



**Università degli Studi di Roma “Tor Vergata”**

Facoltà di Ingegneria

Dipartimento di Ingegneria dell’Impresa

Dottorato di Ricerca in Elettronica Quantistica e Plasmi

---

Tesi di Dottorato

**Progettazione e prime misure  
di un sistema LiDAR a Nd:YAG mobile**

Supervisore

***Prof. Carlo Bellecci***

Candidato

***Dott. Leonardo De Leo***

XIX° Ciclo

Anno Accademico 2005/2006

11 Giugno 2007

---

*A mia moglie  
**Erminia**  
a mio figlio  
**Samuel Bonifacio**  
ed al nuovo nascituro  
con tutto il mio amore*



## **Ringraziamenti**

La mia gratitudine sincera è rivolta al *Professore Carlo Bellecci*, per avermi concesso l'opportunità di partecipare a codesto concorso di dottorato, permettendomi di conseguire l'ambito titolo di **Dottore di Ricerca** nel campo dell'Elettronica Quantistica e dei Plasmi.

Il mio apprezzamento è indotto anche dalla fiducia ripostami nell'avermi tenuto a lavorare sotto la sua preziosa guida al CRATI, da subito dopo il termine del mio percorso di studi universitario conclusosi con la tesi di Laurea patrocinata da Egli stesso.

## **Sommario**

Gli incendi boschivi costituiscono una seria problematica nella salvaguardia della integrità del patrimonio forestale e boschivo e della fauna in esse inclusa e nella tutela della salute e dell'incolumità dell'uomo.

La sorveglianza dei boschi e delle foreste oggi è affidata a metodi che si sono dimostrati imperfetti nell'individuazione dell'incendio nelle prime fasi del suo sviluppo e per consentire tale rilevazione "precoce" risulta efficace l'applicazione della tecnica lidar.

Il presente lavoro riporta l'attività svolta per la progettazione e l'assemblaggio di un sistema lidar completo, compatto e trasportabile per la rivelazione di un incendio, in cui si impiega un laser a Nd:YAG alla lunghezza d'onda di 355 nm, un telescopio in configurazione newtoniana ed una montatura.

Partendo dall'equazione lidar sono stati analizzati singolarmente i termini principali che la compongono e sono state scrupolosamente valutate le prestazioni del sistema di ricezione.

Completata la progettazione è stato effettuato l'assemblaggio del lidar ed in seguito sono state compiute misure di collaudo per valutare l'efficienza del sistema e per dimostrare la capacità del lidar a 355 nm di individuare un incendio.

## **Abstract**

Forest fires constitute a serious problematic in the safeguard of integrity of the forest and wooded patrimony and the fauna in they included and in protection of the health and the safety of man.

Surveillance of the woods and the forests today is entrusted to methods that are shown themselves defective in the singling out of fire in the beginning phases of its development and to allow such “precocious” survey it results effective the application of lidar technique.

This work reports the activity carried out for the planning and assemblage of a complete, compact and transportable lidar system for the detection of a fire, in which is employed a Nd:YAG laser to the wavelength of 355 nm, a telescope in newtonian configuration and a fitting.

Beginning from the lidar equation they have been analyzed singly the main terms which constitute it and have been meticulously estimated performances of reception system.

Completed the planning it has been carried out the assemblage of the lidar, they have been performed testing measures in order to evaluate the system efficiency and to demonstrate the ability of the lidar at 355 nm to single out a fire.

# Indice

<b>Sommario</b>	IV
<b>Abstract</b>	V
<b>Indice</b>	VI
<b>1 Introduzione</b>	<b>1</b>
1.1 Motivazioni dell'indagine	1
1.2 Situazione attuale della vigilanza	1
1.3 Finalità dello studio	3
1.4 Cenni sul lidar	4
<b>2 Progettazione del lidar (prima parte)</b>	<b>11</b>
2.1 Equazione lidar	11
2.2 Trasmettitore e ricevitore della radiazione elettromagnetica	12
2.2.1 Campo di vista del ricevitore	17
2.2.2 Fattore di forma geometrica	20
2.2.3 Funzione di sovrapposizione	23
2.2.4 Stima della distanza e dell'inclinazione tra trasmettitore e ricevitore	27
<b>3 Progettazione del lidar (seconda parte)</b>	<b>31</b>
3.1 Analisi ottica con il software ZEMAX	31
3.1.1 Ombra del secondario maggiore dell'apertura dello stop di campo	37
3.1.2 Cono d'ombra dello specchio secondario	38
3.2 Campo di vista	39
3.3 Montatura mobile dell'apparato lidar	40
<b>4 Acquisizione ed elaborazione dei segnali</b>	<b>44</b>
4.1 Acquisizione	44

4.1.1	Metodologia e dispositivi	44
4.1.2	Programma di acquisizione	45
4.2	Elaborazione	48
4.2.1	Conteggi	50
4.2.2	Programmi di elaborazione	53
<b>5</b>	<b>Misure di retrodiffusione e di estinzione</b>	<b>55</b>
5.1	Misure della retrodiffusione dal fumo	55
5.1.1	Conteggi	62
5.2	Misure dell'attenuazione dal fumo	72
<b>6</b>	<b>Risultati e riepilogo</b>	<b>74</b>
6.1	Risultati	74
6.2	Riepilogo	77
	<b>Bibliografia</b>	<b>80</b>

# **1 Introduzione**

## **1.1 Motivazioni dell'indagine**

Gli incendi dei boschi e delle foreste provocano danni patrimoniali ed ambientali inestimabili e costituiscono inoltre un pericolo per l'incolumità dell'uomo.

Le cause del loro insorgere possono essere sia spontanee che provocate.

La prima circostanza si verifica ciclicamente ed è un processo naturale di rigenerazione, dagli effetti benefici sulla varietà della flora e della fauna; le foreste del Nord America sono un esempio di ecosistema dipendente dal fuoco.

La seconda circostanza è dovuta a due completamente differenti motivi, che la rendono imprevedibile, incontrollabile e devastante, il primo legato al fenomeno atmosferico dei fulmini ed alle eruzioni vulcaniche mentre il secondo legato all'attività umana, volontaria ed involontaria, diretta ed indiretta.

E' quindi stato necessario pensare di sorvegliare le vaste aree verdi, al fine di preservarle e di limitare gli effetti rovinosi degli incendi.

La situazione italiana è evidenziata nella figura 1.1 tratta dai dati contenuti nel portale del Corpo Forestale dello Stato<sup>1</sup> e nel quale si trova ogni informazione utile sulle cause e sulla lotta agli incendi.

## **1.2 Situazione attuale della vigilanza**

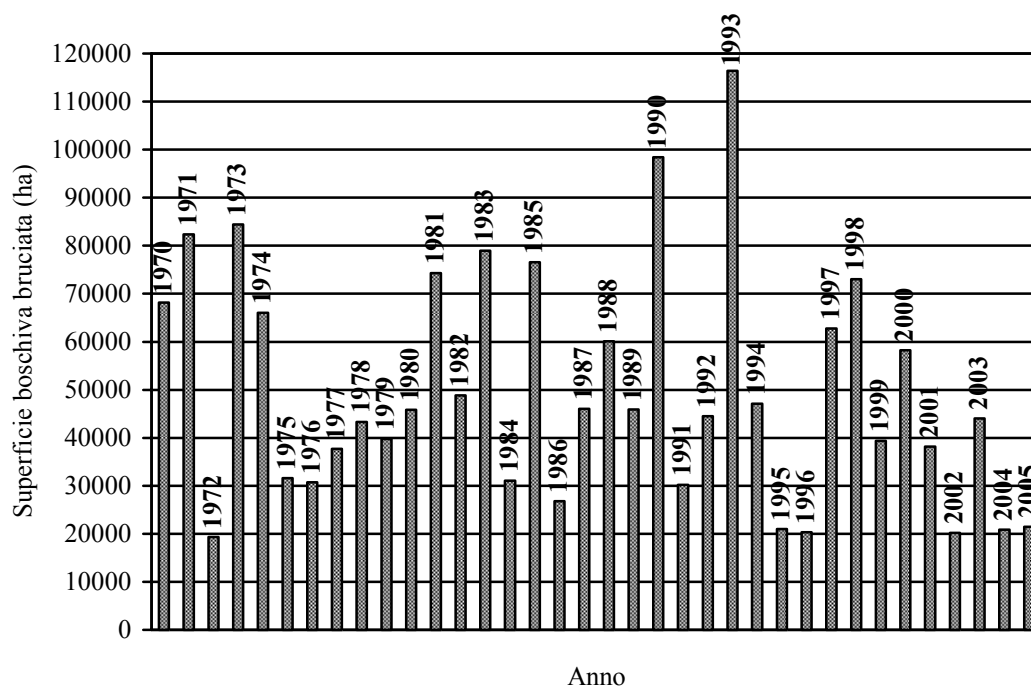
La sorveglianza programmata dei boschi e delle foreste oggi è affidata a due tipologie di telerilevamento passivo, l'osservazione da parte di guardie forestali e la ripresa mediante telecamere.

La sorveglianza umana consiste nello stazionamento di un addetto al

L

<sup>1</sup> Portale internet: <http://www.corpoforestale.it/wai/index.html>.

servizio antincendio su una torre di osservazione (Fig. 1.2 (a)), che avvisa la centrale operativa quando vede del fumo.



**Fig. 1.1.** Superficie boschiva bruciata dal 1970 al 2005 in Italia. *Fonte: Corpo Forestale dello Stato.*

Questo metodo, il più ovvio ed il più vecchio, è implicitamente inefficace proprio a causa dell'elemento umano, perchè l'allarme è lanciato ad incendio in corso ed inoltre il tempo di reazione è soggettivo, motivo per il quale l'allarme può essere dato con ulteriore ritardo, o per distrazione o per mancanza di concentrazione in seguito a condizioni di lavoro difficili o per un'errata valutazione.

Inoltre è possibile il verificarsi di falsi allarmi.

Ancora, le spese per mantenere questa attività, che comprendono i costi delle guardie forestali, i trasporti tra la centrale operativa e le torri, la manutenzione delle stesse e l'intervento in caso di falsi allarmi, sono elevati.

Per superare le problematiche legate al controllo umano, è sorta in tempi relativamente recenti, al passo con lo sviluppo scientifico e tecnologico, una tecnica automatizzata di sorveglianza e rivelazione immediata che fa uso di telecamere (Fig. 1.2 (b)) ([1]).

Queste sono montate su tralicci o torri e ruotando di 360° a velocità opportunamente fissata, acquisiscono continuamente immagini che

trasferiscono mediante un'antenna ad una centrale operativa, dove i tecnici elaborano con un programma specifico le immagini in tempo reale pervenute, confermando o smentendo lo sviluppo di un incendio ed avviando rapidamente le attività di spegnimento.



(a) Torre di osservazione.



(b) Telecamera di sorveglianza.

**Fig. 1.2.** Tipologie di vigilanza di boschi e foreste.

Generalmente si creano delle reti di punti di osservazione per controllare territori estesi, per entrambi i tipi di monitoraggio.

Una variante dei metodi precedenti, applicata raramente per i suoi alti costi, consiste nella sorveglianza a bordo di un velivolo, con o senza telecamera.

Questi metodi di vigilanza, come già anticipato, risultano inadeguati a causa delle limitazioni visive dell'osservatore (uomo o telecamera), che individua l'incendio già in fase avanzata, determinando un intervento sovente tardivo.

Ultimamente la sorveglianza degli incendi avviene anche da satellite per studi puramente scientifici di scala globale, regionale e locale.

### **1.3 Finalità dello studio**

La tempestività nell'individuazione di un incendio e la conseguente

rapidità nell'intervento di spegnimento, hanno di recente orientato i ricercatori allo studio dell'applicazione del telerilevamento attivo lidar per la rivelazione degli incendi.

Andreucci ed Arbolino ([2][3]) hanno dimostrato la capacità del sistema lidar di individuare un fuoco in atto, sulla base di un'analisi teorica del processo di combustione e dell'interazione tra la radiazione elettromagnetica e la materia e di simulazioni numeriche e grafiche impieganti le lunghezze d'onda di 1064 nm, 532 nm, 355 nm e 265 nm, rispettivamente la fondamentale, la seconda, la terza e la quarta armonica di una sorgente laser a Nd:YAG, e di 755 nm di un laser ad Alessandrite.

Vilar *et al.* ([4][5][6][7][8]) hanno altresì verificato sperimentalmente tale ipotesi, con le lunghezze d'onda di 1064 nm e 532 nm di un laser a Nd:YAG e di 1543 nm di un laser ad Er:glass o di un laser a Nd:YAG con una cella Raman o con un OPO.

Esperimenti alla lunghezza d'onda di 355 nm non sono stati ancora eseguiti e poiché 355 nm è inferiore alla lunghezza d'onda limite (400 nm) al di sotto della quale è pienamente soddisfatta la condizione di incolumità dell'occhio (*eye safe*) ([8]), esigenza vantaggiosa di fondamentale ed indispensabile applicazione per indagini laser in ambiente aperto, si vuole progettare ed assemblare un sistema lidar in grado di rivelare lo sviluppo di un incendio boschivo, colmando quindi il vuoto sperimentale alla lunghezza d'onda prima menzionata.

Questo lavoro rientra parzialmente nell'ambito del progetto finanziato dal Ministero dell'Istruzione, dell'Università e della Ricerca Scientifica e Tecnologica **MIUR 7979/DSPAR/2002** dal titolo *Messa a punto e realizzazione di un sistema per l'allerta precoce di incendi e per la minimizzazione di falsi allarmi*, del quale ne beneficia il CRATI s.c.r.l., centro di ricerca presso il quale ho svolto tutta l'attività ivi riportata.

## 1.4 Cenni sul lidar

Il telerilevamento, o *remote sensing*, è un modo per ottenere informazioni sulle proprietà di un oggetto senza pervenire in contatto diretto con esso, ma avvalendosi della mediazione di una sonda ([9]).

Questo metodo indiretto di misura è usato in molti settori della ricerca

scientifica, che vanno dall'astrofisica alle scienze della terra, dalla biologia alla geografia fisica, dalla meteorologia alla climatologia.

