficienza complessiva del sistema: comprende l'efficienza ottica di tutti gli elementi che la luce trasmessa e ricevuta attraversa e l'efficienza della ricezione.
- $O(z)$ è la funzione di sovrapposizione, o di "overlap", necessaria per la correzione del segnale nelle distanze prossime al sistema lidar. Il suo valore si assume essere 0 sul sistema, 1 dalla distanza alla quale l'overlap è completo.
- $\beta(\lambda, \lambda_0, z)$ è il coefficiente di retrodiffusione. Esso porta informazioni sul valore della frazione di energia diffusa ad un angolo di 180° per unità di angolo solido e spessore atmosferico unitario e può essere visto come la somma di un termine molecolare ed uno aerosolico:

$$\beta = \beta_{mol} + \beta_{aer} \quad (5)$$

La sua unità di misura è $m^{-1} sr^{-1}$.

- $\alpha(\lambda, r)$ è il coefficiente d'estinzione, l'altro parametro fondamentale per lo studio dell'atmosfera. Esso porta informazioni sulla frazione di luce che viene persa a causa dello scattering e dell'assorbimento di molecole ed aerosol per unità di percorso e può essere visto come la somma di quattro componenti (con ovvio significato dei simboli):

$$\alpha = \alpha_{mol,sca} + \alpha_{mol,abs} + \alpha_{aer,sca} + \alpha_{aer,abs} \quad (6)$$

La sua unità di misura è m^{-1} .

Nel segnale ricevuto è contenuto un contributo P_{bg} causato dalla luce di fondo, per la presenza nelle misure diurne della luce del Sole e in quelle notturne della luce di Luna, stelle e fonti artificiali. Tale contributo viene eliminato già al primo passo dell'analisi dati.

Dalla teoria di Rayleigh ricaviamo il contributo molecolare di β :

$$\beta_{mol} = N_{mol} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \quad (7)$$

dove N_{mol} è il numero di molecole per unità di volume e $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ è la sezione d'urto differenziale di Rayleigh; β_{mol} decresce con la quota al diminuire della densità atmosferica. Dalla teoria di Mie ricaviamo il contributo aerosolico e nell'ipotesi che le particelle coinvolte abbiano forma sferica troviamo:

$$\beta_{aer} = \int_{a_2}^{a_1} \sigma(a, \lambda, n) N_{aer}(a) da \quad (8)$$

dove la sezione d'urto σ dipende dal raggio a della particella coinvolta, dalla lunghezza d'onda λ e dall'indice di rifrazione n , mentre N_{aer} rappresenta il numero di particelle per unità di volume il cui raggio è contenuto nell'intervallo $[a, a + da]$.

Il valore di $\alpha_{mol,sca}$ è ricavabile a partire dalla teoria dello scattering elastico di Rayleigh, che prevede:

$$\alpha_{mol,sca} = N_{mol} \sigma_R \quad (9)$$

con N_{mol} densità delle molecole che causano scattering e σ_R la sezione d'urto di Rayleigh. Il termine molecolare di assorbimento è funzione di λ ed in corrispondenza delle righe di assorbimento dei componenti atmosferici predomina sugli altri. In definitiva si trova dalla teoria di Rayleigh che α_{mol} e β_{mol} sono tra loro proporzionali tramite un coefficiente $\frac{8}{3}\pi$. Per quanto riguarda la componente aerosolica del coefficiente di estinzione si ha:

$$\alpha_{aer}(\lambda) = \int_{a_2}^{a_1} N_{aer}(a) \sigma_{ext}(a, \lambda, n) da \quad (10)$$

dove $\sigma_{ext}(a, \lambda, n)$ è la sezione d'urto totale per particelle di raggio a , indice di rifrazione n e lunghezza d'onda λ . Essa comprende sia i termini di scattering che di assorbimento.

I coefficienti α_{aer} e β_{aer} sono entrambi dipendenti dall'indice di rifrazione, dalla distribuzione dimensionale degli aerosol e dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente e possono essere determinati in diversi modi in base alle informazioni sperimentali che il nostro apparato fornisce, ed in particolare si distinguono il caso in cui si abbia solo un segnale elastico o si abbiano sia il segnale elastico che il Raman. Da qui è poi possibile determinare α e β totali, essendo le loro due componenti molecolari ricavabili analiticamente.

1.3.1 Il metodo di Klett

Supponendo di avere solo misure di scattering Rayleigh, la relazione tra i profili del coefficiente di retrodiffusione e di estinzione molecolari è nota in quanto è ricavabile dalla teoria di Rayleigh:

$$\alpha_{mol} = \frac{\beta_{mol}}{0.119} \quad (11)$$

Non è invece possibile determinare analiticamente i due coefficienti per la componente aerosolica, in quanto nessuna teoria è in grado di prevederli. Si definisce "Lidar ratio" il rapporto:

$$L(z) = \frac{\alpha_{aer}}{\beta_{aer}} \quad (12)$$

Esso dipende dalle proprietà del particolato atmosferico presente durante le misurazioni e si misura in steradiani.

Per determinare il coefficiente di retrodiffusione totale del sistema atmosferico si può ricorrere al metodo analitico di Klett^[7], che fa uso del solo segnale lidar elastico. Tale metodo però necessita di due assunzioni a priori:

1. occorre assumere una certa quota di riferimento alla quale sia noto il coefficiente di retrodiffusione dell'aerosol, che è anche la quota fino alla quale si può ricavare il coefficiente di retrodiffusione totale;
2. è necessario assumere un valore noto per il Lidar ratio.

La quota di riferimento assunta, z_0 , nonostante possa avere qualsiasi valore, è solitamente una quota per la quale $\beta_{aer} \ll \beta_{mol}$ e quindi molto alta in troposfera, dove la concentrazione di particolato è ormai trascurabile rispetto alla componente molecolare.

Se si definisce $S(z) = \ln[P(z)z^2]$, dove il fattore $P(z)z^2$ è definito come il segnale corretto per la quota ed è detto anche RCS (Range Corrected Signal), il metodo di Klett fornisce il coefficiente di backscattering aerosolico $\beta(z)$ attraverso la seguente espressione:

$$\beta(z) = \frac{e^{S'-S_0'}}{\beta_0^{-1} + 2 \int_{z_0}^z L e^{S'-S_0'} dz'} \quad (13)$$

dove β_0 è il valore del coefficiente di retrodiffusione alla quota di riferimento z_0 e $S'(z)$ è ricavata da:

$$S'(z) - S'_0(z) = S(z) - S_0(z) + \frac{2}{B_R} \int_{z_0}^z \beta_{mol}(r) dr - 2 \int_{z_0}^z L(r) \beta_{mol}(r) dr \quad (14)$$

con $B_R = 0.119$. Il problema principale del metodo è allora fare un'assunzione corretta del Lidar ratio L , dipendente come α e β da concentrazione, dimensione, indice di rifrazione dell'aerosol e dalla lunghezza d'onda del fascio incidente. Spesso si riportano i valori di L in base al tipo di aerosol, ed esso va dai circa 100 sr dell'aerosol urbano ai 10 sr dei cristalli di ghiaccio nelle nuvole. Tali valori possono, però, variare a causa dell'umidità relativa che porta a diversi indici di rifrazione e distribuzioni dimensionali, come illustrato da Ackermann^[8].

1.3.2 Metodo elastico/Raman

Questo secondo metodo determina nella prima fase il coefficiente α_{aer} tramite la misurazione del solo segnale Raman. Esso ha lo svantaggio di poter essere applicato a misure svolte solo nelle ore serali (a causa della bassa sezione d'urto del processo di diffusione Raman), ma ha il vantaggio di non basarsi su alcuna assunzione a priori come il precedente metodo di Klett. Il metodo è stato formulato da Ansmann^[9] e prevede che:

$$\alpha_{aer}(\lambda_L) = \frac{\frac{d}{dz} \left[\ln \left(\frac{N_R(z)}{P(z)z^2} \right) \right] - \alpha_{mol}(\lambda_L, z) - \alpha_{mol}(\lambda_R, z)}{1 + \left(\frac{\lambda_L}{\lambda_R} \right)^\delta} \quad (15)$$

$N_R(z)$ è il profilo di densità atmosferica, λ_L e λ_R sono le lunghezze d'onda rispettivamente del fascio inviato dal laser e del fascio di ritorno dopo il processo di scattering Raman. Il coefficiente δ dipende dalle dimensioni dell'aerosol e vale 1 per particelle di dimensioni confrontabili con la lunghezza d'onda della luce incidente, 0 per particelle di grosse dimensioni come i cristalli di ghiaccio nei cirri. Il metodo è applicabile in quanto il segnale retrodiffuso anelasticamente dalla

molecola di riferimento non dipende dal coefficiente di retrodiffusione dell'aerosol, ma solo dal coefficiente di estinzione dell'aerosol.

Se oltre al segnale Raman è stata eseguita anche una misurazione dello scattering elastico si può migliorare il metodo precedente trovando anche un'equazione per il coefficiente di retrodiffusione dell'aerosol, aggiungendo un'assunzione a priori per una quota di riferimento alla quale sia noto tale coefficiente, in modo analogo a quanto si fa con il metodo di Klett. Il risultato di tale procedimento^[10] è la seguente equazione:

$$\beta_{\lambda_L}^{aer}(z) = [\beta_{\lambda_L}^{aer}(z_0) + \beta_{\lambda_L}^{mol}(z_0)] \frac{N_R(z) (P_{\lambda_L}(z) P_{\lambda_R}(z_0)) e^{-\int_0^z [\alpha_{\lambda_R}^{mol}(\xi) + \alpha_{\lambda_R}^{aer}(\xi)] d\xi}}{N_R(z_0) (P_{\lambda_L}(z_0) P_{\lambda_R}(z)) e^{-\int_0^z [\alpha_{\lambda_L}^{mol}(\xi) + \alpha_{\lambda_L}^{aer}(\xi)] d\xi}} - \beta_{\lambda_L}^{mol}(z) \quad (16)$$

Rispetto al metodo di Klett si è allora complicata la procedura di misura, in quanto il sistema deve permettere misure Raman, ma non è più necessaria l'assunzione di un valore per il Lidar ratio, che anzi può essere determinato in modo diretto con questo secondo metodo.

1.4 Il rapporto di depolarizzazione

Per avere informazioni sulla forma e la fase termodinamica in cui si trovano le particelle atmosferiche si studia la depolarizzazione che subisce il fascio laser polarizzato inviato dall'apparato lidar in seguito allo scattering.

Per polarizzazione della luce si intende l'orientazione del vettore campo elettrico dell'onda elettromagnetica, che può essere fissa o in rotazione nel tempo: nel primo caso si ha polarizzazione lineare, nel secondo polarizzazione circolare o ellittica. Il sistema lidar è particolarmente adatto per lo studio di questo fenomeno in quanto la radiazione emessa dal laser risulta essere già polarizzata linearmente. Nel caso in cui lo scattering sia causato da una particella omogenea di forma sferica, la teoria di Mie prevede che l'iniziale polarizzazione lineare del fascio incidente non cambi, mentre particelle non sferiche introducono una componente di depolarizzazione nel fascio retrodiffuso.

Ciò che si vuole ottenere è il rapporto di depolarizzazione, definito come il rapporto tra la componente perpendicolare e la componente parallela dei segnali che arrivano al ricevitore entrambe rispetto al piano di polarizzazione iniziale del fascio laser. Per separare queste due componenti vanno aggiunti dei filtri polarizzatori al sistema di ricezione.

Il sistema va calibrato prima di poter effettuare misure di depolarizzazione valutando la costante H, detta "gain ratio". Tale procedura andrebbe fatta sempre prima di iniziare le misure per le

possibili variazioni del guadagno del canale ottico e dei fotomoltiplicatori. L'equazione lidar per un sistema che analizza la depolarizzazione è:

$$P_{P,S}(z) = K_{P,S} \frac{\beta_{P,S}}{z^2} e^{\int_0^z \alpha(\xi) d\xi} \quad (17)$$

dove $P_{P,S}$ è la potenza del segnale retrodiffuso e $\beta_{P,S}$ il coefficiente totale di retrodiffusione rispettivamente parallelo e perpendicolare rispetto al piano iniziale di polarizzazione. Il termine $K_{P,S}$ raggruppa tutte le costanti associate al sistema. Per calcolare il rapporto di polarizzazione dell'aerosol occorre prima trovare il rapporto di polarizzazione lineare totale, indicato con δ^V :

$$\delta^V(z) = \left[\frac{S(z)}{P(z)} H - k \right] \left[1 - \frac{S(z)}{P(z)} kH \right]^{-1} \quad (18)$$

dove $S(z)$ e $P(z)$ sono le potenze rilevate per la componente perpendicolare e parallela e k è un parametro che tiene in considerazione il grado di polarizzazione del fascio laser inviato ed il non perfetto allineamento dell'ottica di ricezione.