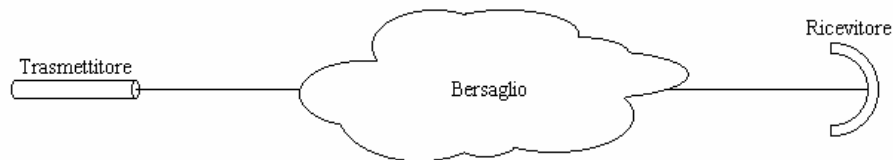
Le varie tecniche di telerilevamento esistenti sfruttano ognuna una o più fenomenologie fisiche ben precise, legate o ai campi gravitazionali o ai campi elettromagnetici ([9]).

Per i metodi di telerilevamento che come grandezza fisica adottano l'energia elettromagnetica si compie una doppia suddivisione ([9]):

- telerilevamento attivo: si fa uso della radiazione elettromagnetica proveniente da una sorgente opportuna inviata contro un bersaglio fisso o mobile e per il quale si analizza l'interazione,
- telerilevamento passivo: si fa uso della radiazione elettromagnetica emessa o riflessa da un oggetto e per il quale si analizza l'interazione.

Il telerilevamento attivo, verso il quale è rivolto l'interesse, è un potente modo di osservazione dell'atmosfera ed il suo studio coinvolge l'uso di strumentazioni tanto su satelliti artificiali e sonde orbitanti, su aeroplani, razzi, palloni aerostatici, elicotteri ed imbarcazioni quanto sulla terra.

Il sistema per questo genere di telerilevamento, denominato sistema attivo, è ritratto nella figura 1.3 nei suoi elementi essenziali: un trasmettitore di radiazione elettromagnetica, un bersaglio con il quale interagisce ed un sensore che riceve la radiazione.



**Fig. 1.3.** Sistema attivo di telerilevamento.

Il sistema di telerilevamento attivo, si presenta in due configurazioni fondamentali, variabili per la posizione relativa del trasmettitore e del ricevitore, le quali hanno le seguenti denominazioni ([10]):

- monostatica: quando trasmettitore e ricevitore sono collocati nello stesso luogo,
- bistatica: quando trasmettitore e ricevitore sono separati da una notevole distanza.

Il sistema attivo monostatico può a sua volta essere:

- coassiale: quando trasmettitore e ricevitore sono integrati in un unico apparecchio e perciò l'asse del fascio emesso di radiazione coincide con l'asse del ricevitore ottico,
- biassiale: quando trasmettitore e ricevitore sono accostati in modo da rilevare la radiazione che entra nel cosiddetto campo di vista del ricevitore oltre predeterminate distanze.

La quantità di energia raccolta dal ricevitore dipende dalle proprietà delle particelle costituenti il bersaglio nel volume investito dalla radiazione e dalle attenuazioni tra trasmettitore, ricevitore e volume dell'oggetto.

Il bersaglio può sia diffondere sia assorbire la radiazione incidente su di esso.

Attualmente esistono due sistemi attivi di telerilevamento elettromagnetico atmosferico e sono il radar (acronimo di **radio detection and ranging**) ed il lidar (acronimo di **light detection and ranging**) ([9]).

Il radar trasmette energia elettromagnetica nella gamma delle microonde mentre il lidar trasmette le lunghezze d'onda più corte nel vicino ultravioletto, nel visibile e nell'infrarosso, cioè nello spettro ottico.

La trasmissione e la ricezione della radiazione radar sono effettuate con delle antenne laddove per la radiazione lidar si usano i laser ed i sensori quantistici e termici.

I sistemi radar e lidar operano sia in regime continuo, in cui un fascio continuo di radiazione è trasmesso e ricevuto, sia in regime impulsato, in cui è trasmesso un impulso di durata estremamente breve (tipicamente variabile nell'intervallo  $10^{-8} \div 10^{-6}$  s).

Tra questi due modi di indagine l'attenzione è indirizzata alla tecnica lidar, quale efficace strumento di informazione ed analisi con cui si possono ([9][10]):

- misurare le concentrazioni dei costituenti atmosferici,
- controllare e sorvegliare gli agenti inquinanti ambientali,
- valutare le proprietà termiche, strutturali e dinamiche dell'atmosfera,
- tracciare le "impronte digitali" spettrali di obiettivi specifici, in particolare degli inquinanti.

I sistemi lidar atmosferici sono classificati secondo i processi fisici coinvolti e le informazioni relativamente ottenibili, come segue ([9][10]):

- lidar a retrodiffusione,
- lidar ad assorbimento differenziale (dial),
- lidar Doppler,
- lidar a fluorescenza,
- lidar Raman.

Il lidar a retrodiffusione raccoglie la radiazione elettromagnetica riflessa all'indietro da bersagli che possono essere o topografici o molecolari o particolato.

Tale sistema quindi è necessariamente nella configurazione monostatica.

La diffusione molecolare si dice di Rayleigh quando è elastica, cioè non vi è alcuna variazione della lunghezza d'onda della energia diffusa rispetto a quella incidente, si dice di Raman quando sorgono nuove lunghezze d'onda al di sotto e al di sopra di quella di Rayleigh, che comunque esiste.

La diffusione da particolato, se è elastica, è descritta dalla teoria classica di Mie.

La radiazione riflessa è ciò che rimane di quella trasmessa dopo che questa subisce, come già detto in precedenza, interazioni di diffusione, appena esposte, e di eventuale assorbimento molecolare, derivante dalle transizioni delle molecole la cui differenza in energia corrisponde alla frequenza della radiazione inviata, quale enunciata dalle conosciute teorie di Bohr ed Einstein.

Il dial (acronimo di **d**ifferential **a**bsorption **l**idar), fine raffinamento della tecnica lidar a retrodiffusione, consente di misurare la densità numerica molecolare di una sostanza in atmosfera mediante l'impiego di due segnali radiativi di lunghezze d'onda adiacenti, caratterizzati da un diverso assorbimento da parte della specie in esame.

Con il lidar Doppler, dall'omonimo fenomeno, si risale alla velocità del vento ed alle temperatura e pressione atmosferiche misurando lo spostamento della frequenza che subisce un fascio di radiazione laser a causa del movimento di diffusori di tipo Rayleigh e di tipo Mie.

I lidar a fluorescenza e Raman, che prendono il nome dagli effetti quantistici noti, danno risultati distintivi delle sostanze molecolari studiate permettendo di misurarne la concentrazione ed ogni altra proprietà di interesse e di svelarne la presenza, se si tratta di inquinanti.

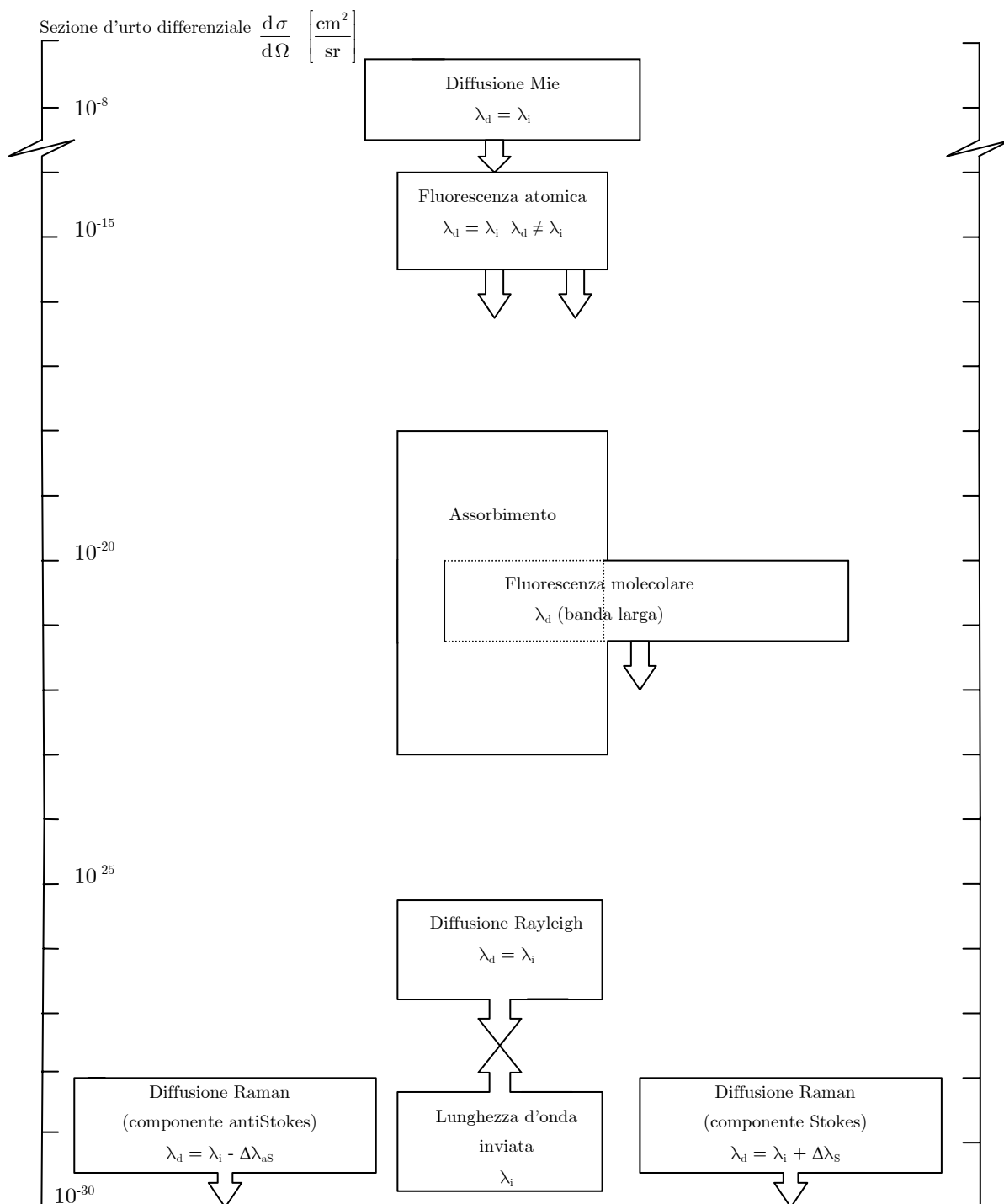
Una esauriente riproduzione grafica delle interazioni testé esplorate e

delle rispettive sezioni d'urto differenziali, parametri fondamentali nelle diffusioni, è riportata nelle figure 1.4 ed 1.5 seguenti.

Interazione	Descrizione fisica
Diffusione Rayleigh	La radiazione diffusa dalla molecola si osserva con la frequenza invariata.
Diffusione Mie	La radiazione diffusa dal particolato (di dimensione comparabile alla lunghezza d'onda della radiazione) si osserva con la frequenza invariata.
Diffusione Doppler	La radiazione diffusa dalla molecola o dal particolato in movimento si osserva con la frequenza spostata in relazione alla velocità di moto $v$ .
Fluorescenza	La radiazione con la frequenza coincidente con quella associata ad una transizione energetica molecolare è assorbita e successivamente emessa a frequenza più bassa.

Interazione	Descrizione fisica
Diffusione Raman	La radiazione diffusa dalla molecola si osserva con uno spostamento della frequenza caratteristico della molecola.
Assorbimento	La radiazione con la frequenza coincidente con quella associata ad una transizione energetica molecolare è assorbita,

**Fig. 1.4.** Riproduzione e descrizione sintetica delle interazioni che si realizzano tra la radiazione elettromagnetica e la materia microscopica ([10]).



**Fig. 1.5.** Intervallo di variabilità delle sezioni d'urto differenziali delle interazioni della radiazione elettromagnetica con la materia microscopica ([10]).

$\lambda_i$  è la lunghezza d'onda della radiazione inviata.

$\lambda_d$  è la lunghezza d'onda della radiazione diffusa.

## 2 Progettazione del lidar (prima parte)

### 2.1 Equazione lidar

Il telerilevamento attivo si compie praticamente mediante l'impiego di una sorgente di radiazione elettromagnetica, tipicamente un laser, le cui caratteristiche di emissione sono ben note, e di un apparato composito di ricezione ed ha i suoi fondamenti teorici ed empirici nell'*equazione lidar*, la cui espressione formale dipende dai seguenti fattori:

- dall'interazione che ha luogo tra la radiazione laser e la materia coinvolta, la quale è determinata a sua volta dalla natura delle misure da eseguire,
- dalla posizione relativa tra trasmettitore e ricevitore della radiazione elettromagnetica, secondo la quale l'apparato lidar si classifica in monostatico, quando sono nel medesimo luogo, o bistatico, quando sono in sedi separate,
- dalla maniera con la quale è emesso il fascio laser, cioè se il laser è continuo o impulsato.

L'indagine che mi accingo ad esporre si basa sulla fenomenologia di retrodiffusione elastica del fascio laser, nella quale la lunghezza d'onda emessa rimane invariata durante e dopo le interazioni esistenti, inoltre assumo che avvenga un processo diffusivo a singola diffusione, per il quale la radiazione subisce esclusivamente una sola deviazione dal suo percorso iniziale, ed adotto lo schema costruttivo monostatico e biassiale la cui sorgente è un laser ad impulsi.

Il sistema trasmettitore-ricevitore si dice biassiale perché l'asse del fascio laser e l'asse ottico del telescopio sono disposti su rette differenti, a

differenza di quello coassiale in cui i medesimi assi sono paralleli.

L'equazione lidar assume in questa circostanza la forma ([9][10][11][12][13][14][15])

$$P(\lambda, R) = P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{A_0}{R^2} \xi(\lambda) \xi(R) \beta(\lambda, R) \exp\left[-2 \int_0^R \kappa(\lambda, R) dR\right], \quad (2.1)$$

dove:

- $P(\lambda, R)$  è la potenza del segnale ricevuto dal sensore,
- $\lambda$  è la lunghezza d'onda di emissione del laser,
- $R$  è la distanza dall'apparato lidar, considerata lungo l'asse del sistema ottico di ricezione,
- $P_0$  è la potenza dell'impulso trasmesso dal laser,
- $c$  è la velocità della luce,
- $\tau$  è la durata dell'impulso laser,
- $A_0$  è l'area del sistema ottico di ricezione,
- $\xi(\lambda)$  è il fattore di trasmissione spettrale del ricevitore,
- $\xi(R)$  è il fattore di forma geometrica,
- $\beta(\lambda, R)$  è il coefficiente volumetrico di retrodiffusione atmosferica,
- $\kappa(\lambda, R)$  è il coefficiente volumetrico di attenuazione atmosferica.