Introducendo il rapporto di diffusione $R = \frac{\beta_{aer} + \beta_{mol}}{\beta_{mol}}$ si ottiene:

$$\delta_{aer}(z) = \frac{[1 + \delta_{mol}(z)]\delta^V(z)R(z) - [1 + \delta^V(z)]\delta_{mol}(z)}{[1 + \delta_{mol}(z)]R(z) - [1 + \delta^V(z)]} \quad (19)$$

con δ_{mol} depolarizzazione lineare molecolare.

Capitolo 2

In questo capitolo è descritto l'apparato lidar utilizzato nel corso della presente tesi. Si tratta di un sistema lidar "multiwavelength" a doppia polarizzazione, con capacità di "scanning" e trasportabile. È un sistema che può inviare in atmosfera simultaneamente fasci laser a tre diverse lunghezze d'onda 355nm, 532nm e 1064nm. L'apparato ricevitore consente di rivelare i segnali elastici alle lunghezze d'onda 355nm e 532nm, nelle due componenti P ed S, ed i segnali N2 Raman alle lunghezze d'onda di 386nm e 607nm.

2.1 L'apparato sperimentale

L'apparato usato fa parte del progetto AMPLE (Aerosol Multi-wavelength Polarization Lidar Experiment) realizzato dal Consorzio Nazionale Interuniversitario per le Scienze Fisiche della Materia, CNISM, sezione di Napoli nell'ambito di un programma di collaborazione con l'Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia, INGV, Sezione di Catania e con il Beijing Research Institute for Telemetry, BRIT, (Repubblica Popolare Cinese). Il sistema è stato progettato per l'identificazione ed il monitoraggio nel tempo e nello spazio delle particelle di origine vulcanica e di origine desertica^[2]. Tali particelle vengono rilasciate nell'atmosfera con potenziali rischi per la salute umana, in quanto anche l'inalazione può causare problemi respiratori e possibili forme di irritazione. Le particelle di origine vulcanica in particolare possono causare problemi anche per la gestione del traffico aereo: in caso di grosse concentrazioni in atmosfera di tali particelle è possibile un danneggiamento di parti importanti dei velivoli, oltre alla diminuzione della visibilità. Queste particelle sono definite da una grandezza massima di 2 mm, e sono definite ceneri leggere nel caso in cui non eccedano i 50 μm . Esse possono essere trasportate dai venti rimanendo in atmosfera per tempi relativamente lunghi.

Una schematizzazione base del sistema lidar è mostrata in Figura 5. I tre specchi Ma, Mb e Mc inviano i fasci laser in atmosfera in configurazione biassiale (si veda Figura 6 per un particolare di questa parte dell'apparato). La luce che arriva al telescopio è selezionata tramite il diaframma D e collimata tramite una lente prima di giungere nell'apparato di ricezione ottica. Ogni canale termina con un fotomoltiplicatore collegato ad un computer.

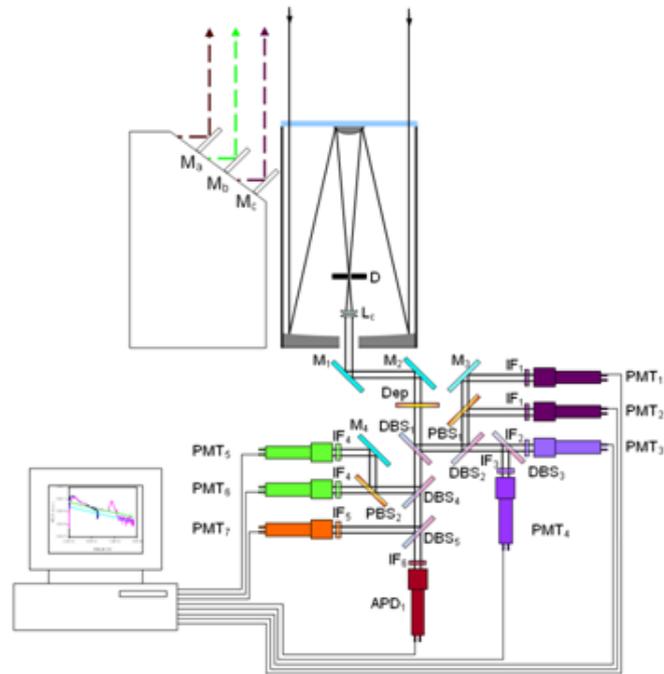


Figura 5: Schematizzazione del lidar AMPLE utilizzato.

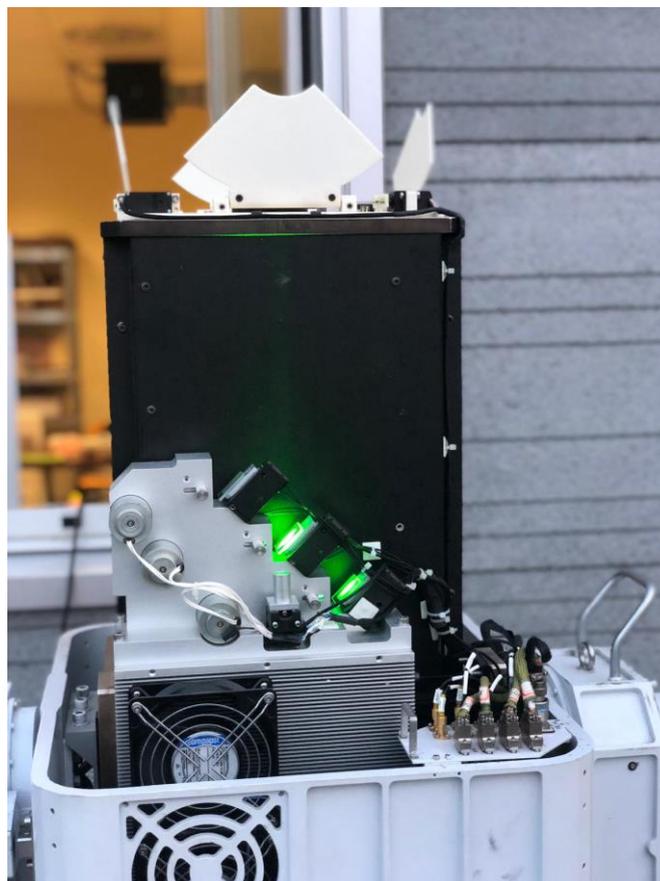


Figura 6: Apparato in funzione. In primo piano si possono osservare i tre specchi che permettono l'allineamento dei raggi alle tre diverse lunghezze d'onda rispetto al telescopio.

La sorgente di luce del sistema lidar è costituita da un laser Nd:YAG che produce fasci alla lunghezza d'onda di 1064nm e tramite cristalli ottici non-lineari la seconda e la terza armonica a 355 nm e 532 nm. La lunghezza d'onda di 1064 nm non è stata utilizzata nel presente lavoro di tesi. Le caratteristiche della sorgente laser sono riportate nella Tabella 2:

Sorgente Laser Nd:YAG	
Frequenza di ripetizione	1000 Hz
Potenza in uscita	0.6 W @ 355nm
	1.5 W @ 532nm
	1 W @ 1064nm
Larghezza dell'impulso	~ 1 ns
Polarizzazione lineare	> 100:1

Tabella 2: Caratteristiche della sorgente laser.

La divergenza in atmosfera del raggio è resa inferiore a 0.5 mrad grazie ad un telescopio di tipo Galileiano, che aumenta di dieci volte la dimensione del fascio in uscita.

Il telescopio dell'apparato di ricezione è in configurazione Dall-Kirkham, con uno specchio primario ellittico di diametro di 250mm ed il secondario sferico tale che la lunghezza focale totale del telescopio sia di 1125mm. Per ridurre la lunghezza del telescopio si pone il suo fuoco vicino al vertice dello specchio primario con un diaframma che regola ad 1 mrad il campo di vista dello strumento. È fondamentale che il diaframma sia posizionato correttamente rispetto al punto focale per ottenere la giusta funzione di sovrapposizione. Le caratteristiche del sistema di ricezione sono elencate in Tabella 3:

Telescopio Configurazione Dall-Kirkham	
Diametro Specchio primario	250mm
Lunghezza Focale	1125mm
Sistema di ricezione	
Canali Elastici	355P/355S nm 532P/532S nm
Canali Raman	386 nm 607 nm
Sistema di Acquisizione	
Acquisizione in fotoconteggio	PMT

Tabella 3: Caratteristiche del sistema di ricezione del segnale.

Dopo il telescopio è presente un doppietto acromatico, una coppia di lenti che limita le aberrazioni sferiche e cromatiche e collima la luce sulle ottiche di ricezione. L'ingresso nell'apparato di analisi policromatica (Figura 5) avviene dopo il passaggio in due specchi posti in modo da formare angoli di incidenza con la luce di 45° . Per separare le componenti della luce retrodiffusa sono usati dei dicroici, che riflettono alcune lunghezze d'onda e lasciano passare le altre. La prima lunghezza d'onda che viene separata è l'ultravioletto, attraverso la riflessione su un dicroico, separata successivamente nella componente dello scattering elastico a 355 nm e nella componente Raman a 386nm. Quest'ultima è ulteriormente separata, ancora tramite un dicroico, nelle componenti dallo scattering Raman causate dalle molecole di azoto e dal vapore acqueo. L'apparato usato, infatti, ha due diversi canali d'ingresso per lo scattering Raman causato dalle molecole di N_2 ed H_2O , anche se quest'ultimo non è stato usato nella presente tesi. Il fascio che è stato trasmesso dal primo dicroico, che non presenta più lo spettro ultravioletto, passa attraverso un ulteriore dicroico che lascia passare l'infrarosso a 1064 nm e riflette lo spettro visibile, ulteriormente diviso in lunghezza d'onda di scattering elastico 532 nm e la relativa componente Raman a 607nm. Inoltre l'inserimento di filtri polarizzatori a 355 nm e 532 nm permette l'analisi del rapporto di depolarizzazione per ottenere informazioni sulla forma delle particelle. Ogni

raggio così separato incide su uno specchio in modo da essere raccolto dal fotomoltiplicatore e trasformato da segnale ottico a elettrico.

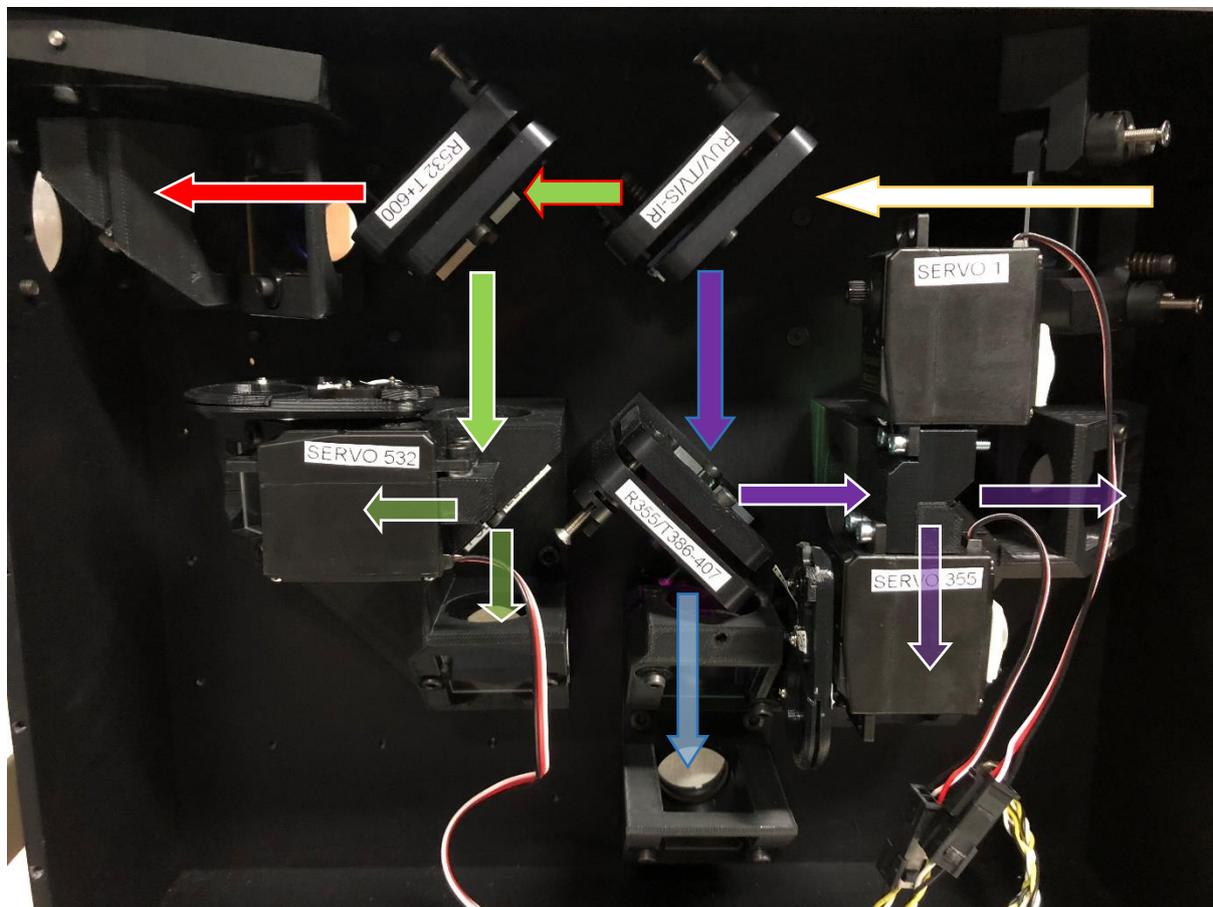


Figura 7: Interno dell'apparato di ricezione ottica del sistema lidar. Le frecce riportano i percorsi seguiti dalla luce che si divide in base alla lunghezza d'onda a causa dei dicroici. Il servo 1 permette l'inserimento di un depolarizzatore per la stima del Gain ratio o di un attenuatore. I servo 355 e 532 permettono l'inserimento di un attenuatore per la rispettiva lunghezza d'onda, così da risolvere eventuali problemi di saturazione.

Il sistema lidar utilizzato è gestito da remoto tramite un computer che consente l'avvio del laser, con la relativa regolazione della potenza da erogare da parte della sorgente e l'apertura degli otturatori dei vari canali di lunghezza d'onda diversa. Da remoto è possibile effettuare tutte le regolazioni necessarie alla calibrazione del sistema, come l'allineamento degli assi ottici del laser e del telescopio, da verificare prima dell'inizio di ogni presa dati.

In Figura 8 l'apparato è in funzione durante una sessione serale di presa misure Raman, in cui il sistema è in configurazione 90°, cioè i fasci laser vengono inviati verticalmente in atmosfera. Tramite software è anche possibile modificare l'orientazione con cui il fascio è inviato in atmosfera: non necessariamente quindi bisogna usare una configurazione verticale, ma si può

studiare la retrodiffusione anche per angoli diversi da 90° . Questo è fondamentale durante gli esperimenti di analisi del particolato di origine vulcanica, nel caso in cui si voglia studiare l'atmosfera a poche centinaia di metri di altezza rispetto alla bocca del vulcano.



Figura 8: L'apparato lidar in funzione durante una sessione di misure Raman serali. Le lunghezze d'onda in uscita dal sistema sono le 355 nm e 532 nm. Solo la seconda è visibile ed è di colore verde.

Capitolo 3

In questo capitolo si illustrano i risultati sperimentali. Le misure sono state eseguite nei giorni 21 Settembre, 8 Ottobre e 10 Ottobre 2018. Tutte le misurazioni sono state effettuate alle coordinate 40.838 Nord e 14.183 Est e con il sistema allo Zenith. In tutte le sessioni di misura si è acquisito il segnale retrodiffuso elasticamente nelle due componenti P ed S a 532nm e 355nm ed è stata effettuata l'analisi della sua depolarizzazione per il calcolo del Gain ratio. In data 21 Settembre e 10 Ottobre sono state effettuate anche le misure serali dei segnali N2 Raman a 386nm e 607nm.

3.1 Misura del “Gain ratio”

Per la calibrazione delle misure di depolarizzazione è necessario determinare sperimentalmente il “Gain ratio”. Poiché questo fattore dipende dalla differenza di guadagno tra il canale della polarizzazione parallela ed il canale della polarizzazione perpendicolare, si inserisce un filtro depolarizzatore. La luce non polarizzata permette di valutare la differenza di guadagno per i due canali per ciascuna delle due lunghezze d'onda 355 nm e 532 nm^[1].

Il software collegato all'apparato salva su un file .dat, leggibile tramite un qualsiasi editor di testi del computer, i dati raccolti dall'apparato lidar, riportando in colonna le intensità dei segnali misurati rispetto al tempo impiegato dall'impulso per arrivare dopo la diffusione al sistema di ricezione. Vanno calcolati due fattori di Gain ratio, uno per la radiazione a 355 nm e l'altro per la radiazione a 532 nm. La risoluzione temporale è di 200 nanosecondi o, ricordando che vale la (1), 30 metri. L'altezza massima alla quale il lidar può ricevere i segnali (Range massimo sondabile) supera i 60 km. Il calcolo del Gain ratio e del rispettivo errore è fondamentale per la creazione del file “settings” da inserire nel software durante il calcolo della funzione di sovrapposizione.

Il primo passo dell'analisi consiste nel calcolo della media su 30 minuti dei valori ottenuti durante la misurazione per ogni coppia lunghezza d'onda-polarizzazione. Ho proseguito con la sottrazione del fondo: ho mediato il segnale ad alte quote, in questo caso tra i 50 ed i 60 km di altezza, alle quali il segnale retrodiffuso è dovuto essenzialmente a rumore di fondo. Ho poi sottratto il valore calcolato a tutti i segnali del set di dati. Nelle Figure 9-12 sono riportati i grafici in scala logaritmica dei segnali RCS P ed S dell'8 Ottobre 2018 alle due lunghezze d'onda 355 e 532 nm. Si nota la presenza di un picco fra 11.5 e 12.5 km dovuto probabilmente ad un cirro. Tale parte del segnale non viene dunque utilizzata per la misura del Gain ratio.

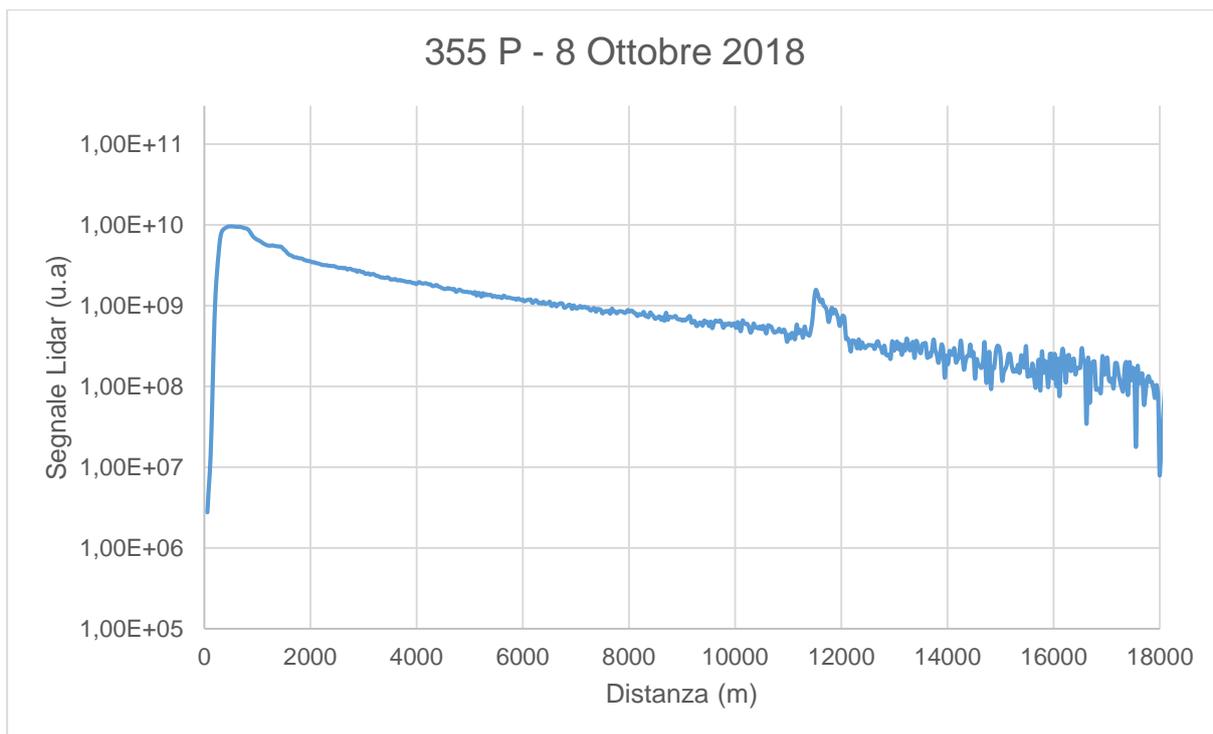


Figura 9: Segnale acquisito con il depolarizzatore inserito in data 8 Ottobre 2018 alla lunghezza d'onda di 355 nm e polarizzazione parallela al piano di polarizzazione iniziale del fascio laser inviato in atmosfera.

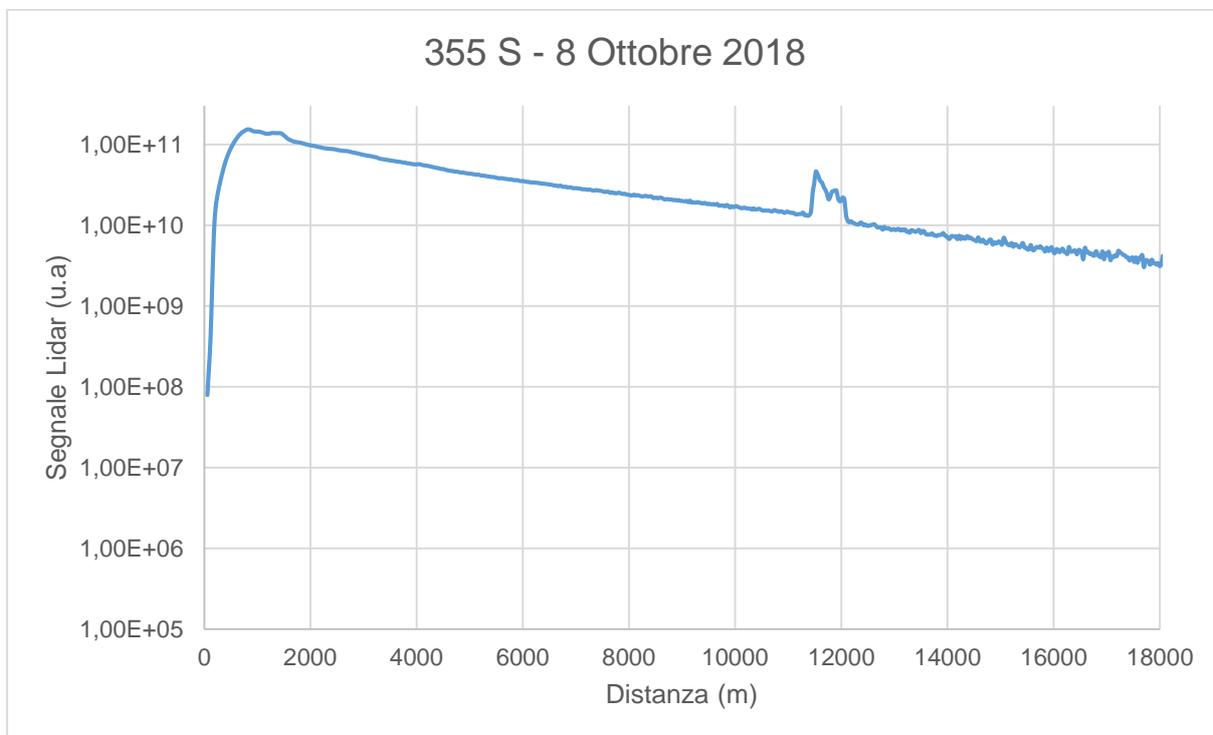


Figura 10: Segnale acquisito con il depolarizzatore inserito in data 8 Ottobre 2018 alla lunghezza d'onda di 355 nm e polarizzazione perpendicolare al piano di polarizzazione iniziale del fascio laser inviato in atmosfera.