La notazione impiegata è quella utilizzata da Measures ([10]).

Per comodità, nel seguito, considero con il termine lidar sia l'apparato sia il metodo, fornendo il contesto il relativo significato.

## 2.2 Trasmettitore e ricevitore della radiazione elettromagnetica

Il sistema lidar che devo progettare nell'ambito dell'attività del mio gruppo di lavoro, si compone di elementi già esistenti al CRATI, quali un laser a Nd:YAG ([16]) come trasmettitore ed un telescopio ed un tubo fotomoltiplicatore come ricevitore.

Passerò adesso brevemente in rassegna questi dispositivi costitutivi e successivamente ne esaminerò le caratteristiche ottiche fondamentali per gli sviluppi del sistema.

Il laser è un modello Brilliant fabbricato dalla Quantel<sup>1</sup>, le cui specifiche di maggior interesse sono (Fig. 2.1 (b)):

- lunghezza d'onda  $\lambda$  di 355 nm,

L

<sup>1</sup> Portale internet: <http://www.quantel.fr/>.

- frequenza  $\gamma$  degli impulsi di 10 Hz,
- durata  $\tau$  dell'impulso<sup>2</sup> di 4 ns,
- energia  $E_0$  dell'impulso<sup>3</sup> di 120 mJ,
- potenza di uscita del fascio<sup>4</sup> di 1.2 W,
- divergenza  $2\theta$  del fascio<sup>5</sup> di 0.5 mrad,
- diametro  $2W_0$  del fascio laser<sup>6</sup> di  $(5.00 \pm 0.02)$  mm.

Funziona collegandolo alla normale rete elettrica e possiede un sistema di refrigerazione liquido ad acqua demineralizzata.

Le sue dimensioni geometriche non lo rendono eccessivamente ingombrante e può pertanto essere trasportato comodamente.

Il telescopio, della Auriga, è costituito da due specchi in configurazione newtoniana, il cui primario ha la sezione parabolica ed il secondario è piano, distanti tra loro lungo l'asse ottico di  $(820 \pm 1)$  mm.

Questi sono sistemati all'interno di un tubo in materiale leggero lungo  $(1000 \pm 1)$  mm (esternamente) e largo  $(255 \pm 1)$  mm (esternamente).

La lunghezza focale nominale  $f$  è di 1030 mm.

Il diametro  $2r_p$  dello specchio primario è di  $(210 \pm 1)$  mm mentre quello della proiezione circolare dello specchio secondario sul piano ortogonale all'asse ottico,  $2r_b$ , è di  $(35.00 \pm 0.02)$  mm.

In corrispondenza del secondario, perpendicolarmente all'asse ottico, vi è l'apertura nel tubo di  $(35.00 \pm 0.02)$  mm di diametro, verso la quale questi devia i raggi focalizzati dal primario e dove si deve installare il sensore, la cui posizione è regolabile manualmente in maniera fine mediante due pomelli ivi montati.

Il rivelatore è un tubo fotomoltiplicatore (PMT) della Electron Tubes<sup>7</sup>, modello 9798B, il cui intervallo spettrale va da 280 nm ad 850 nm e

L

<sup>2</sup> Misurata dalla FWHM.

<sup>3</sup> Indicata su un'etichetta incollata sul laser. Questo valore differisce da quello indicato nelle specifiche perché così ottenuto dalle misure di taratura effettuate dal costruttore.

<sup>4</sup> Calcolata con il prodotto tra l'energia  $E_0$  del singolo impulso e la frequenza  $\gamma$  degli impulsi:  
 $120 \text{ mJ} \times 10 \text{ Hz} = 1.2 \text{ W}$ .

<sup>5</sup> Angolo complessivo contenente l'85 % dell'energia.

<sup>6</sup> Misurata sull'immagine impressa da un impulso su un foglio termico fornito dal costruttore dopo la taratura del laser.

<sup>7</sup> Portale internet: <http://www.electrontubes.com/>.


l'efficienza quantica è di circa il 21 % a 355 nm (Fig. 2.2 (a)).

Questi è racchiuso in un tubo di alluminio per proteggerlo da ogni fonte di danno, alla cui base vi è una piccola cassetta metallica nella quale vi sono lo zoccolo di alimentazione e l'amplificatore del segnale elettrico fornito.

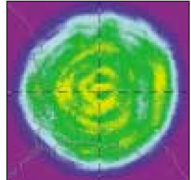
# Brilliant

## Compact Q-Switched Nd: YAG oscillator with super gaussian resonator

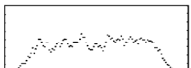
Rod diameter : 6mm - 1 flashlamp - air/ water heat exchanger



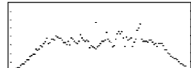
Beam profile in near field  
@ 1064 nm, 10 Hz



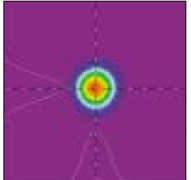
Horizontal Cursor Profile



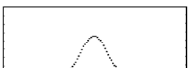
Vertical Cursor Profile



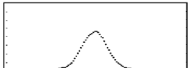
Beam profile in far field  
@ 1064 nm, 10 Hz



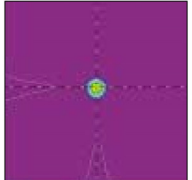
Horizontal Cursor Profile



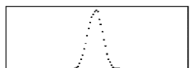
Vertical Cursor Profile



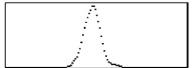
Beam profile in far field  
@ 532 nm, 10 Hz



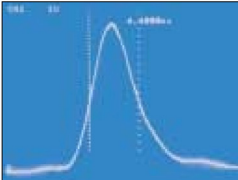
Horizontal Cursor Profile



Vertical Cursor Profile




Temporal profile @ 1064 nm, 10 Hz

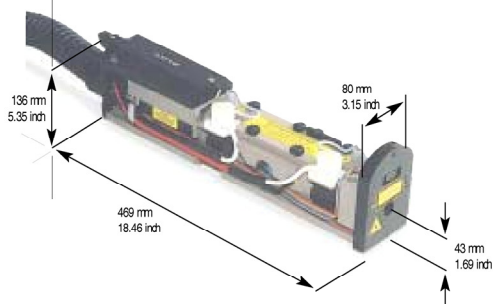


<b>Optical laser head :</b>	5kg	(11.02 lb)
(H x L x W)	136 x 469 x 80	(5.35 x 18.46 x 3.15)
<b>Power supply and cooling group cabinet :</b>	55kg	(121 lb)
(H x L x W)	585 x 286 x 592	(22.36 x 11.26 x 23.3)
<b>Harmonic generation module including separation package (each) :</b>	2,1kg	(4.63 lb)
(H x L x W)	118 x 158 x 78	(4.65 x 6.2 x 3.07)
<b>Remote control (foot print)</b>	195 x 100	(7.68 x 3.94)

All dimensions are in mm (inch).



External synchronization flexibility : flashlamp external control trough TIL signal or RS232 interface ; Q-Switch external control through TIL signals, RS232 interface or remote box.



136 mm  
5.35 inch

469 mm  
18.46 inch

80 mm  
3.15 inch

43 mm  
1.69 inch

Fig. 2.1. (a) Specifiche del laser.

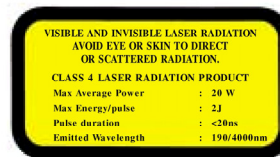
# Brilliant Specifications

Repetition rate (Hz)	10	20	50			
Energy per pulse (mJ)	1064 nm	360	350	150	Measured with a calibrated wattmeter	
	532 nm	180	160	65		
	355 nm	65/100*	60/70*	20		*High energy UV option
	266 nm	40	30	12		
	213 nm	8	6	2		
Energy stability - shot to shot (%)	1064 nm	±2	±2	±3	Peak to peak, 100% of the shots	
	532 nm	±4	±4	±7		
	355 nm	±6	±6	±9		
	266 nm	±8	±8	±12		
	213 nm	±12	±12	±16		
Power drift (%)	1064 nm	±3	±3	±3	Over 8 hours, without readjustment of phase-matching, 18° C < T < 28° C (10Hz/ 20Hz) 18° C < T < 25° C (50Hz) W/W exchanger or chiller option available	
	532 nm	±3	±3	±3		
	355 nm	±3	±3	±3		
	266 nm	±6	±6	±6		
	213 nm	±10	±10	±10		
Pulse duration (ns)	1064 nm	≈5	≈5	≈6	FWHM, Hamamatsu photodiode and 1GHz scope	
	532 nm	≈4	≈4	≈5		
	355 nm	≈4	≈4	≈5		
	266 nm	≈4	≈4	≈5		
	213 nm	≈4	≈4	≈5		
Linewidth (cm-1)	1064 nm	0.7	0.7	0.7	FWHM, measured by a grating spectrometer with a 0,045cm-1 resolution	
	532 nm	1.4	1.4	1.4		
Jitter (ns)	1064 nm	<0.5	<0.5	<0.5	With respect to Q-switch trigger, measured at half-width of 500 accumulated shots	
Pointing stability (μrad)	1064 nm	<50	<75	<75	Measured by SPRICON LBA-100, RMS, on 200 pulses at the focal plane of a 2m focus lens	
	532 nm	<50	<75	<75		
	355 nm	<50	<75	<75		
	266 nm	<50	<75	<75		
Divergence (mrad)	1064 nm	0.5	0.5	0.7	Full angle, on 200 pulses, at 1/ e2 of the peak, 85% of total energy	
Polarization ratio (%)	1064 nm	>90	>90	>80	Horizontal polarization	
Pbd diameter (mm)		6	6	6		
Focussability (times Diffraction Limit)	1064 nm	<2	<2	<3	At 1/ e2 of the peak, by SPRICON LBA-100	
Spatial profile (fit to gaussian)						
Near field	1064 nm	0.70	0.70	0.70	At 1m from the laser output	
Far field	1064 nm	0.95	0.95	0.90	At focal plane of a 2m focus lens	
					Least square fit to Gaussian (perfect fit = 1).	

Service requirement Power : 100-240V, 10A, 50/ 60Hz



These specifications are subject to change without notice.



17, avenue de l'Atlantique - Z.A. de Courtabœuf - BP 23 - 91941 Les Ulis Cedex - France  
Tel : 33 (0)1 69 29 17 00 - Fax : 33 (0)1 69 29 17 29 - e.mail : quintel@quintel.fr - www.quintel.fr

Fig. 2.1. (b) Specifiche del laser.

## 30 mm (1 1/8") photomultiplier 9798B series data sheet



### 1 description

The 9798B is a 30 mm (1 1/8") diameter, end window photomultiplier with S20 infra-red sensitive photocathode and 11 high gain, high stability, SbCs dynodes of box and grid design. The 9798WB and 9798QB are variants for applications requiring uv sensitivity.

### 2 applications

- spectroscopy
- So<sub>x</sub>, No<sub>x</sub> pollution monitoring

### 3 features

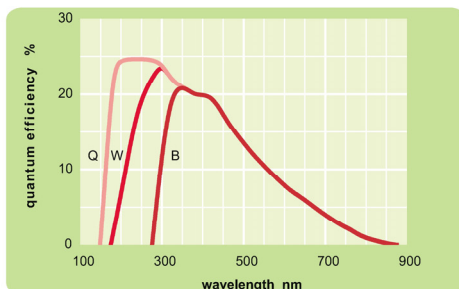
- high gain
- low operating voltage
- extended infra-red sensitivity

### 4 window characteristics

	9798B borosilicate	9798WB uv glass	9798QB* fused silica
spectral range**(nm)	280 - 850	170 - 850	160 - 850
refractive index (n <sub>d</sub> )	1.49	1.48	1.46
K (ppm)	300	8500	<10
Th (ppb)	250	30	<10
U (ppb)	100	30	<10

\* note that the sidewall of the envelope contains graded seals of high K content  
 \*\* wavelength range over which quantum efficiency exceeds 1 % of peak

### 5 typical spectral response curves



### 6 characteristics

	unit	min	typ	max
<b>photocathode: S20</b>				
active diameter	mm		25	
quantum efficiency at peak	%		21	
luminous sensitivity	μA/lm	130	170	
with CB filter			8	
with CR filter			80	
with IR filter			9	
<b>dynodes: 11BGSbCs</b>				
<b>anode sensitivity in divider A:</b>				
nominal anode sensitivity	A/lm		200	
max. rated anode sensitivity	A/lm		2000	
overall V for nominal A/lm	V		900	1100
overall V for max. rated A/lm	V		1150	
gain at nominal A/lm	x 10 <sup>6</sup>		1.2	
<b>dark current at 20 °C:</b>				
dc at nominal A/lm	nA		2	10
dc at max. rated A/lm	nA		20	
dark count rate	s <sup>-1</sup>		5000	
<b>pulsed linearity (-5% deviation):</b>				
divider A	mA		0.1	
<b>rate effect (I<sub>a</sub> for Δg/g=1%):</b>				
	μA		20	
<b>magnetic field sensitivity:</b>				
the field for which the output decreases by 50 %				
most sensitive direction	T x 10 <sup>-4</sup>		2	
<b>temperature coefficient:</b>				
	% °C <sup>-1</sup>		± 0.5	
<b>timing:</b>				
single electron rise time	ns		15	
single electron (fwhm)	ns		30	
transit time	ns		80	
	g		55	
<b>weight:</b>				
<b>maximum ratings:</b>				
anode current	μA			100
cathode current	nA			500
gain	x 10 <sup>6</sup>			95
sensitivity	A/lm			2000
temperature	°C	-80		60
V (k-a) <sup>(1)</sup>	V			2000
V (k-d1)	V			300
V (d-d) <sup>(2)</sup>	V			300
ambient pressure (absolute)	kPa			202

<sup>(1)</sup> subject to not exceeding max. rated sensitivity <sup>(2)</sup> subject to not exceeding max rated V(k-a)

### 7 typical voltage gain characteristics

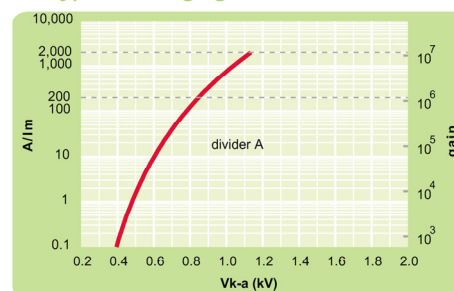


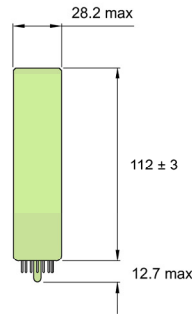
Fig. 2.2. (a) Specifiche del tubo fotomoltiplicatore.