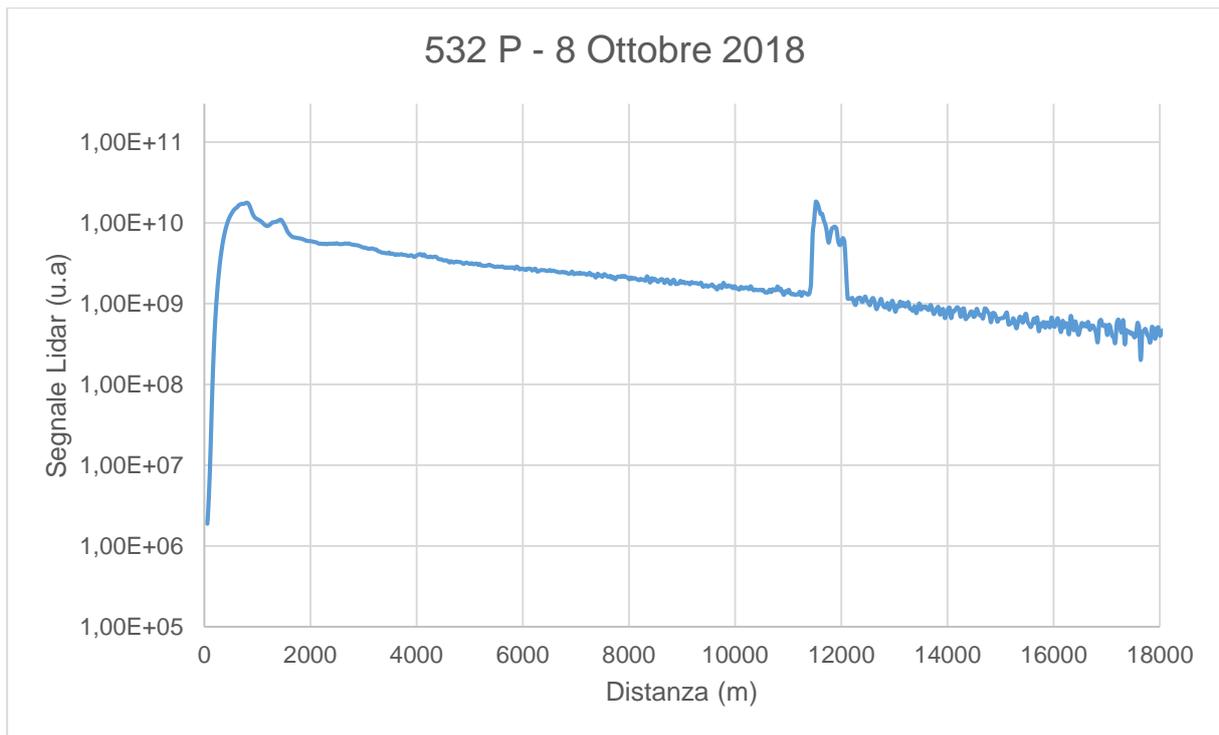


Figura 11: Segnale acquisito con il depolarizzatore inserito in data 8 Ottobre 2018 alla lunghezza d'onda di 532 nm e polarizzazione parallela al piano di polarizzazione iniziale del fascio laser inviato in atmosfera.

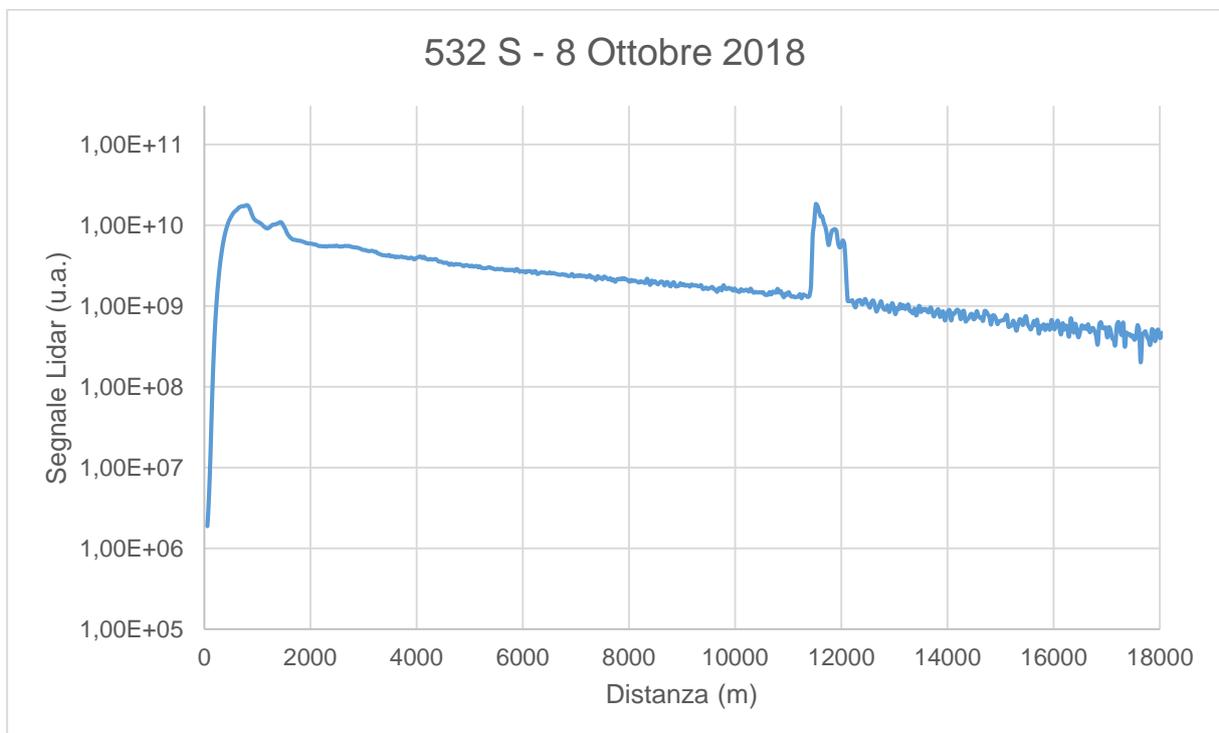


Figura 12: Segnale acquisito con il depolarizzatore inserito in data 8 Ottobre 2018 alla lunghezza d'onda di 532 nm e polarizzazione perpendicolare al piano di polarizzazione iniziale del fascio laser inviato in atmosfera.

Ho calcolato il rapporto tra i segnali P ed i segnali S della stessa lunghezza d'onda per ogni quota. Le Figure 13 e 14 riportano gli andamenti del rapporto tra i segnali P ed S per le lunghezze d'onda 355 e 532 nm in funzione della quota.

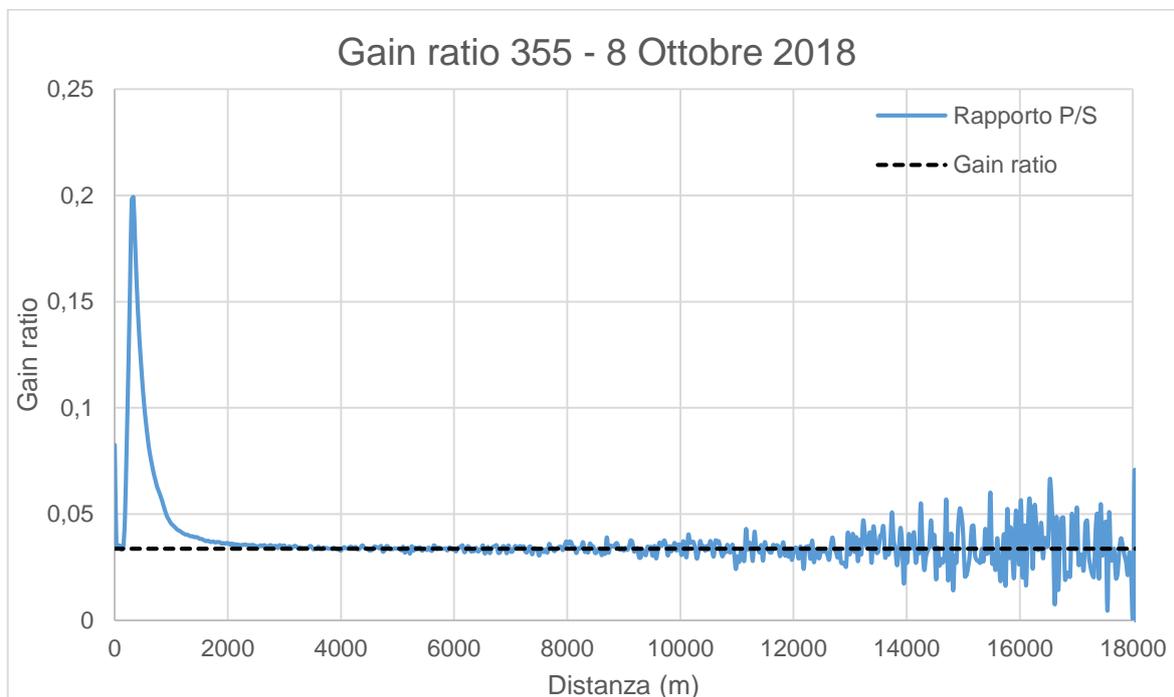


Figura 13: Andamento del rapporto tra i segnali P ed S rispetto alla quota calcolato in data 8 Ottobre 2018 dalle misure a depolarizzatore inserito del segnale alla lunghezza d'onda di 355 nm. La retta tratteggiata è il valore del Gain ratio calcolato come media dei valori tra 5 e 10 km.

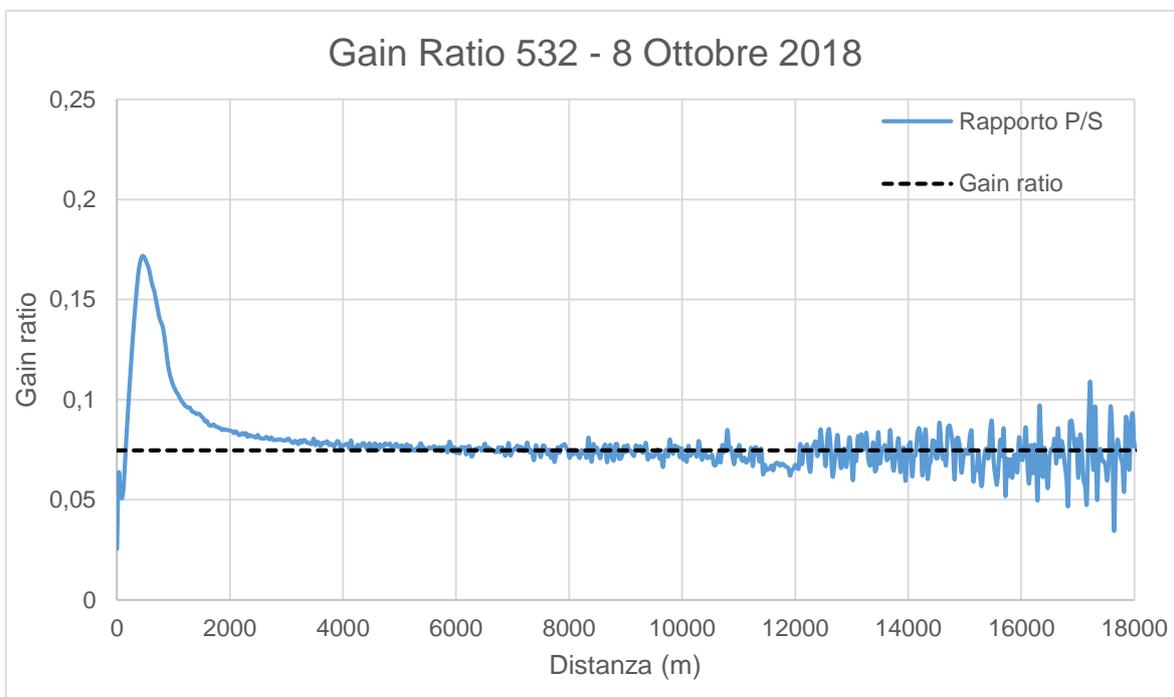


Figura 14: : Andamento del rapporto tra i segnali P ed S rispetto alla quota calcolato in data 8 Ottobre 2018 dalle misure a depolarizzatore inserito del segnale alla lunghezza d'onda di 532 nm. La retta tratteggiata è il valore del Gain ratio calcolato come media dei valori tra 5 e 10 km.

Osservando il grafico di quest'ultimo set di dati così ottenuto in funzione della quota ho scelto una zona nella quale il valore fosse circa costante. La quota scelta è tra i 5 ed i 10 km di altezza. Per ottenere l'errore sul Gain ratio ho calcolato la deviazione standard dell'intervallo di misure preso in considerazione.

Le successive tabelle riportano i valori dei quattro Gain ratio con i rispettivi errori che ho calcolato per ogni set di misure con depolarizzatore inserito. In Tabella 4 sono stati usati i segnali a 355 nm, in Tabella 5 i segnali a 532 nm. Tutti i gain ratio sono stati calcolati nell'intervallo tra 4 ed 8 km di quota ad esclusione dell'intervallo già citato per l'8 Ottobre.

Data	Gain Ratio	Errore sul Gain Ratio
21 Settembre	0.035	0.002
8 Ottobre	0.034	0.002
10 Ottobre (1°set)	0.036	0.002
10 Ottobre (2° set)	0.036	0.008

Tabella 4: Gain Ratio e rispettivo errore calcolati dai segnali a 355 nm.

Data	Gain Ratio	Errore sul Gain Ratio
21 Settembre	0.062	0.004
8 Ottobre	0.075	0.002
10 Ottobre (1°set)	0.080	0.006
10 Ottobre (2° set)	0.082	0.008

Tabella 5: Gain Ratio e rispettivo errore calcolati dai segnali a 532nm.

Sono infine riportati nelle figure 15 e 16 a titolo d'esempio i due profili di depolarizzazione aerosolica per le lunghezze d'onda 355 nm e 532 nm ottenuti dai segnali del 10 Ottobre 2018. Questi profili sono stati ottenuti dopo aver eseguito il processo di calibrazione con il calcolo del Gain ratio.

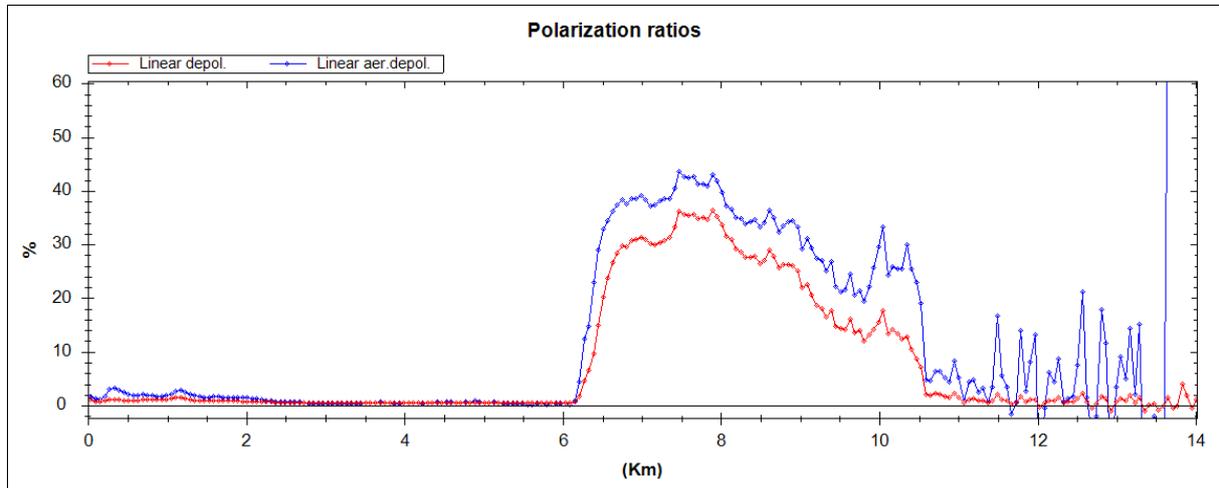


Figura 15: Profilo di depolarizzazione aerosolica per il segnale a lunghezza d'onda di 355 nm in data 10 Ottobre 2018.

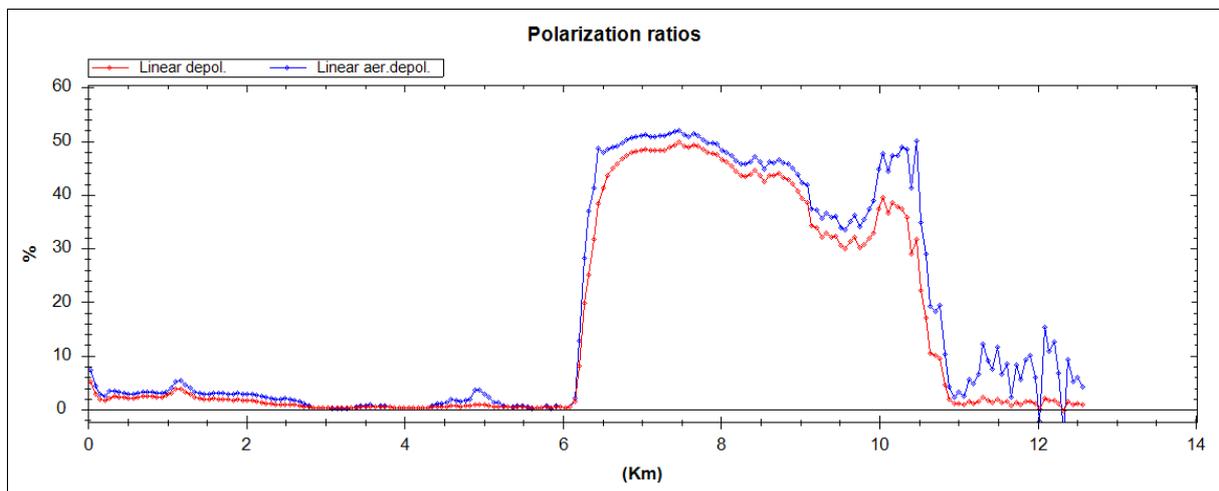


Figura 16: Profilo di depolarizzazione aerosolica per il segnale a lunghezza d'onda di 532 nm in data 10 Ottobre 2018.

3.2 Calcolo della funzione di overlap

La non completa sovrapposizione tra il raggio laser ed il campo di vista del telescopio non permette una corretta misurazione dei coefficienti ottici a bassa quota. Da qui nasce il problema del determinare la corretta funzione di overlap del sistema. Per farlo possono essere adoperati metodi analitici^{[12],[13]} o sperimentali.

Il metodo che ho seguito per determinare la funzione di overlap è di natura sperimentale e consiste nel comparare due coefficienti di retrodiffusione calcolati in modo diverso: $\beta_{Klett}(z)$, calcolato a partire dal solo segnale elastico, e $\beta_{Raman}(z)$, calcolato a partire dai segnali elastico e Raman acquisiti simultaneamente. Il metodo è iterativo ed è stato proposto da Wandinger ed Ansmann^[14]. Esso si basa sulla dipendenza del coefficiente di backscattering aerosolico β calcolato con il metodo di Klett dalla funzione di overlap, mentre, come visto nel Capitolo 1, nel metodo di inversione elastico/Raman, che considera il rapporto tra i due segnali, lo stesso coefficiente β ne risulta indipendente.

Il primo passo nell'uso del metodo iterativo prevede l'assunzione di una funzione di overlap uguale ad uno a tutte le quote sondate dal lidar e per tutti i canali. Ovviamente prima di applicare il metodo occorre aver eseguito il calcolo del Gain ratio nel modo mostrato nel precedente paragrafo, in modo da poter calcolare dai segnali P ed S il segnale lidar totale a 355nm e 532nm.

La formula dalla quale ho calcolato la funzione di overlap è:

$$O(z) = \frac{P(z)z^2[\beta_{aer}(z_0) + \beta_{mol}(z_0)]}{P(z_0)z_0^2[\beta_{aer}(z) + \beta_{mol}(z)]} e^{-2 \int_{z_0}^z [\alpha_{aer}(z') + \alpha_{mol}(z')] dz'} \quad (20)$$

per la quale è necessario valutare una quota z_0 dalla quale si possa assumere che la funzione di overlap abbia valore 1. Essa deriva dal rapporto tra due segnali lidar nella forma (4) calcolati in un punto z generico e z_0 così definito. Il parametro $\beta_{aer}(z)$ è calcolato dalla formula (16). Il Lidar ratio è ottenuto da misure simultanee elastiche e Raman. $\alpha_{aer}(z)$ è calcolabile come prodotto tra il Lidar ratio e $\beta_{aer}(z)$ ottenuti. Essendo l'algoritmo di inversione particolarmente complesso per il calcolo di $\alpha_{aer}(z)$, questo valore e conseguentemente il Lidar ratio sono calcolati tramite il software ACR. Il parametro $\beta_{mol}(z)$ può essere calcolato a partire dalla teoria di Rayleigh e dipende dalla lunghezza d'onda del fascio laser incidente λ misurata in μm e dalla densità atmosferica $N(z)$ tramite la formula^[15]:

$$\beta_{mol}(z) = 5.45 \left(\frac{\lambda}{0.55} \right)^{-4} 10^{-28} N(z) \quad (21)$$

Il coefficiente d'estinzione si ricava da $\alpha_{mol} = \frac{\beta_{mol}}{0.119}$.

Il profilo della funzione di overlap così ottenuto va migliorato tramite un processo di “smoothing” con funzioni sigmoidali della forma

$$S(z) = \frac{c}{\left(1 + a + e^{-\frac{z}{b}}\right)} \quad (22)$$

nella quale ho modificato i parametri a , b , c per ottenere curve che si adattassero il più possibile alla funzione calcolata. Alle quote più basse generalmente non si modifica la funzione di overlap calcolata, fino ad una certa quota alla quale è sostituita da una o più sigmoidi così da avere un profilo che non si discosti troppo da essa. La nuova funzione ha ovviamente valore 1 da un'altezza che è quella alla quale la sovrapposizione è completa. La nuova funzione così determinata può essere inserita al posto della funzione di overlap unitaria usata in partenza, in modo da ottenere nuovi valori del $\beta(z)$, $\alpha(z)$ e del Lidar ratio e ripetere il processo. Solitamente sono necessarie 2 o 3 iterazioni per ottenere una buona convergenza dei coefficienti di retrodiffusione ed una funzione di overlap che descrive bene il segnale a basse quote.

Le misurazioni lidar per il calcolo della funzione di overlap sono state acquisite in data 21 Settembre 2018 e 10 Ottobre 2018. L'analisi della funzione di overlap è stata eseguita per le due lunghezze d'onda 355 e 532 nm per entrambe le date. Nel caso della lunghezza d'onda di 355 nm (Figura 17) la funzione di overlap è risultata essere 1 a circa 500 metri di altezza, mentre la distanza è maggiore per la lunghezza d'onda di 532 nm (Figura 18), a circa 1200 metri. Le funzioni di overlap alla stessa lunghezza d'onda in date diverse potrebbero non coincidere in quanto esse dipendono dall'allineamento tra fascio e telescopio. Il fatto che la procedura di allineamento venga effettuata attraverso un sistema di specchi mobili ad ogni avvio del sistema può essere la causa del leggero scostamento tra le curve. I due profili trovati potrebbero comunque risultare compatibili entro gli errori, il cui calcolo non è stato però affrontato in questa tesi in quanto prevede l'utilizzo di metodi avanzati come la simulazione Montecarlo.

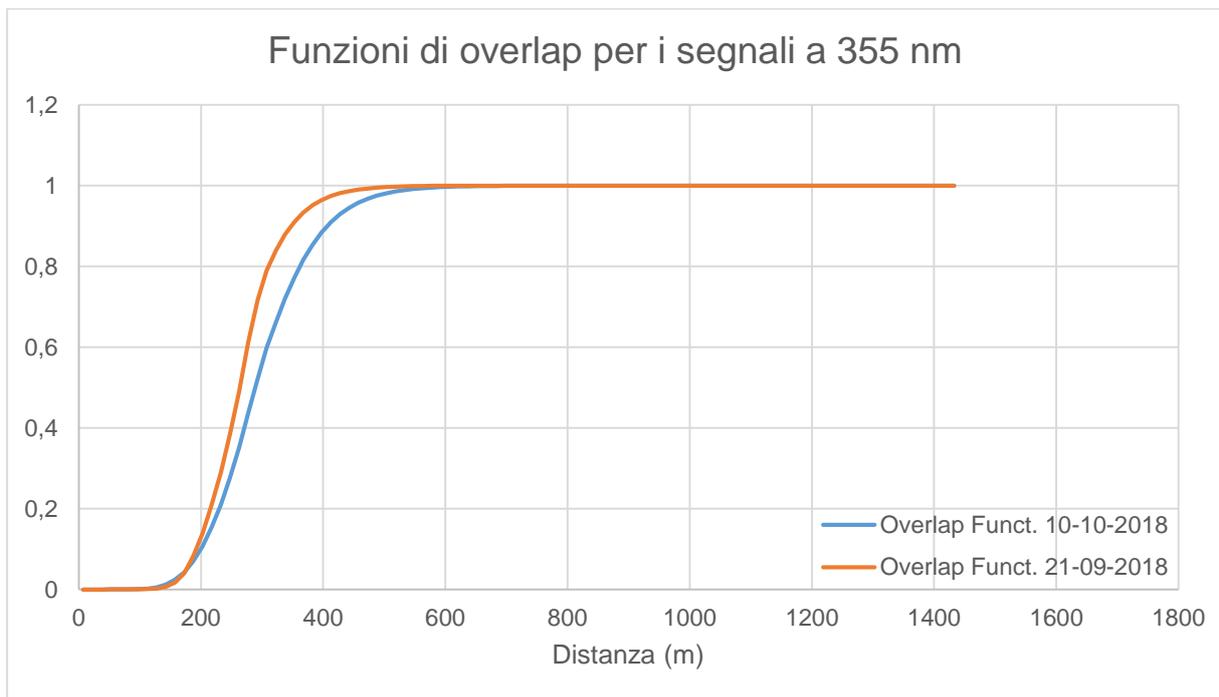


Figura 17: Funzioni di overlap calcolate a partire dai segnali inviati alla lunghezza d'onda di 355 nm. La sovrapposizione è completa a circa 500 m per i segnali di entrambe le date, anche se la funzione del 10/10/2018 cresce più lentamente di quella del 21/09/2018.