8 voltage divider distribution

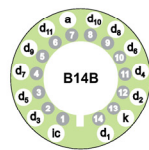
k	d <sub>1</sub>	d <sub>2</sub>	.....	d <sub>8</sub>	d <sub>9</sub>	d <sub>10</sub>	d <sub>11</sub>	a	
A	150V	R	.....	R	R	R	2R	R	Standard

Characteristics contained in this data sheet refer to divider A unless stated otherwise.

9 external dimensions mm



10 base configuration (viewed from below)

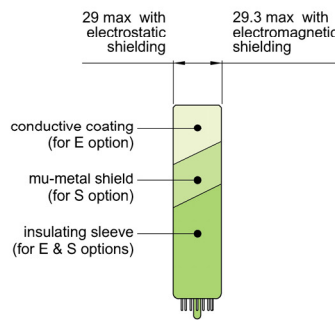
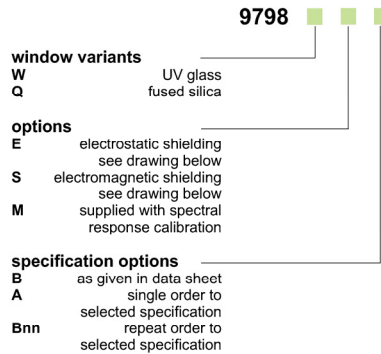


'ic' indicates an internal connection

Our range of B14B sockets, available for this series, includes versions with or without a mounting flange, and versions with contacts for mounting directly onto printed circuit boards.

11 ordering information

The 9798B meets the specification given in this data sheet. You may order **variants** by adding a suffix to the type number. You may also order **options** by adding a suffix to the type number. You may order product with **specification options** by discussing your requirements with us. If your selection option is for one-off order, then the product will be referred to as 9798A. For a repeat order, Electron Tubes will give the product a two digit suffix after the letter B, for example B21. This identifies your specific requirement.



12 voltage dividers

The standard voltage divider available for these prmts is tabulated below:

k	d <sub>1</sub>	d <sub>2</sub>	.....	d <sub>7</sub>	d <sub>8</sub>	d <sub>9</sub>	d <sub>10</sub>	d <sub>11</sub>	a
C637B	2R	R	.....	R	R	R	2R	R	

R = 330 kΩ

**Electron Tubes Limited**  
Bury Street, Ruislip  
Middx HA4 7TA, UK  
tel: +44 (0) 1895 630771  
fax: +44 (0) 1895 635953  
e-mail:  
info@electron-tubes.co.uk

**Electron Tubes Inc.**  
100 Forge Way, Unit F  
Rockaway, NJ 07866, USA  
tel: (973) 586 9594  
toll Free: (800) 521 8382  
fax: (973) 586 9771  
e-mail: sales@electrontubes.com

The company reserves the right to modify these designs and specifications without notice. Developmental devices are intended for evaluation and no obligation is assumed for future manufacture. While every effort is made to ensure accuracy of published information the company cannot be held responsible for errors or consequences arising therefrom.

an ISO 9001 registered company

[www.electrontubes.com](http://www.electrontubes.com)



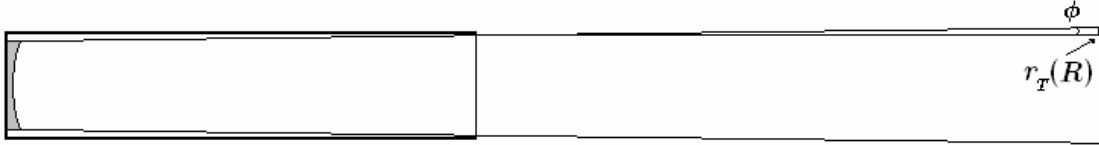
© Electron Tubes Limited, 2001  
DS\_ 9798B Series Issue 1  
08 October 2001

Fig. 2.2. (b) Specifiche del tubo fotomoltiplicatore.

2.2.1 Campo di vista del ricevitore

Il ricevitore, in quanto strumento ottico di raccolta della radiazione, possiede la proprietà definita come campo di vista (*fov*), il quale è

geometricamente costituito da un volume conico di angolo di metà apertura  $\phi$  e raggio  $r_T(R)$  (Fig. 2.3) con vertice sul ricevitore e corrisponde al luogo dei punti dello spazio individuati dal ricevitore ed i cui raggi uscenti da essi secondo una simmetria anch'essa conica vi incidono.



**Fig. 2.3.** Campo di vista del ricevitore.

L'ottimale raccolta della radiazione elettromagnetica retrodiffusa si verifica quando il doppio dell'angolo del campo di vista è maggiore o uguale della divergenza del fascio laser ([10][17]).

Questa condizione permette di dimensionare il diametro dell'apertura di un diaframma da accostare dinanzi al fotocatodo del fotomoltiplicatore nel piano focale del telescopio e che costituisce lo stop di campo del sistema di ricezione.

Il diaframma, oltre che realizzare la condizione di paragone tra gli angoli del laser e del ricevitore come già detto, in quanto è legato al campo di vista, ha lo scopo di limitare la radiazione elettromagnetica proveniente da altre fonti e direzioni, principalmente quella solare.

L'angolo del *fov* è dato dalla formula

$$\phi = \arctan\left(\frac{r_D}{f}\right), \quad (2.2)$$

dove  $r_D$  è il raggio dell'apertura del diaframma.

Deve essere pertanto

$$2\phi \geq 2\theta, \quad (2.3)$$

e sostituendo al primo membro la (2.2), ottengo

$$2 \arctan\left(\frac{r_D}{f}\right) \geq 2\theta, \quad (2.4)$$

$$\arctan\left(\frac{r_D}{f}\right) \geq \theta,$$

$$\frac{r_D}{f} \geq \tan \theta,$$

$$r_D \geq f \tan \theta, \quad (2.5)$$

$$d_D = 2r_D \geq 2f \tan \theta, \quad (2.6)$$

dove  $d_D$  è il diametro dell'apertura del diaframma.

Sostituendo i valori numerici al secondo membro della (2.6), deriva che

$$d_D \geq 2 \cdot 1030 \cdot \tan\left(\frac{0.5 \times 10^{-3}}{2}\right) = 0.515 \text{ mm},$$

vale a dire che il diametro  $d_D$  dello stop di campo deve avere un valore non inferiore a 515  $\mu\text{m}$ , affinché il campo di vista del ricevitore e la divergenza del fascio laser coincidano.

Il raggio del *fov* è invece dato dalla formula ([9][14][15][16][17])

$$r_T(R) = r_0 + R \tan \phi = r_0 + R \frac{r_D}{f} = r_0 + R \frac{d_D}{2f}, \quad (2.7)$$

dove  $r_0$  è il raggio interno del telescopio, dato dalla metà del suo diametro interno pari a  $(240 \pm 1)$  mm e cioè  $r_0 = (120.0 \pm 0.5)$  mm.

L'andamento di quest'ultimo parametro del ricevitore al variare della distanza dal lidar si vedrà più avanti nella figura 5.2, ottenuto dopo aver scelto il diametro  $d_D$  ottimale per le misure da eseguire.

Dai lati del campo di vista l'incidenza è parziale, nel senso che non tutti i raggi provenienti dai punti visti dal ricevitore raggiungono il sensore, creando delle ombre, a causa della presenza dello stop di campo che ne ostacola l'accesso riducendo il flusso, mentre dalla zona centrale, sempre con angolo di vista  $\phi$ , l'incidenza è completa, poiché tutti i raggi attraversano imperturbati l'apertura del diaframma (Fig. 2.4).



**Fig. 2.4.** Campo di vista parziale (*fov*) e campo di vista pieno (*full fov*). Il *fov* è in colore rosso, il *full fov* è in colore giallo.

Questa situazione ha suggerito l'introduzione della classificazione tra *fov* e *full fov* ([17]) per i due corrispondenti citati casi di incidenza parziale ed incidenza completa dei raggi dai punti inquadrati dal ricevitore.

Come constatato nel riferimento [17], nella letteratura non si considera questa differenza e ciò conduce a sottostimare alcune grandezze di interesse nell'applicazione lidar.

Per non incorrere in tale inconvenienza e poiché ritengo che lo studio

sugli incendi ed in generale ogni ricerca con il lidar non debba avere dei punti privilegiati dai quali trarre le informazioni, impiegherò la definizione di *fov*, con tutte le sue ovvie implicazioni, e valendo per esso le formule ed i risultati precedentemente visti.

### 2.2.2 Fattore di forma geometrica

Il prodotto  $A_0\xi(R)$  nell'equazione (2.1) viene generalmente sostituito con  $A(R)$ , l'area effettiva del telescopio ([10][17][18][19][20][21][22]).

L'area  $A_0$  è numericamente data dalla differenza tra l'area del primario e l'area della proiezione del secondario disposta ortogonalmente all'asse ottico del telescopio ([10][18][22]),

$$A_0 = \pi(r_p^2 - r_b^2), \quad (2.8)$$

la cui incertezza sperimentale<sup>8</sup> associata è

$$\varepsilon_{A_0} = 2\pi\sqrt{r_p^2\varepsilon_{r_p}^2 + r_b^2\varepsilon_{r_b}^2}.$$

Pertanto l'area geometrica del telescopio è

$$A_0 = (33674 \pm 660) \text{ mm}^2 \cong (337 \pm 7) \text{ cm}^2.$$

Il fattore di forma geometrica è dato invece dall'espressione ([10][18]):

$$\xi(R) = \frac{\mathcal{A}\{r_T(R), W(R), d(R)\}}{\pi W^2(R)}, \quad (2.9)$$

dove:

- $\mathcal{A}\{r_T(R), W(R), d(R)\}$  è la funzione di sovrapposizione,
- $W(R)$  è il raggio del fascio laser, scritto come ([10][18][19][20][21]) (Fig. 2.5)

$$W(R) = \sqrt{W_0^2 + (\tan\theta)^2 R^2}, \quad (2.10)$$

se la distribuzione della potenza del fascio laser è di forma gaussiana, scritto invece come ([17][18]) (Fig. 2.6)

$$W(R) = W_0 + (\tan\theta)R, \quad (2.11)$$

se la distribuzione della potenza del fascio laser è di forma piatta.

- $d(R)$  è la distanza di separazione tra gli assi del laser e del telescopio, data da ([10][18][19][20][21])

$$d(R) = d_0 - R \tan\delta, \quad (2.12)$$

in cui  $d_0$  è la separazione degli assi al lidar e  $\delta$  è l'angolo d'inclinazione tra

L

<sup>8</sup> Con  $\varepsilon$  indico l'incertezza delle misure.

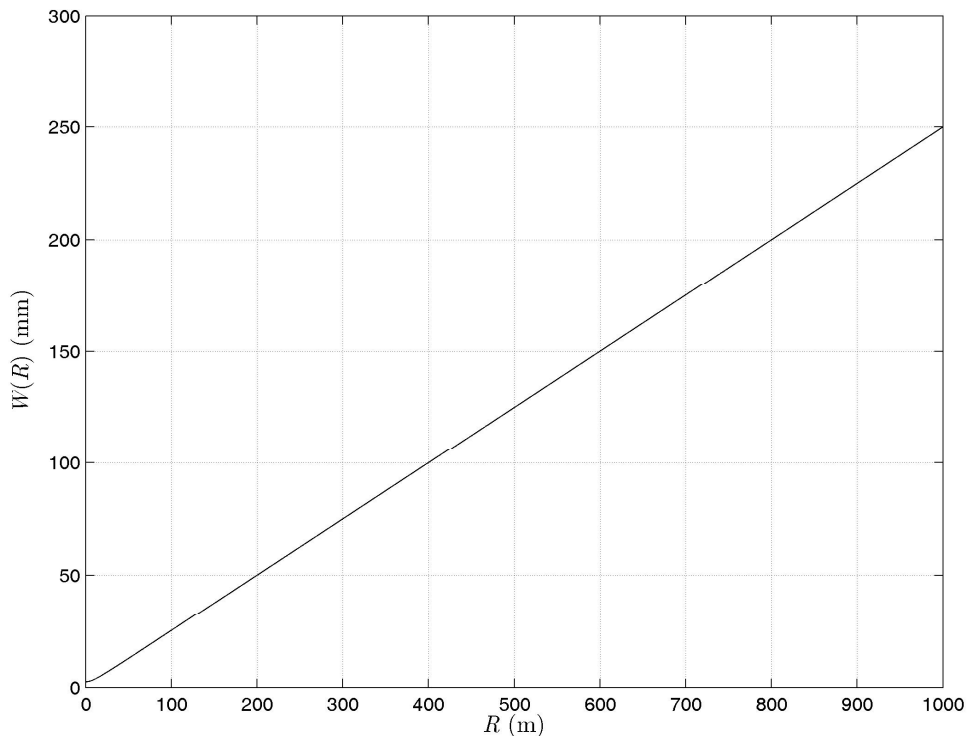
gli assi del laser e del telescopio.

Il raggio nella forma della (2.10) corrisponde al raggio esponenziale entro il quale è contenuto l'85 % della potenza laser ([10][23]), mentre il raggio nella forma (2.11) corrisponde al raggio reale entro cui è contenuta interamente la potenza laser ([10]).

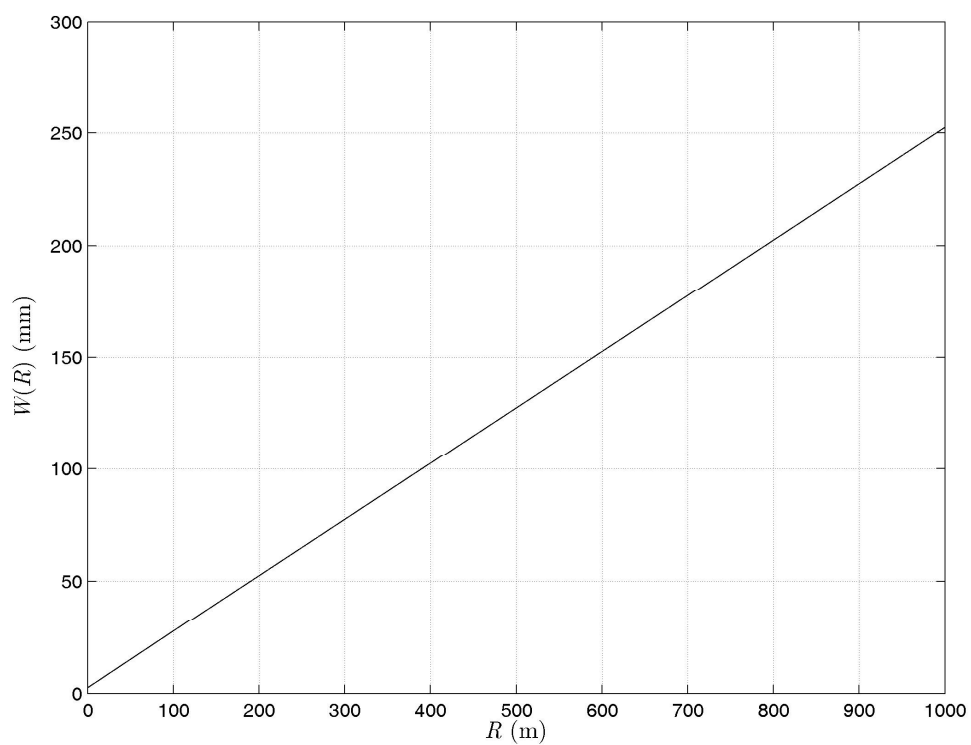
Dal confronto delle figure 2.5 e 2.6 seguenti si osserva che lungo il percorso del fascio laser i due valori del raggio sono praticamente identici, consentendo quindi di impiegare indifferentemente o l'uno o l'altro per i conteggi e le elaborazioni in cui è contenuto  $W(R)$ .

L'unica differenza risiede, come già detto, nel contenuto di potenza racchiuso nel volume di spazio che limitano.

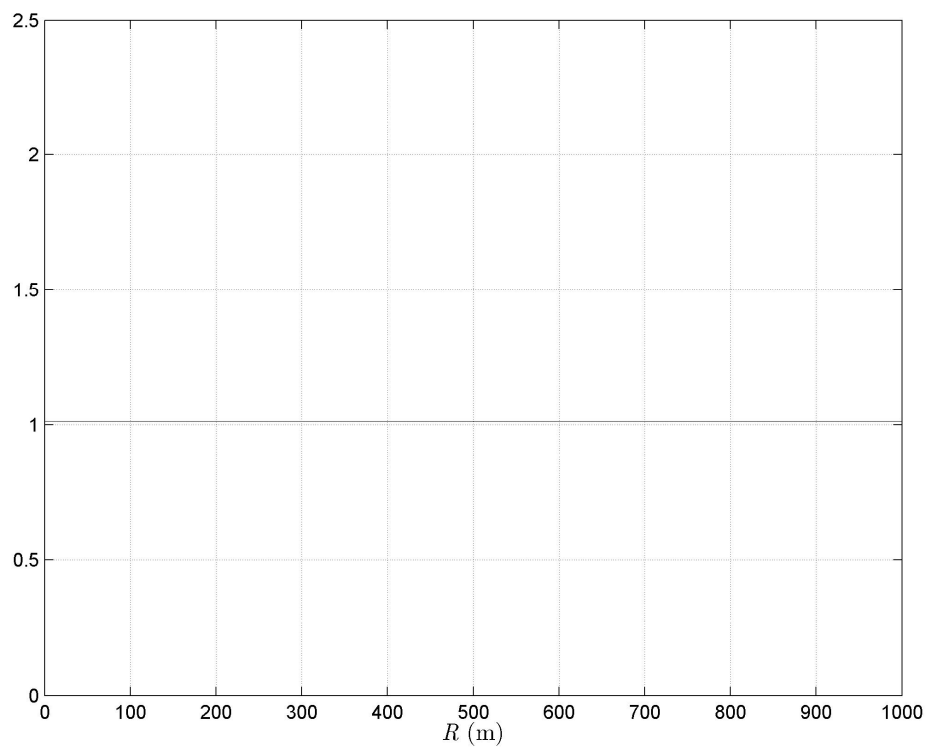
Nella figura 2.7 avvaloro la somiglianza numerica dei raggi mostrando il rapporto tra  $W(R)$  piatto e  $W(R)$  gaussiano, pari ad 1 e nella quale è chiaramente evidente anche l'indipendenza dalla distanza di questa relazione.



**Fig. 2.5.** Raggio del fascio laser nel caso di distribuzione gaussiana della potenza.



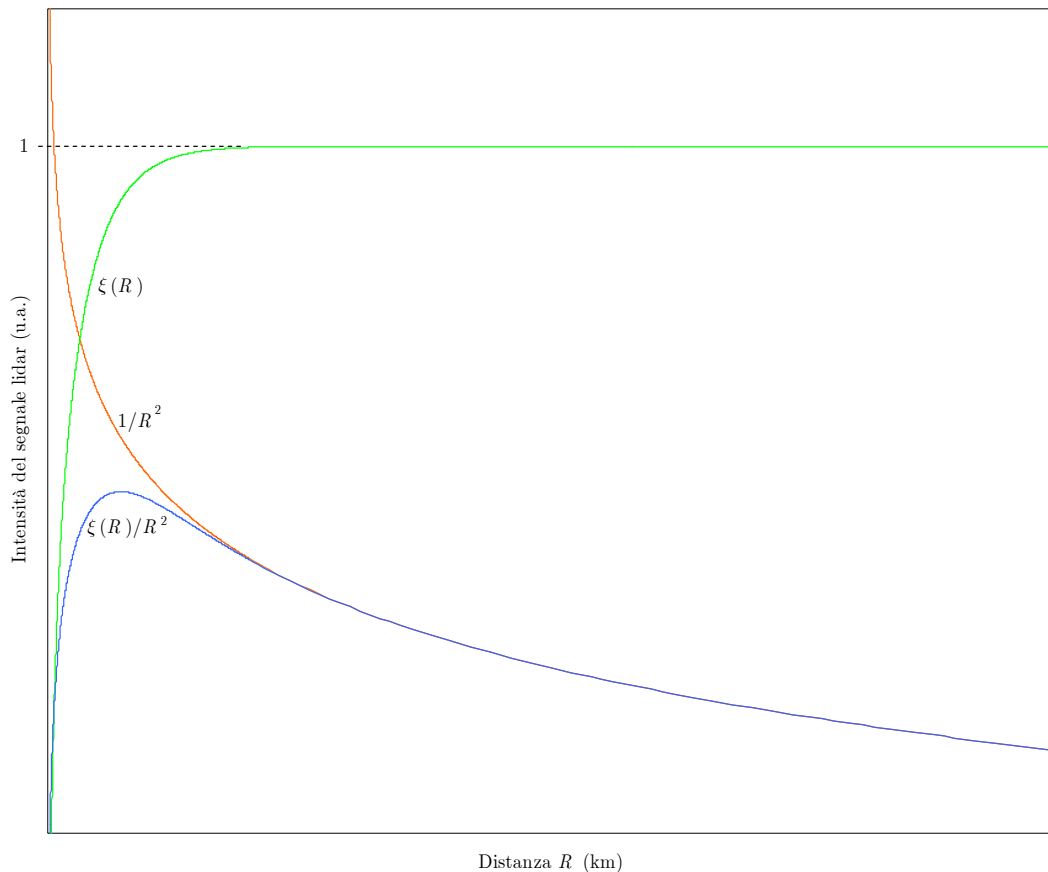
**Fig. 2.6.** Raggio del fascio laser nel caso di distribuzione piatta della potenza.



**Fig. 2.7.** Rapporto tra i raggi  $W(R)$  piatto e gaussiano del fascio laser.

Il fattore di forma geometrica, variabile da 0 ad 1 al crescere della distanza dal lidar e dipendente dalla funzione di sovrapposizione, che sarà studiata nella prossima sezione, è il parametro che caratterizza la sagoma del segnale lidar alle brevi e medie distanze (Fig. 2.8), dove è deviato dall'andamento proporzionale ad  $R^{-2}$ , come specificato dall'equazione lidar.

Dall'equazione (2.1) è chiaro che il segnale ricevuto dal sensore diminuisce con il quadrato della distanza dal lidar, ma poiché il lidar è biassiale, la radiazione entra nel campo di vista del ricevitore lateralmente ed in maniera graduale, secondo l'evoluzione del fattore di forma geometrica  $\xi(R)$ , generando il rapporto  $\xi(R)/R^2$  la risalita iniziale tipica del segnale vicino allo strumento, fino a quando  $\xi(R)$  diventa unitario ed il segnale scende come  $R^{-2}$ .



**Fig. 2.8.** Relazione tra il fattore di forma geometrica (in verde) ed il segnale lidar (in blu).

### 2.2.3 Funzione di sovrapposizione

La funzione di sovrapposizione ([24][25][26][27][28][29]) assume tre

diversi aspetti analitici dipendenti dalla tipologia di separazione tra gli assi del laser e del telescopio durante l'avanzamento dell'impulso luminoso emesso (Fig. 2.9 (a) e Fig. 2.9 (b)), le cui equazioni e dipendenze sono ([10][19]):

- $$\mathcal{A}\{r_T(R), W(R), d(R)\} = 0, \quad (2.13)$$

quando

$$d(R) \geq r_T(R) + W(R), \quad (2.14)$$

- $$\mathcal{A}\{r_T(R), W(R), d(R)\} = [W(R)]^2 \psi_W + [r_T(R)]^2 \psi_r - r_T(R)d(R) \sin \psi_r, \quad (2.15)$$

dove

$$\psi_W = \arccos \left( \frac{[d(R)]^2 + [W(R)]^2 - [r_T(R)]^2}{2W(R)d(R)} \right) \quad (2.16)$$

e

$$\psi_r = \arccos \left( \frac{[d(R)]^2 + [r_T(R)]^2 - [W(R)]^2}{2r_T(R)d(R)} \right), \quad (2.17)$$

quando

$$|r_T(R) - W(R)| < d(R) < r_T(R) + W(R), \quad (2.18)$$

- $$\mathcal{A}\{r_T(R), W(R), d(R)\} = \pi \min \left\{ [r_T(R)]^2, [W(R)]^2 \right\}, \quad (2.19)$$

quando

$$d(R) \leq |r_T(R) - W(R)|. \quad (2.20)$$

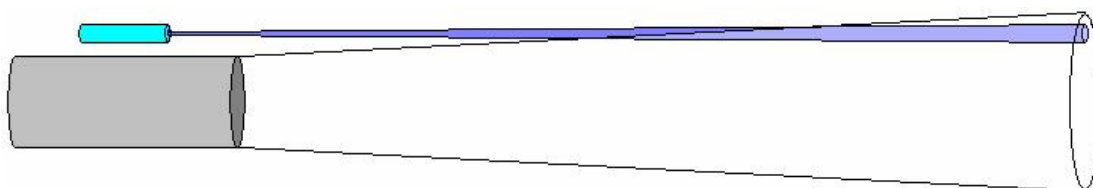
Generalmente il raggio del fascio laser  $W(R)$  è minore del raggio del *fov*  $r_T(R)$  e nella (2.19) il secondo membro diventa  $\pi W(R)^2$ , che sostituito nella (2.9) fa ottenere  $\xi(R) = 1$ .

La sostituzione della (2.13) nella (2.9) invece restituisce  $\xi(R) = 0$ .

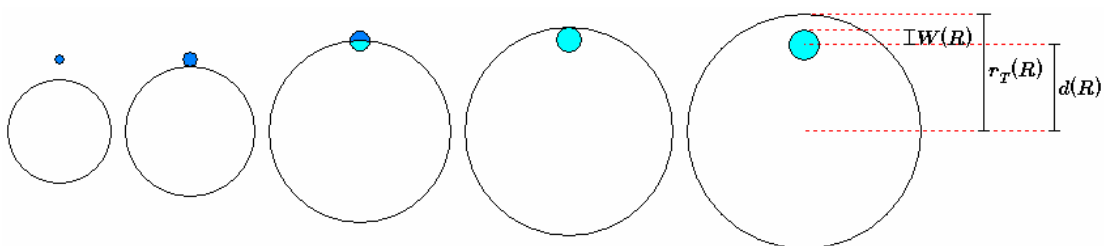
In sintesi, la sovrapposizione tra il fascio laser ed il campo di vista del ricevitore è nulla quando la distanza tra l'asse del laser e l'asse ottico del telescopio è superiore alla somma dei rispettivi raggi e ciò si verifica comunemente alle brevi distanze ed a quelle lunghe, ovviamente influenzate dall'angolo d'inclinazione  $\delta$ , ha un valore crescente da 0 quando la distanza è minore della somma e maggiore della differenza dei suddetti raggi (situazione di sovrapposizione parziale) ed è uguale all'area della circonferenza con raggio minore, solitamente quello del fascio laser, quando la distanza è inferiore alla differenza dei raggi (situazione di sovrapposizione completa).