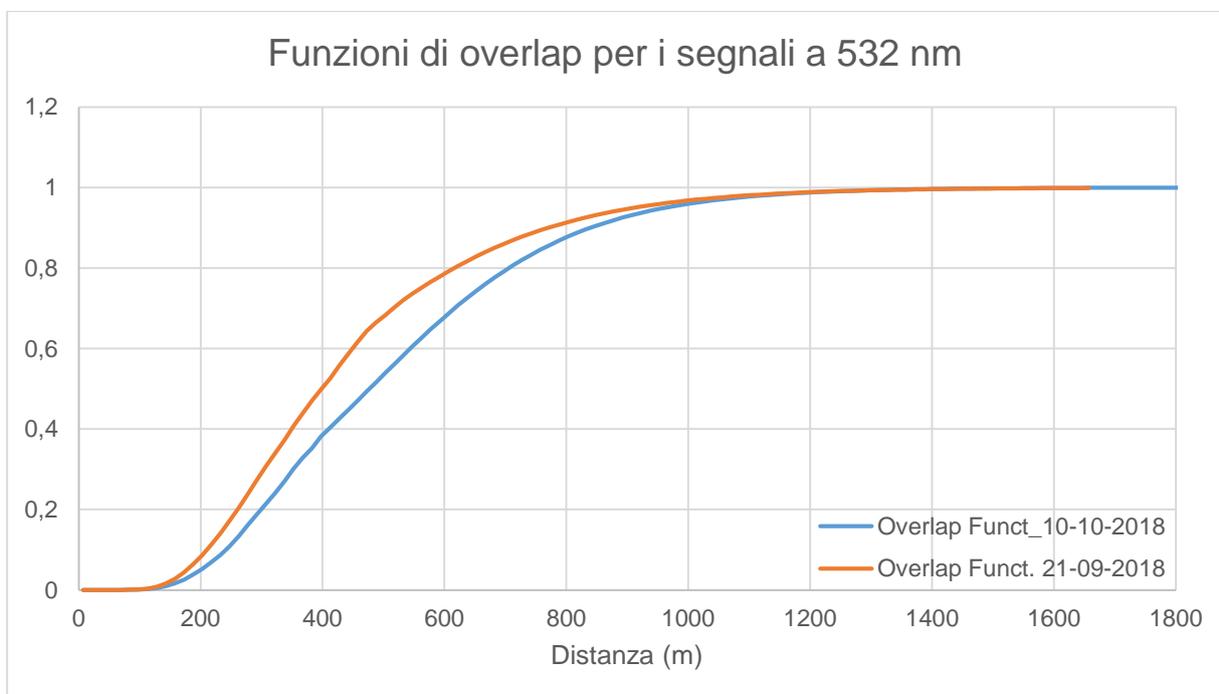


Figura 18: Funzioni di overlap calcolate a partire dai segnali inviati alla lunghezza d'onda di 532 nm. La sovrapposizione è completa a circa 1200 m per i segnali di entrambe le date, ed anche in questo caso la funzione del 10/10/2018 cresce più lentamente di quella del 21/09/2018.

Nelle successive figure 19-22 si riportano i profili dei coefficienti di retrodiffusione calcolati dai segnali a 355 nm e 532 nm con e senza la correzione eseguita tramite funzione di overlap per i segnali acquisiti in data 10 Ottobre 2018. La funzione di overlap corregge il β di Klett a basse quote, facendolo coincidere con il β calcolato con il metodo elastico/Raman che, come precedentemente detto, non dipende da $O(z)$. Quest'ultimo coefficiente risulta più rumoroso ad alte quote per la sezione d'urto dello scattering Raman, che è di tre ordini di grandezza minore di quella elastica.

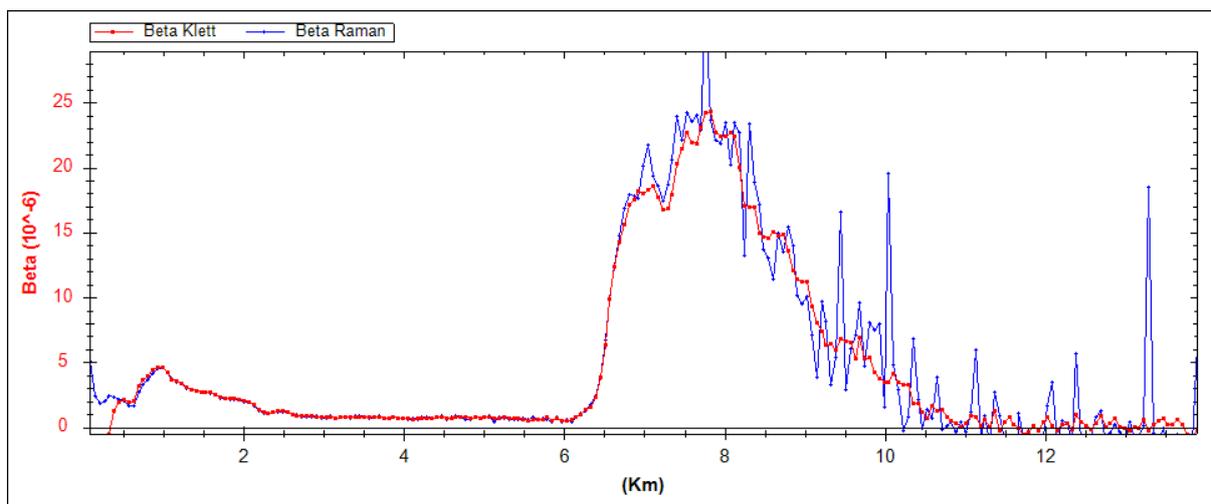


Figura 19: Coefficienti di retrodiffusione calcolati con il metodo di Klett ed il metodo elastico/Raman a 355nm senza correzione di overlap. I segnali sono stati acquisiti in data 10 Ottobre 2018.

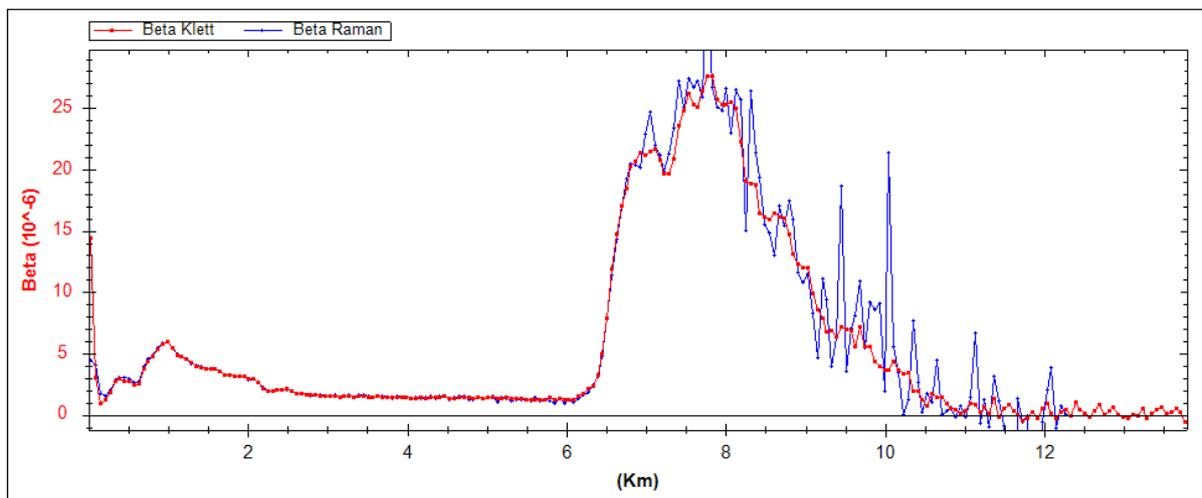


Figura 20: Coefficienti di retrodiffusione calcolati con il metodo di Klett ed il metodo elastico/Raman a 355nm con applicata la correzione di overlap. I segnali sono stati acquisiti in data 10 Ottobre 2018.

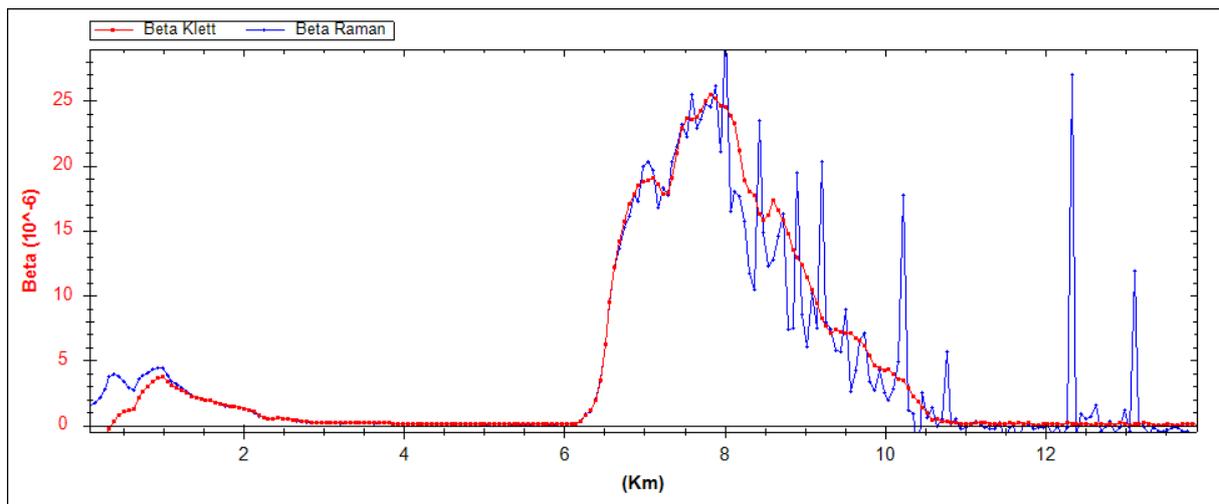


Figura 21: Coefficienti di retrodiffusione calcolati con il metodo di Klett ed il metodo elastico/Raman a 532nm senza correzione di overlap. I segnali sono stati acquisiti in data 10 Ottobre 2018.

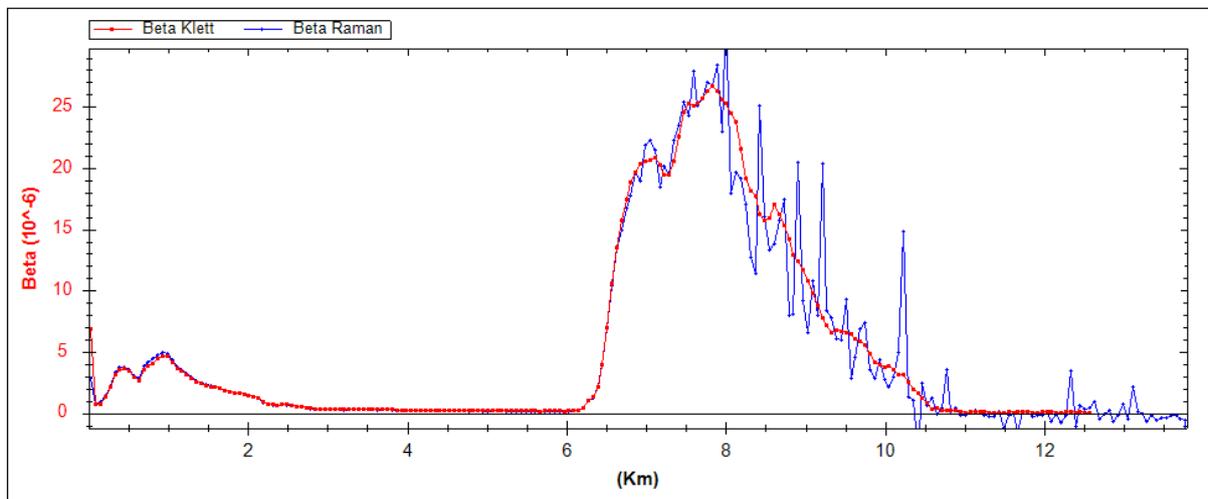


Figura 22: Coefficienti di retrodiffusione calcolati con il metodo di Klett ed il metodo elastico/Raman a 532nm con applicata la correzione di overlap. I segnali sono stati acquisiti in data 10 Ottobre 2018.

3.3 Analisi delle misure lidar realizzate

Le misure analizzate sono state ottenute da sessioni lidar effettuate in data 21 Settembre, 8 Ottobre e 10 Ottobre 2018. Ogni set di dati raccolto è composto di 30 misure della durata di un minuto, per un totale di 30 minuti per set. Si è scelta questa durata poiché è abbastanza lunga da ottenere un buon rapporto segnale/rumore, ma non tanto da osservare nei dati un eccessivo cambiamento delle componenti atmosferiche a causa della loro evoluzione dinamica. Tutte le misure sono state effettuate con il sistema allo Zenith, cioè con un angolo di 90° rispetto al suolo.

I segnali elastici misurati corrispondono a 355P, 355S, 532P e 532S, dove il numero indica la lunghezza d'onda corrispondente e P o S la polarizzazione del segnale che è stata analizzata (P per la polarizzazione parallela al piano di polarizzazione iniziale del fascio, S perpendicolare allo stesso). I segnali N2 Raman hanno lunghezza d'onda 386nm e 607nm e sono misurati ad orari successivi ai segnali solo elastici perché rilevabili solo dopo il tramonto.