La sovrapposizione parziale del fascio laser e del *fov* inizia ad una distanza che indico con  $R_s$  e si completa ad un'altra distanza che indico con

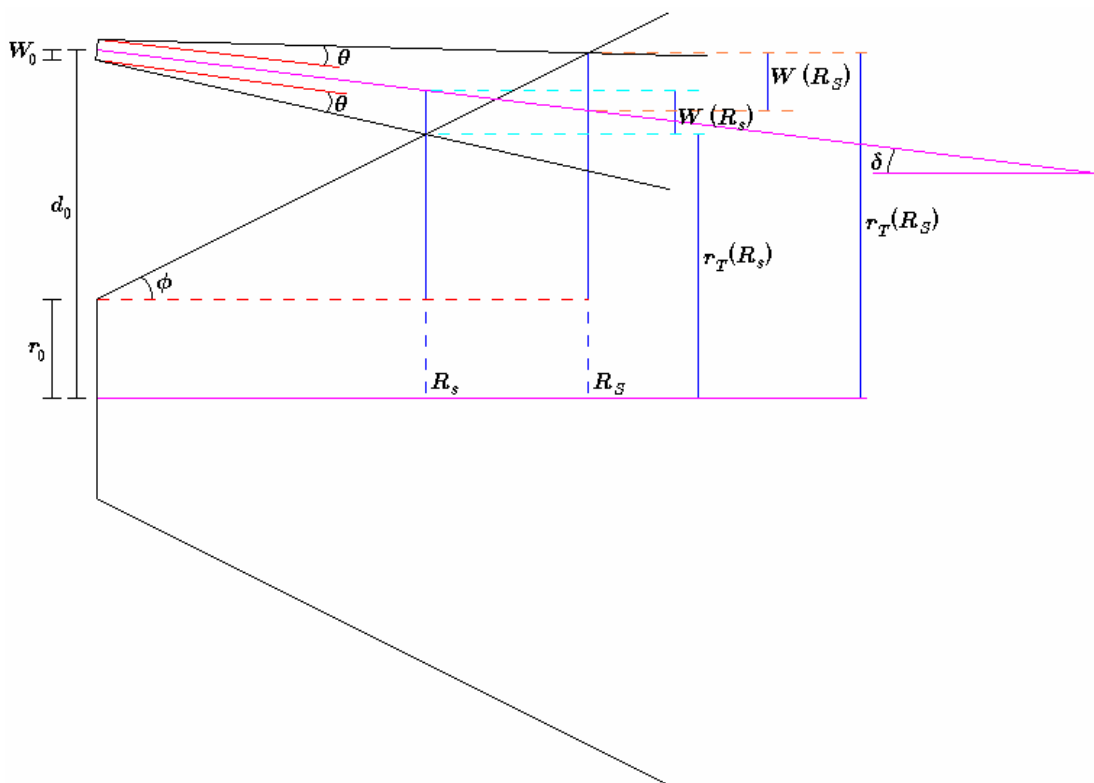
$R_s$ , alla quale inizia la sovrapposizione totale, e che calcolo facendo riferimento alla figura 2.10.



**Fig. 2.9.** (a) Sovrapposizione tra il campo di vista del ricevitore ed il fascio laser.



**Fig. 2.9.** (b) Sovrapposizione tra il campo di vista del ricevitore ed il fascio laser.



**Fig. 2.10.** Distanze di sovrapposizione tra il campo di vista del ricevitore ed il fascio laser.

Partendo dalle condizioni di validità (2.14) e (2.20) per i valori limite della funzione di sovrapposizione e sostituendo i rispettivi parametri, dai conteggi ottengo

$$R_s = \frac{(d_0 - r_0)(\tan \phi + \tan \delta) - \sqrt{\theta^2(d_0 - r_0)^2 + W_0^2[(\tan \phi + \tan \delta)^2 - (\tan \theta)^2]}}{(\tan \phi + \tan \delta)^2 - (\tan \theta)^2} \quad (2.21)$$

ed

$$R_s = \frac{(d_0 - r_0)(\tan \phi + \tan \delta) + \sqrt{\theta^2(d_0 - r_0)^2 + W_0^2[(\tan \phi + \tan \delta)^2 - (\tan \theta)^2]}}{(\tan \phi + \tan \delta)^2 - (\tan \theta)^2}. \quad (2.22)$$

Come il fascio laser entra nel campo di vista del ricevitore, parimenti ne esce e le distanze di abbandono parziale e totale, che indico con  $R_e$  ed  $R_E$ , sono

$$R_e = \frac{(d_0 + r_0)(\tan \phi - \tan \delta) - \sqrt{\theta^2(d_0 + r_0)^2 + W_0^2[(\tan \phi - \tan \delta)^2 - (\tan \theta)^2]}}{(\tan \phi - \tan \delta)^2 - (\tan \theta)^2} \quad (2.23)$$

ed

$$R_E = \frac{(d_0 + r_0)(\tan \phi - \tan \delta) + \sqrt{\theta^2(d_0 + r_0)^2 + W_0^2[(\tan \phi - \tan \delta)^2 - (\tan \theta)^2]}}{(\tan \phi - \tan \delta)^2 - (\tan \theta)^2}. \quad (2.24)$$

Nelle condizioni di misura tali che invece la pendenza  $\delta$  si può considerare prossima od uguale a zero e quindi il laser ed il telescopio paralleli tra di loro, le equazioni (2.21) e (2.22) per  $R_s$  ed  $R_s$  diventano

$$R_s = \frac{(d_0 - r_0) \tan \phi - \sqrt{\theta^2(d_0 - r_0)^2 + W_0^2[(\tan \phi)^2 - (\tan \theta)^2]}}{(\tan \phi)^2 - (\tan \theta)^2}$$

ed

$$R_s = \frac{(d_0 - r_0) \tan \phi + \sqrt{\theta^2(d_0 - r_0)^2 + W_0^2[(\tan \phi)^2 - (\tan \theta)^2]}}{(\tan \phi)^2 - (\tan \theta)^2}.$$

Questi ultimi due risultati si possono rendere formalmente più semplici mediante facili considerazioni geometriche come è possibile ottenere dall'esame della figura 2.11.

Introducendo la minima distanza  $d'$  tra il fascio laser ed il campo di vista del telescopio, ricavo per la distanza  $R_s$

$$\begin{aligned} d' &= d_0 - r_0 - W_0, \\ d' &= R_s(\tan \phi) + R_s(\tan \theta), \\ R_s &= \frac{d_0 - r_0 - W_0}{(\tan \phi) + (\tan \theta)}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

e per  $R_s$

$$d' = R_s(\tan \phi) - 2W_0 - R_s(\tan \theta),$$

$$d' + 2W_0 = d_0 - r_0 - W_0 + 2W_0 = d_0 - r_0 + W_0 = R_s(\tan \phi) - R_s(\tan \theta),$$

$$R_s = \frac{d_0 - r_0 + W_0}{(\tan \phi) - (\tan \theta)}. \quad (2.26)$$

Le distanze  $R_e$  ed  $R_E$  in questo caso non hanno più senso, essendo molto lontane, anche di lunghezza infinita, e ciò è deducibile altresì intuitivamente.

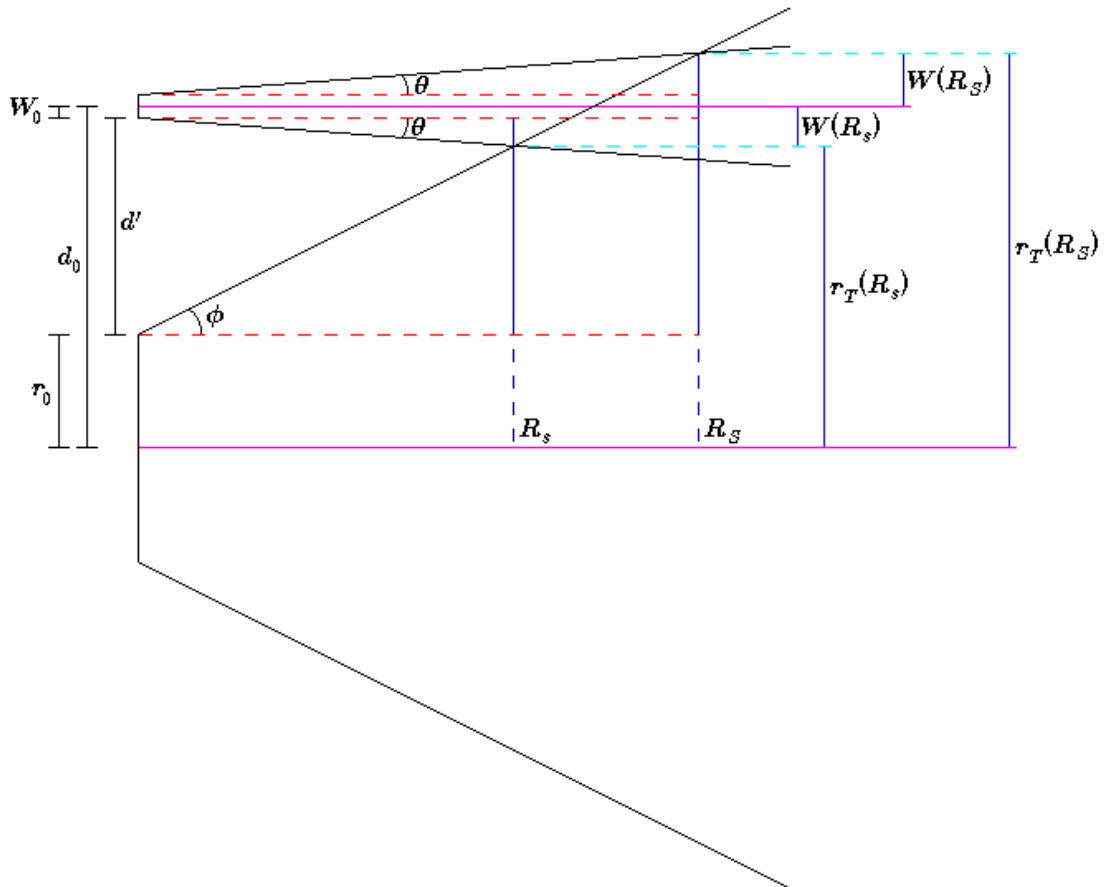


Fig. 2.11. Distanze di sovrapposizione tra il campo di vista del ricevitore ed il fascio laser.

### 2.2.4 Stima della distanza e dell'inclinazione tra trasmettitore e ricevitore

Per la determinazione della distanza iniziale  $d_0$  e dell'inclinazione  $\delta$  tra il laser ed il telescopio è innanzitutto necessario decidere come disporre e come montare questi due elementi costitutivi del lidar l'uno relativamente all'altro.

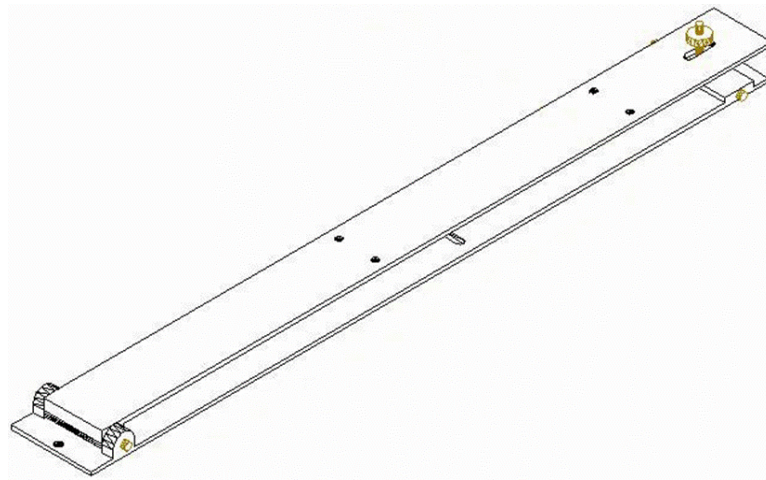
All'interno del gruppo di lavoro si è stabilito di porre il laser sopra il telescopio, ancorandoli entrambi ad un profilato di alluminio Bosch, lungo 1500 mm e di sezione 50 mm x 60 mm.

Il laser sarà appoggiato sul lato superiore della barra ed il telescopio

sarà appeso al suo lato inferiore.

Per sostenere il telescopio sono stati disegnati e costruiti dal mio gruppo di lavoro due anelli in alluminio *ad hoc* che lo avvolgono mentre per fissare il laser è stata disegnata e costruita all'uopo una piastra (Fig. 2.12), anch'essa interamente disegnata e costruita dal gruppo di lavoro.

Questa piastra, oltre che fungere da mezzo di aggancio alla barra bosch, consente di eseguire la regolazione fine angolare verso l'asse ottico mediante due rondelle filettate poste sul retro.



**Fig. 2.12.** Piastra di sostegno e posizionamento del laser.

Avendo a disposizione questi nuovi pezzi, la distanza  $d_0$  si trova sommando tutte le distanze intermedie comprese tra gli elementi costruttivi frapposti.

Queste distanze sono il raggio del tubo del telescopio, la distanza tra il telescopio ed il lato inferiore del profilato, l'altezza del profilato, la distanza tra il profilato e la parte superiore della piastra e tra questa ed il centro del foro di uscita del laser.

L'inclinazione tra il laser ed il telescopio la calcolo con una semplice schematizzazione geometrica, rappresentata nella figura 2.13.

Si tratta di considerare il triangolo rettangolo con cateto minore uguale alla distanza iniziale laser-telescopio al lidar, misurata come descritto sopra e pari a  $(326.00 \pm 0.05)$  mm, e cateto maggiore dato dalla distanza  $R^*$  generica che si vuole analizzare, lungo l'asse ottico del telescopio.

L'angolo lo ricavo pertanto come

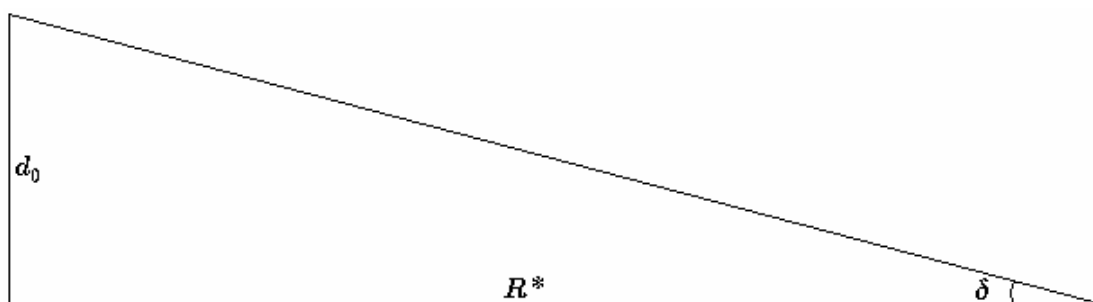
$$\tan \delta = \frac{d_0}{R^*}, \quad (2.27)$$

da cui

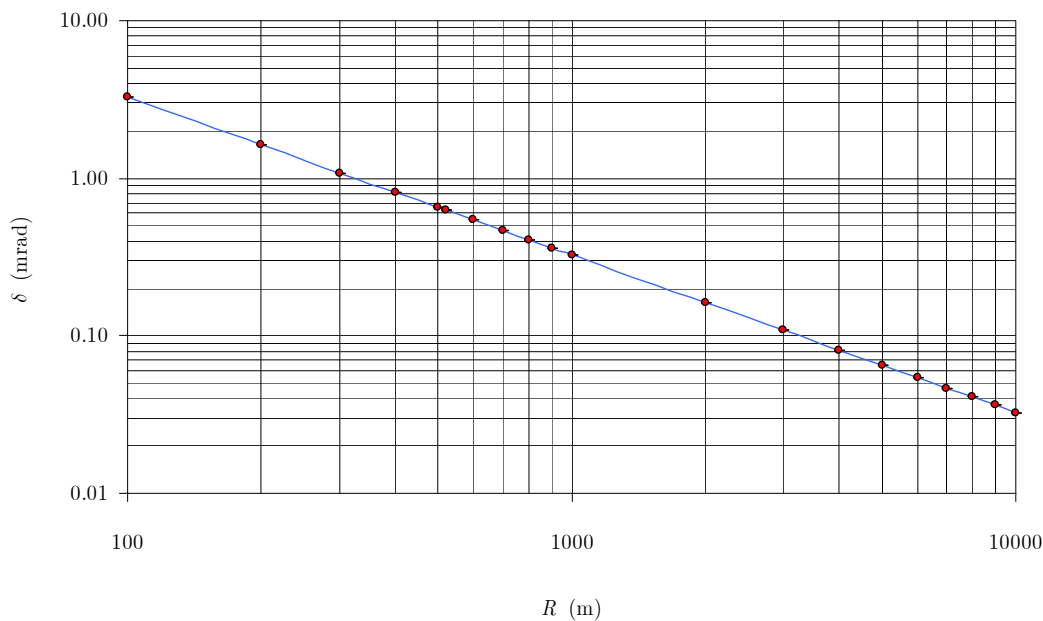
$$\delta = \arctan\left(\frac{d_0}{R^*}\right), \quad (2.28)$$

con incertezza

$$\varepsilon_\delta = \frac{R^* \varepsilon_{d_0}}{R^{*2} + d_0^2}.$$



**Fig. 2.13.** Angolo d'inclinazione laser-telescopio.



**Fig. 2.14.** Andamento di  $\delta$  con alcune varie possibili distanze d'indagine.

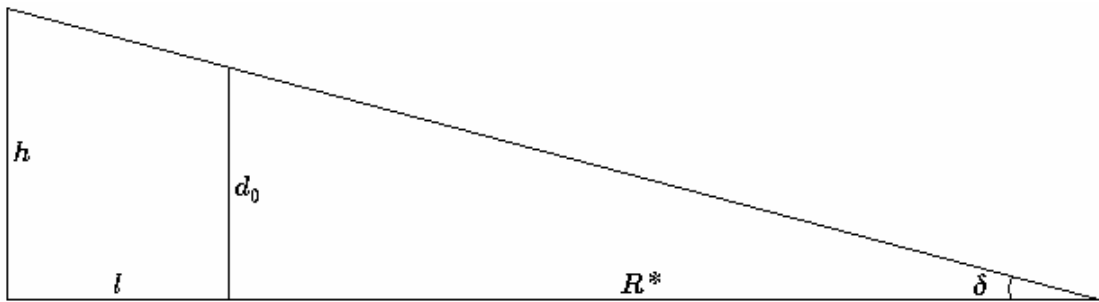
Nella figura 2.14 è schematizzato l'andamento dell'angolo d'inclinazione laser-telescopio, a partire da punti campione equidistanti, ottenuto applicando l'equazione (2.28), nella quale  $d_0 = (326.00 \pm 0.05)$  mm.

Nell'intervallo spaziale considerato, l'angolo  $\delta$  diminuisce linearmente

con la distanza, mantenendosi nell'ordine di grandezza di  $10^{-2} \div 10^0$  mrad.

Per ottenere l'inclinazione relativa alla distanza d'interesse, conoscendo  $\delta$  e  $d_0$ , bisogna determinare di quanto si deve sollevare posteriormente il laser mediante le rondelle della piastra già citate.

Per questo conteggio ho considerato due triangoli simili (Fig. 2.15), uno dei quali è formato dai prolungamenti del cateto maggiore e dell'ipotenusa del triangolo di figura 2.13.



**Fig. 2.15.** Angolo d'inclinazione laser-telescopio.

Ho indicato con  $l$  il prolungamento del cateto maggiore e con  $h$  il cateto minore, che rappresenta l'altezza di cui bisogna innalzare il laser.

La lunghezza  $l$ , disposta fisicamente lungo la piastra, l'ho scelta opportunamente sfruttandone un riferimento ed il suo valore misurato è di  $(875 \pm 1)$  mm.

Dalla similitudine ottengo

$$\tan \delta = \frac{d_0}{R^*} = \frac{h}{R^* + l}, \quad (2.29)$$

dalla quale per  $h$  ricavo

$$h = d_0 \left( 1 + \frac{l}{R^*} \right), \quad (2.30)$$

il cui errore è

$$\varepsilon_h = \sqrt{\left( 1 + \frac{l}{R^*} \right)^2 \varepsilon_{d_0}^2 + \left( \frac{d_0}{R^*} \right)^2 \varepsilon_l^2}.$$

Quindi, una volta deciso a quale distanza  $R^*$  puntare il laser, si calcola con la formula (2.30) l'altezza di cui bisogna sollevare il laser nel punto di riferimento ed inoltre è possibile valutare l'andamento della distanza  $d(R)$  (equazione (2.12)) ed ancora la sovrapposizione laser-telescopio.

## 3 Progettazione del lidar (seconda parte)

### 3.1 Analisi ottica con il software ZEMAX<sup>1</sup>

Nella sezione 2.2.1 ho calcolato quanto deve essere il diametro minimo dell'apertura dello stop di campo da applicare al fotocatodo del tubo fotomoltiplicatore affinché sia verificata la condizione di uguaglianza o superiorità del campo di vista del ricevitore rispetto alla divergenza del fascio laser, condizione assunta essenziale per la validità dell'equazione e delle varie tecniche lidar.

Pertanto la ricerca del suo valore l'ho effettuata con l'ausilio dell'applicativo ZEMAX Optical Design Program, potente strumento software per il disegno ottico.

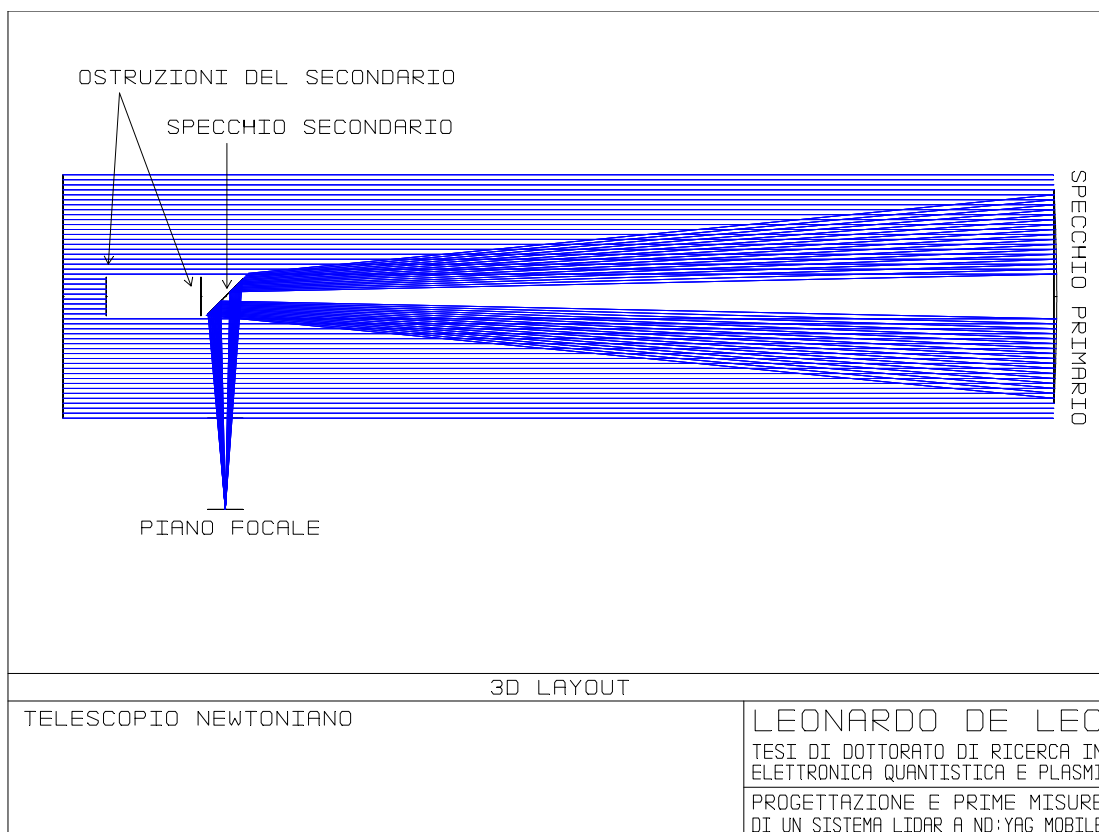
L'esame che ho attuato è consistito nell'esecuzione in sequenza logica dei seguenti tre passi: dapprima ho ricostruito un telescopio newtoniano mediante le funzioni del programma, personalizzandolo con i parametri di quello in nostra dotazione, successivamente ho tracciato a partire da alcuni punti sull'asse ottico del telescopio, presi a distanze arbitrarie diverse, i raggi da essi uscenti individuati dal telescopio e che compongono sul piano focale delle immagini di forma circolare di dimensione radiale finita per le quali ne ho valutato i diametri ed infine, per le medesime distanze, ho determinato i diametri delle immagini della sezione del fascio laser, assunto puntare verso questi punti sull'asse ottico in ognuna delle singole elaborazioni.

La sezione del fascio laser considerata nei vari punti è quella ottenuta con l'equazione (2.11), sostituendo alla distanza  $R$  le distanze di tali medesimi

L

<sup>1</sup> Portale internet: <http://www.zemax.com/>.

punti e moltiplicando per 2 il risultato al fine di ottenerne la misura del diametro, introducendo l'approssimazione di giudicare la distribuzione della potenza del fascio laser essere piatta lungo la sua larghezza, dandomi ciò modo di ritenere ogni suo punto parimenti coinvolto nel processo di interazione con la materia.



**Fig. 3.1.** Schematizzazione del telescopio in ZEMAX.

Nella figura 3.1 è mostrato il telescopio ottenuto con ZEMAX, nella quale per illustrare il volume cilindrico che racchiude i componenti ottici ho considerato il punto all'infinito sull'asse ottico, a cui competono i raggi paralleli che investono il telescopio e che entrano attraverso la sua apertura.

La precedente rappresentazione inoltre facilita la comprensione visiva del percorso seguito dai raggi luminosi provenienti dai punti in considerazione.

Gli elementi indicati come ostruzioni del secondario costituiscono parte del supporto a sostegno dello specchio medesimo e che non ho ritenuto trascurabili fisicamente nell'analisi ottica con ZEMAX, a differenza dei tre raggi radiali sottili a  $120^\circ$  l'uno dall'altro che fissano tale supporto al tubo del telescopio.

I risultati processati da ZEMAX mi hanno dato la possibilità di ottenere per i punti presi sull'asse ottico il grafico in figura 3.2, nel quale è evidente la diminuzione della dimensione dell'immagine nel piano focale all'aumentare della distanza dal lidar, secondo un andamento uniforme, e per i punti del fascio laser il grafico in figura 3.3, in cui dopo una discesa più netta i valori tendono a diminuire in maniera più delicata, fino ad uguagliare all'infinito il valore asintotico di 0.515 mm.

Quest'ultimo valore è familiare perché è identico al minimo diametro dell'apertura del diaframma valutato nella sezione 2.2.1 e ciò comporta la deduzione che nel caso in cui il doppio dell'angolo del campo di vista è maggiore o uguale della divergenza del fascio laser, la minima apertura dello stop di campo è equivalente al diametro dell'immagine nel piano focale del fascio laser a distanza infinita, numericamente dato dalla formula già incontrata

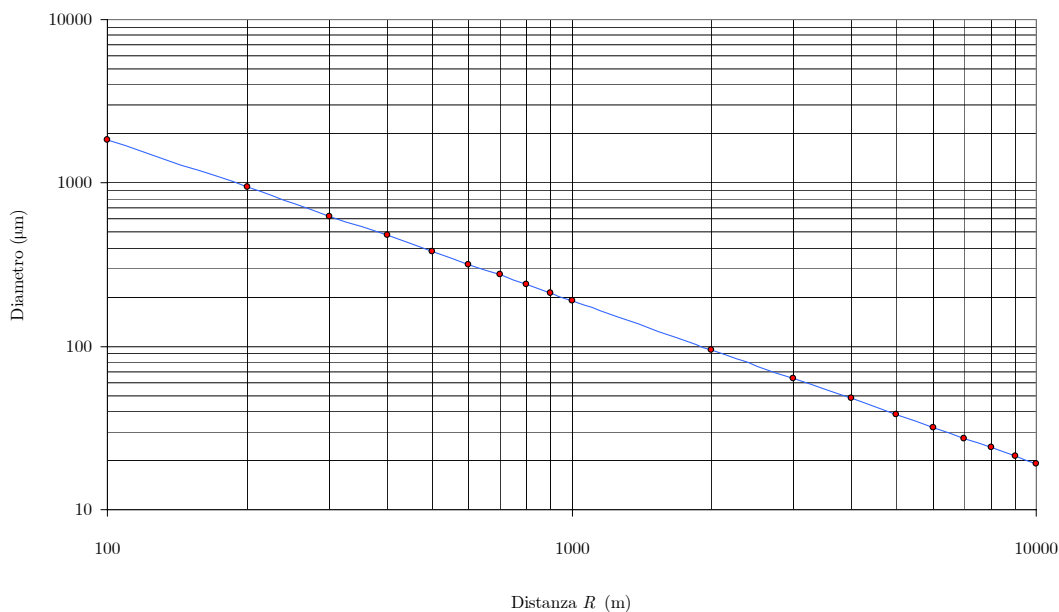
$$d_D = 2f \tan \theta.$$

Nella figura 3.2 si riscontra che i punti in prossimità del telescopio formano sul piano focale un'immagine circolare distribuita non nitida, indicata in genere con il termine di *cerchio di minima confusione* ([10][19]) ed uguale, a parità di distanza  $R$  dal ricevitore, per tutti i punti rilevati dal telescopio nel piano ortogonale all'asse ottico; i singoli punti considerati sull'asse ottico quindi sono rappresentativi anche di quelli con le caratteristiche appena dette.