Dopo aver effettuato la calibrazione attraverso il calcolo del Gain ratio e della funzione di overlap i profili lidar sono stati analizzati in termini di proprietà ottiche del particolato. Ho stimato i profili dei coefficienti di retrodiffusione e di depolarizzazione in funzione della quota, entrambi ad una risoluzione di 30 m. Il coefficiente d'estinzione ed il Lidar ratio, calcolati tramite software, hanno una risoluzione di 120 m. Quest'ultima risoluzione è più alta in quanto si effettua sul coefficiente α un'operazione di binning tale da ridurre l'effetto delle fluttuazioni sul segnale misurato.

Attraverso l'uso di un software opportuno sono poi state realizzate le mappe a colori del segnale lidar in funzione del tempo e della quota in modo tale da evidenziare eventuali stratificazioni. Per identificare la tipologia di aerosol prevalente negli strati osservati ho utilizzato i risultati del modello Hysplit che calcola le retrotraiettorie seguite dalle masse d'aria che sono arrivate sul sito di misura e identifica la provenienza di queste ultime.

Si riportano come esempio le misure realizzate in data 10 Ottobre 2018, nella quale ho raccolto 3 set di dati:

- Il primo è un set di segnali Raman raccolto tra le 16:46 UT e le 17:15 UT.
- Il secondo ed il terzo set sono stati usati per il calcolo di due differenti Gain ratio in quanto sono stati utilizzati due attenuatori diversi nel sistema ottico. A differenza dei set precedenti, questi non sono di 30 misure ma di 15, con risoluzione temporale di un minuto. Il secondo set è stato raccolto tra le 17:18 UT e le 17:32 UT ed aveva

un'attenuazione minore rispetto alle misure del terzo set, prese tra le 17:34 UT e le 17:48 UT.

Le figure 23 e 24 riportano le mappe a colori dei segnali acquisiti di sera dalle ore 16:46 alle ore 17:16 rispettivamente alle lunghezze d'onda 355nm e 532nm. Sull'asse delle ascisse è rappresentato il tempo in UT, mentre sull'asse delle ordinate è presente la distanza in km. L'intensità del segnale è rappresentata con colori diversi dal rosso al blu. Come ci aspettiamo, con l'arrivo della sera il rumore ad alta quota diminuisce, per l'assenza della luce del Sole. Da esse è evidente come l'aerosol sia presente essenzialmente in due strati: il primo si estende dal suolo fino a circa 2 km di quota, il secondo è compreso tra i 6 ed i 10 km.

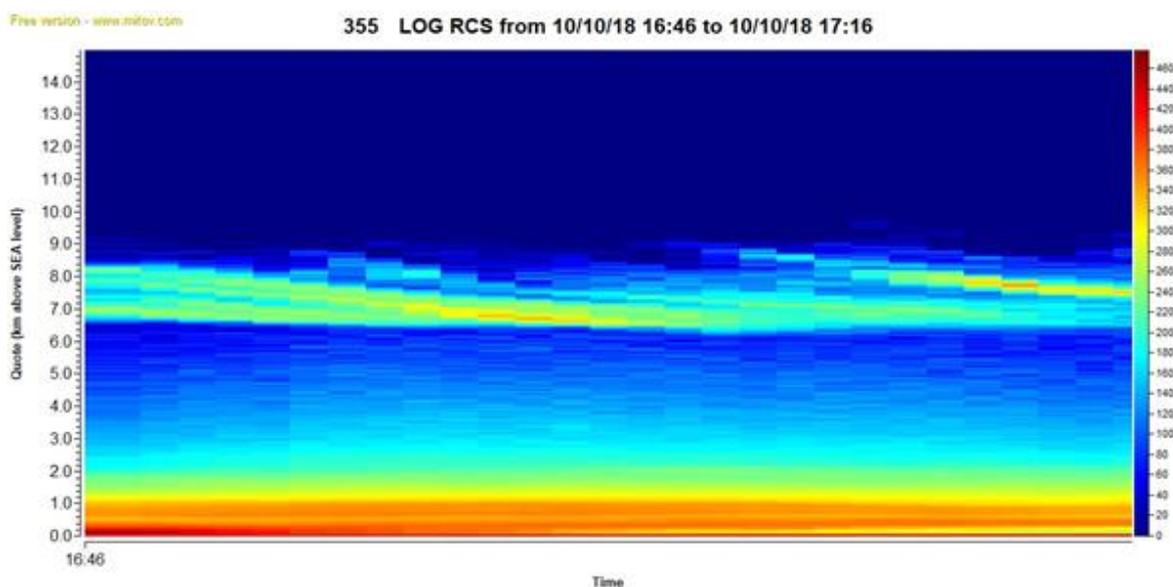


Figura 23: Mappa a colori del 10/10/2018 del segnale a 355 nm, tra le 16:46 e le 17:16

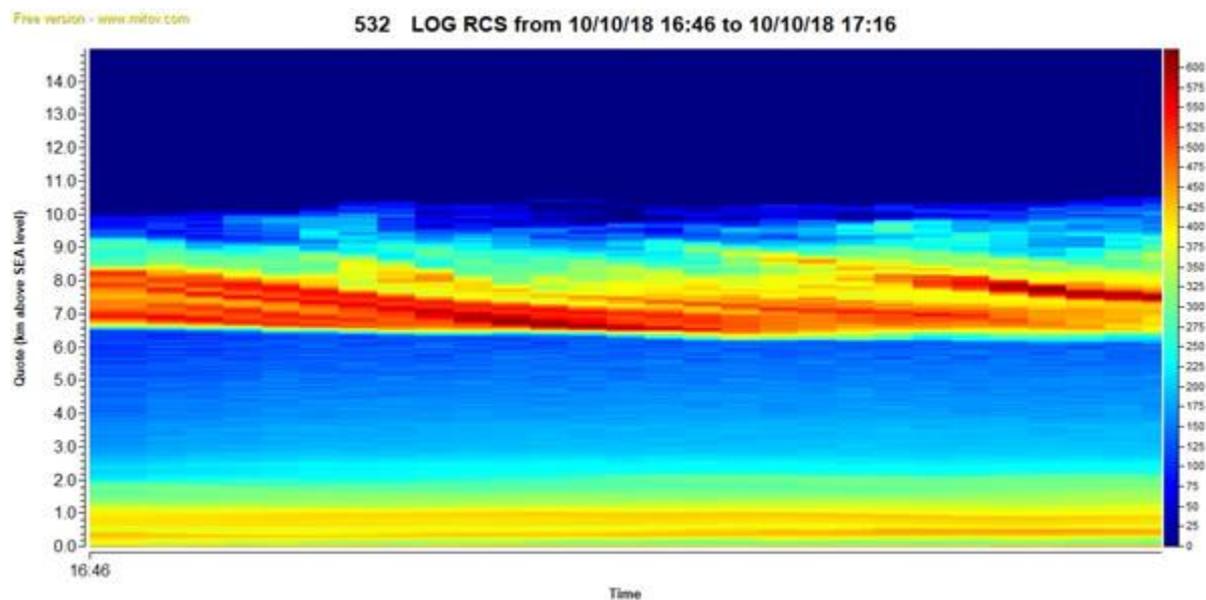


Figura 24: Mappa a colori del 10/10/2018 del segnale a 532 nm, tra le 16:46 e le 17:16

Questo stesso set di dati è stato usato per il calcolo dei parametri ottici dell'atmosfera, come riportato nel paragrafo precedente. Nelle figure 25-28 sono mostrati i grafici dei segnali totali per le lunghezze d'onda a 355 nm e 532 nm ed i due segnali Raman, a 386 nm e 607 nm. La risoluzione dei segnali è di 100 ns, e dunque di 15 m. Negli stessi grafici sono riportati anche gli andamenti del profilo molecolare, calcolato a partire da quote del segnale di circa 11-12 km. I segnali graficati sono gli RCS in scala logaritmica corretti tramite funzione di overlap alle quote più basse. Poiché i segnali sono stati acquisiti in fotoconteggio, si è stimato l'errore sul ciascun punto del profilo misurato valutandolo come radice quadrata del numero di conteggi misurati.

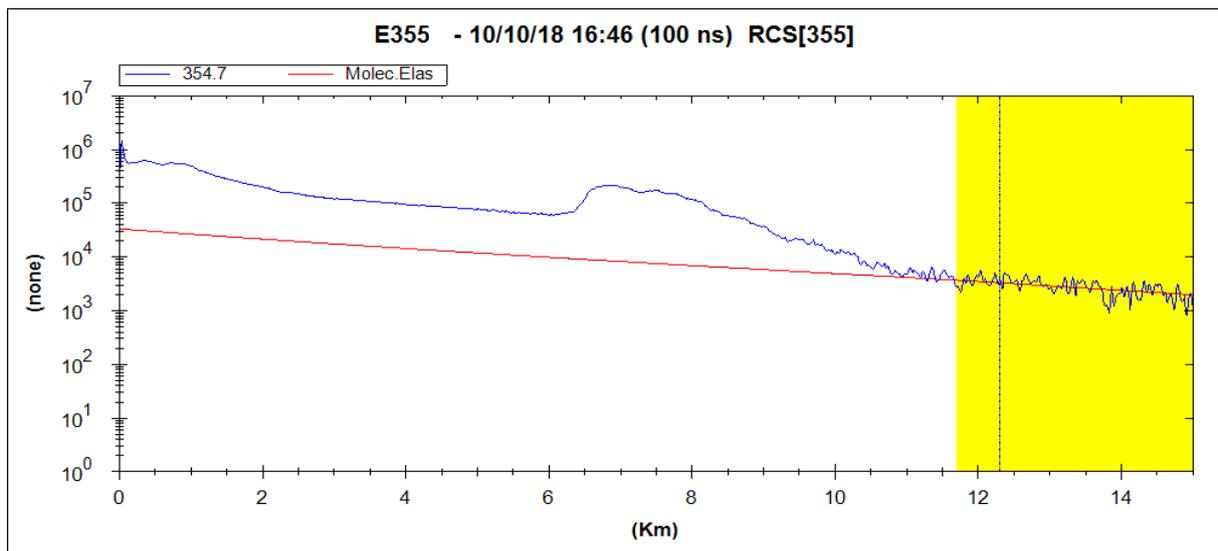


Figura 25: Profili del segnale elastico a 355 nm e del segnale molecolare delle misure acquisite in data 10 Ottobre 2018. Il segnale rappresentato è la media del set di 30 misure acquisito tra le 16:46 UT e le 17:16 UT.

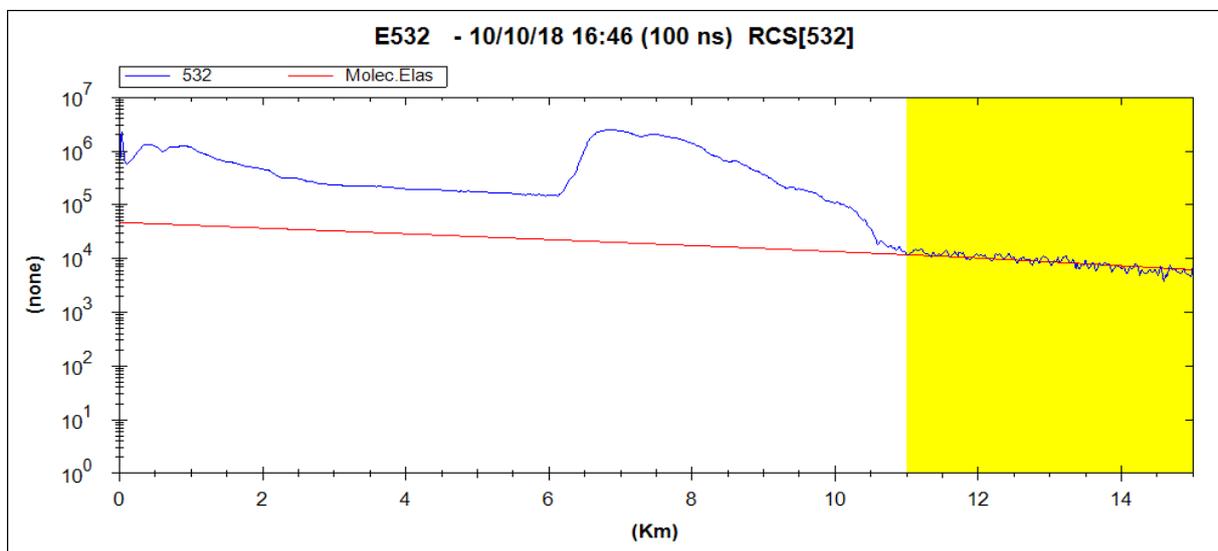


Figura 26: Profili del segnale elastico a 532 nm e del segnale molecolare delle misure acquisite in data 10 Ottobre 2018. Il segnale rappresentato è la media del set di 30 misure acquisito tra le 16:46 UT e le 17:16 UT.

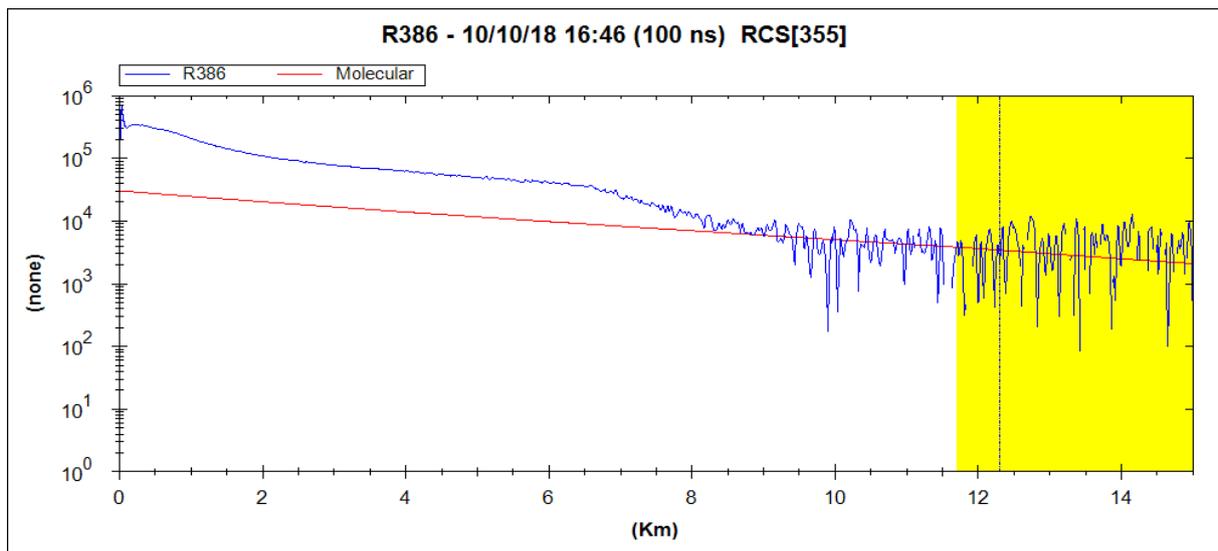


Figura 27: Profili del segnale Raman a 386 nm e del segnale molecolare delle misure acquisite in data 10 Ottobre 2018. Il segnale rappresentato è la media del set di 30 misure acquisito tra le 16:46 UT e le 17:16 UT.

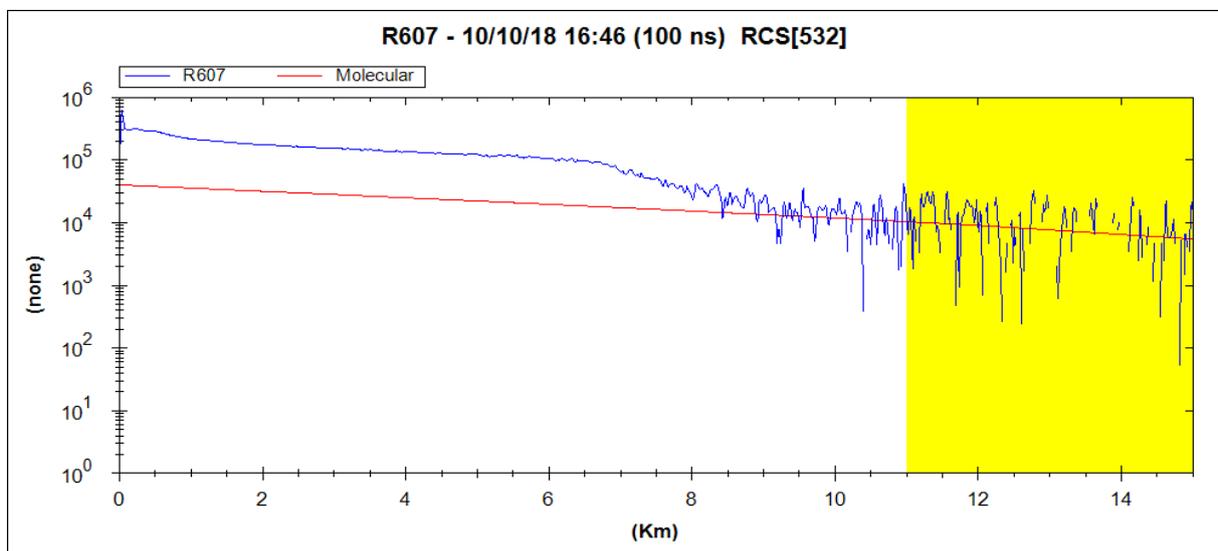


Figura 28: Profili del segnale Raman a 607 nm e del segnale molecolare delle misure acquisite in data 10 Ottobre 2018. Il segnale rappresentato è la media del set di 30 misure acquisito tra le 16:46 UT e le 17:16 UT.

Un modo per definire la tipologia di aerosol presente in ciascuno strato è l'analisi delle retrotraiettorie seguite dalle masse d'aria alle quote interessate dalla presenza dello strato di aerosol (Figura 29). Come si evince dalle retrotraiettorie relative ai 5 giorni precedenti quello di osservazione, lo strato più basso in quota ha una componente principalmente locale contaminata probabilmente da trasporto di aerosol desertico (Saharan Dust). Alle quote più alte prevale invece la componente marina.

Considerando anche le informazioni ottenute dai profili di depolarizzazione riportati nelle figure 15 e 16 del precedente paragrafo, si nota che le nubi altamente variabili alle quote tra i 6 ed i 10 km mostrano una depolarizzazione più alta (di circa il 30-40%) con un Lidar ratio medio nello strato più basso (~15sr). Lo strato a bassa quota, invece, è costituito in prevalenza da particelle più piccole, con Lidar ratio più alto in quanto variabile tra 30 e 50 sr, ed ha forma pressoché sferica perché non depolarizza molto il segnale inviato (2-5%).

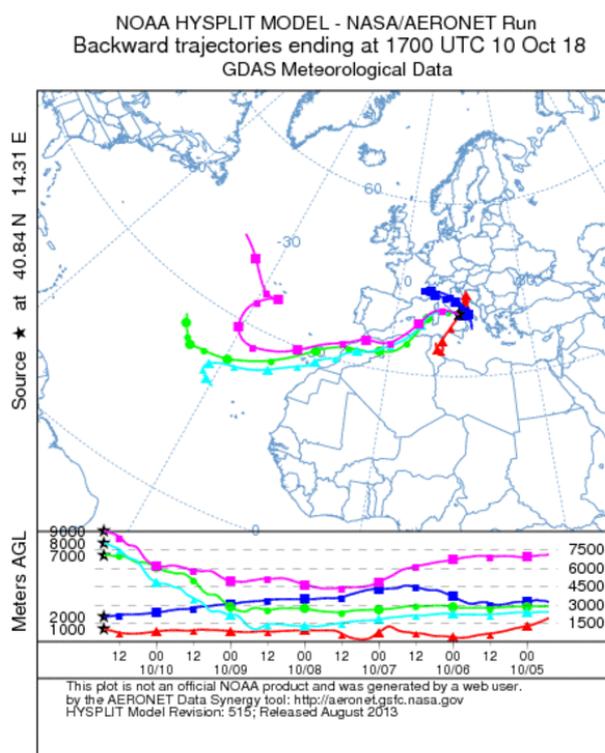


Figura 29: Modello Hysplit alle ore 17:00 UT del 10/10/2018, riportante le retrotraiettorie fino a cinque giorni precedenti. Le componenti a bassa quota sono di natura principalmente locale con una parte proveniente dall'Africa settentrionale. Ad alta quota ci sono componenti di origine marina, provenienti dall'oceano Atlantico.

Conclusioni

Il presente lavoro di tesi è stato focalizzato sulla calibrazione di un sistema lidar tramite il calcolo di due parametri di fondamentale importanza, il “Gain ratio” e la funzione di “overlap”. Con il primo si ottengono valori di depolarizzazione correttamente calibrati, con il secondo si risolve il problema della sottostima a basse quote del segnale.

Per il Gain ratio è stato necessario eseguire misure con un filtro depolarizzatore inserito nell'apparato di ricezione ottica, così da valutare la differenza di guadagno dei due diversi canali di polarizzazione parallela e perpendicolare. Per la lunghezza d'onda di 355 nm i valori trovati risultano confrontabili entro gli errori calcolati. Per la lunghezza d'onda di 532 nm i valori sono confrontabili entro l'errore per tre set di misura, mentre per il quarto c'è una sottostima del Gain ratio causato probabilmente dalla saturazione del rivelatore.

Per la funzione di overlap sono state necessarie misure con scattering Raman, eseguibili solo in mancanza di luce solare per la minore probabilità con cui avviene tale tipo di diffusione rispetto a quella elastica. Sono state ricavate le funzioni di sovrapposizione in due diverse date di misura. Le funzioni trovate in due date diverse rispetto alla stessa lunghezza d'onda non coincidono perfettamente, anche se è ragionevole pensare che questo sia dovuto alla procedura di allineamento. Essa va eseguita ad ogni avvio del sistema e può portare ad allineamenti tra telescopio e fascio laser non esattamente uguali in sessioni diverse di presa dati, che sono la causa di funzioni di overlap diverse. Inoltre tali valori potrebbero essere compatibili nell'errore il cui calcolo non è stato affrontato, in quanto prevede l'utilizzo di metodi di calcolo più avanzati come simulazioni Montecarlo.

È infine analizzato in dettaglio a titolo d'esempio un set di misure Raman, acquisito in data 10 Ottobre 2018. Sono stati riportati i profili del coefficiente di retrodiffusione e di depolarizzazione, da cui si possono ricavare informazioni sulle dimensioni, la forma, la composizione chimica e l'indice di rifrazione dei componenti atmosferici. Si è inoltre potuto osservare, tramite mappe a colori e modello Hysplit, la variazione di altezza del particolato atmosferico. Si è visto ad esempio il Planetary Boundary Layer scendere di quota con l'arrivo della sera e si sono ricavate informazioni qualitative sulla composizione dell'atmosfera a partire dalle retrotraiettorie del modello Hysplit.

Bibliografia

- ¹ Arhens, C.D. *Meteorology Today: An Introduction to the Weather, Climate and the Environment* (2013).
- ² Pisani, Gianluca: *Lidar study of high density aerosol clouds: the Aerosol Multi-wavelength Polarization Lidar Experiment*. Tesi di dottorato di ricerca. (2013).
- ³ Wandinger U. Introduction to Lidar, in *Lidar Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, Claus Weitkamp Editor, Springer series in optical sciences, ISSN 0342-4111, 102, 2005.
- ⁴ Navas-Guzmán, F., Guerrero Rascado, J. L., and Alados Arboledas, L.: Retrieval of the lidar overlap function using Raman signals, *Ópt. Pura y Apl.*, 44, 71–75, 2011.
- ⁵ *An Introduction to the Optical Spectroscopy of Inorganic Solids* J. Garcia Solé, L. E. Bausa, and D. Jaque John Wiley & Sons, Ltd 2005.
- ⁶ Wandinger U. *Raman Lidar*, in *Lidar Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, Claus Weitkamp Editor, Springer series in optical sciences, ISSN 0342-4111, 102, 2005.
- ⁷ Klett J. Stable analytic inversion solution for processing lidar returns. *Appl. Opt.*, vol. 20, No.2, 1981.
- ⁸ Ackermann J., The Extinction-to-Backscatter Ratio of Tropospheric Aerosol: A Numerical Study. *American Meteorological Society*, 1043-1050, 1998.
- ⁹ Albert Ansmann, et al. 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).
- ¹⁰ Ansmann and Wandinger, Combined Raman Elastic Backscatter LIDAR for vertical profiling of moisture, aerosol extinction, backscatter and Lidar ratio – *Applied Phisic*, B55, 18-28 (1992).
- ¹¹ X. Wang, A. Boselli, A. Sannino, C. Song, N. Spinelli, Y. Zhao, and C. Pan, “Calibration of multiwavelength raman polarization lidar,” *EPJ Web Conf.* 89, 01002 (2015).

- ¹² T. Halldórsson, J. Langerholc, “Geometrical form factors for the lidar function”, *Appl. Opt.* **17**, 240–244 (1978).
- ¹³ K. Sassen, G. C. Dodd, “Lidar crossover function and misalignment effects”, *Appl. Opt.* **21**, 3162–3165 (1982).
- ¹⁴ U. Wandinger, A. Ansmann, “Experimental determination of the lidar overlap profile with Raman lidar”, *Appl. Opt.* **41**, 511-514 (2002).
- ¹⁵ T. H. Collis, R & Russell, Phil. (1976). Lidar measurement of particles and gases by elastic backscattering and differential absorption. *Laser Monitoring of the Atmosphere*.