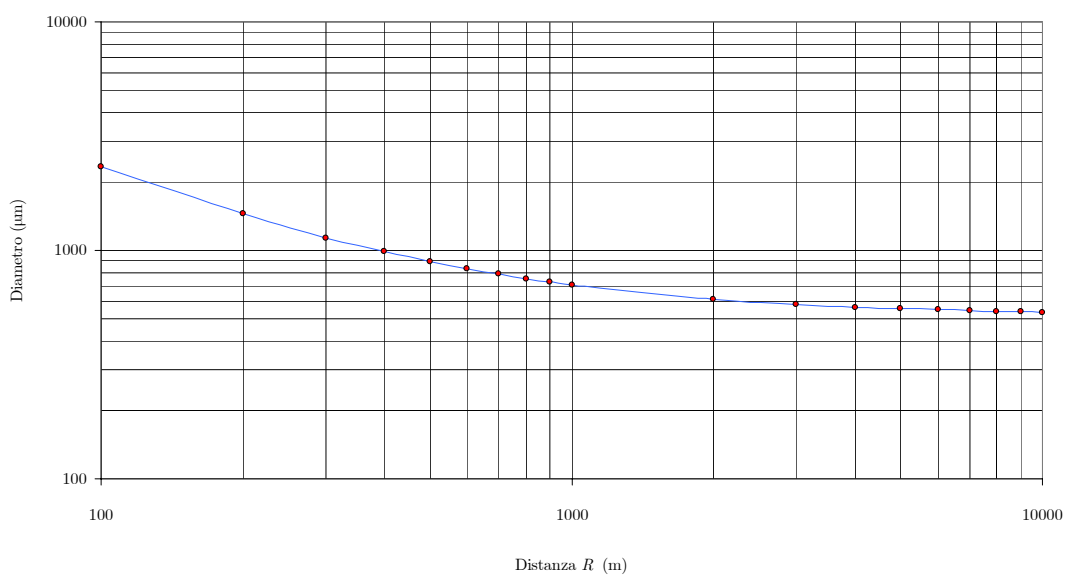
Allontanandosi dal telescopio, l'immagine diventa sempre più piccola fino ad assumere la dimensione di un punto, come indicato dall'ottica geometrica.

Per il fascio laser invece, nella figura 3.3, la concomitanza tra l'aumento della sua dimensione trasversa con la distanza ed il suo allontanamento dal telescopio è tale che l'immagine, anche in questo caso di dimensione finita e maggiore di quelle prima illustrate, diminuisce pure ma in maniera asintotica verso un diametro costante.

Si può ritenere che per le grandi distanze, definite tali quelle utili ai fini di ottenere informazioni valide dall'applicazione della tecnica lidar, a partire da 4 km circa, il diametro dell'immagine del fascio laser sia sostanzialmente costante e pari a 0.5 mm.



**Fig. 3.2.** Diametro delle immagini nel piano focale dei punti sull'asse ottico del telescopio.



**Fig. 3.3.** Diametro delle immagini nel piano focale del fascio laser incidente sull'asse ottico.

La scelta del diametro  $d_D$  deve essere indirizzata dalla consultazione della figura 3.3, partendo dal presupposto di aver deciso a quale distanza puntare il lidar e dalla precisione di cui è dotato il diaframma commerciale in possesso o dalla precisione che si può ottenere fabbricandolo autonomamente.

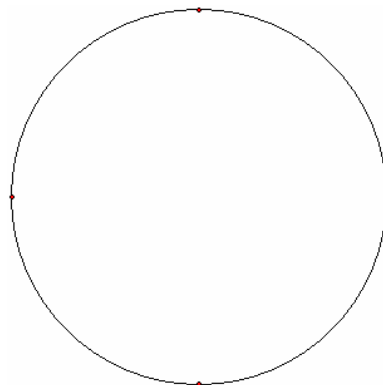
Per esempio, se l'indagine deve essere rivolta alla distanza di 5 km e si possiede un diaframma con apertura precisa al mezzo millimetro, osservo che

posso usare un'apertura di 0.5 mm, perdendo soltanto una porzione trascurabile della radiazione elettromagnetica intercettata.

Se invece si usa un diametro di 1 mm, incide sul sensore anche una notevole quantità di energia dovuta alla radiazione indesiderata, entrante attraverso una superficie circa tre volte maggiore rispetto alla supplementare area dell'immagine del fascio laser.

Nelle due pagine seguenti, mostro una serie di figure che mi sono servite per ricavare i grafici 3.2 e 3.3, rappresentanti le immagini ottenute sul piano focale del telescopio per alcune distanze campione dei punti presi sull'asse ottico e per quelli del fascio laser.

Il fascio laser l'ho visualizzato comodamente rappresentandolo esclusivamente mediante quattro punti situati sulla circonferenza massima della sua sezione perpendicolare all'asse ottico, presi ortogonali ed opposti a coppie (Fig. 3.4).



**Fig. 3.4.** Rappresentazione del fascio laser sull'asse ottico mediante quattro punti.

Si può notare benissimo nelle figure ZEMAX la sagoma dell'ombra dello specchio secondario, la qual cosa mi fa concludere che per le dimensioni in gioco del fascio laser e del telescopio la sua presenza non è ininfluenza ma è di parziale ostacolo alla radiazione vista dal ricevitore.

Nelle figure 3.5 si osserva la crescita della dimensione radiale dell'immagine del punto sull'asse ottico al diminuire della distanza dal lidar proprio come dicono le leggi dell'ottica classica.

Dalle figure 3.6 si osserva che diminuendo la distanza dal lidar le immagini dei singoli punti del fascio si allargano e si addensano attorno all'asse ottico, determinando anche un allargamento dell'immagine

complessiva del fascio laser.

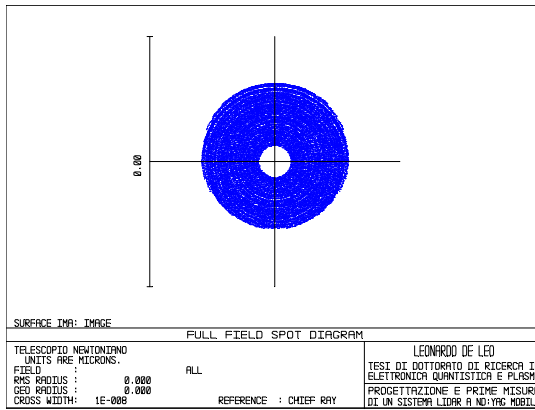


Fig. 3.5. (a) Immagine del punto all'infinito.

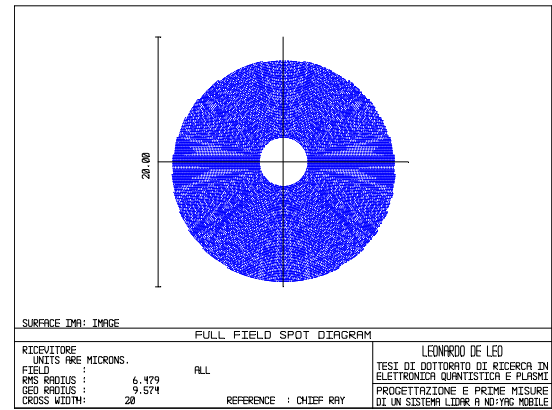


Fig. 3.5. (b) Immagine del punto a 10 km.

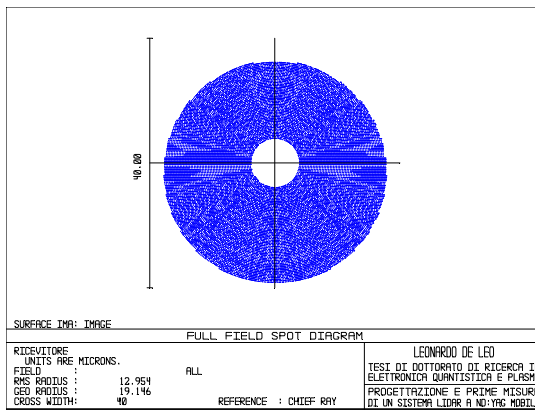


Fig. 3.5. (c) Immagine del punto a 5 m.

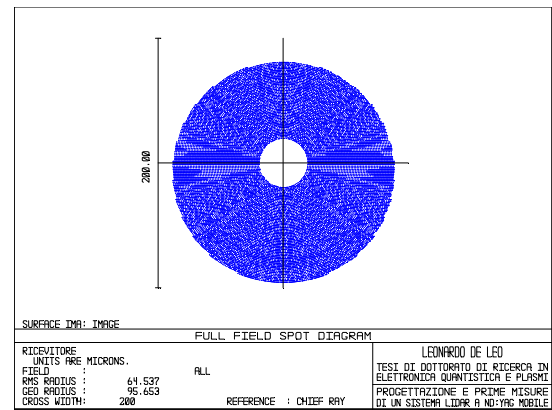


Fig. 3.5. (d) Immagine del punto ad 1 km.

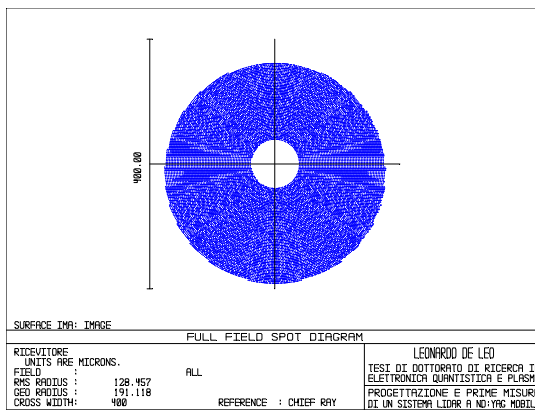


Fig. 3.5. (e) Immagine del punto a 500 m.

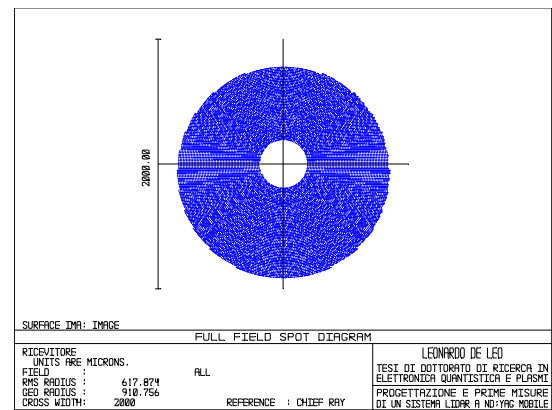


Fig. 3.5. (f) Immagine del punto a 100 m.

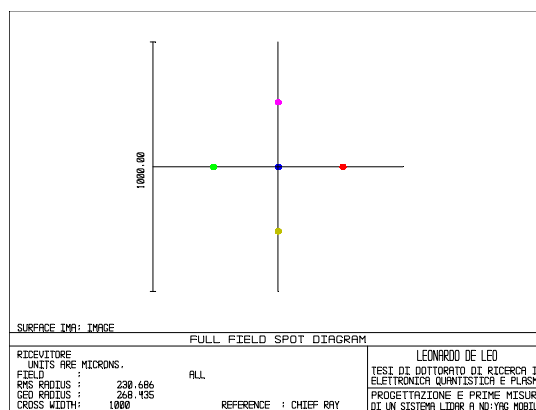


Fig. 3.6. (a) Immagine del fascio a 10 km.

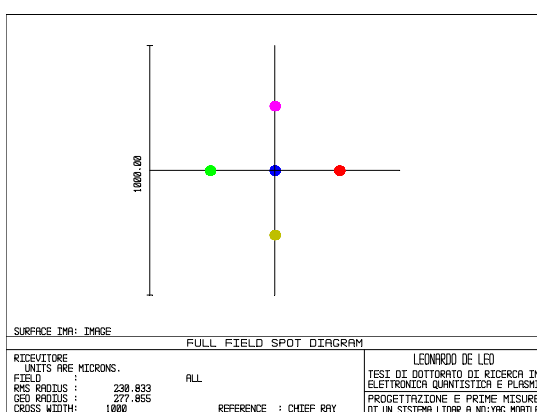


Fig. 3.6. (b) Immagine del fascio a 5 km.

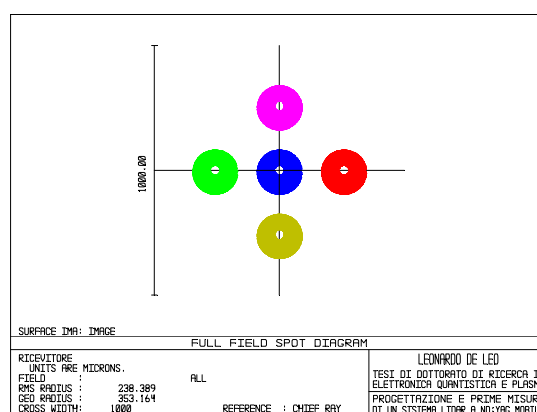


Fig. 3.6. (c) Immagine del fascio ad 1 km.

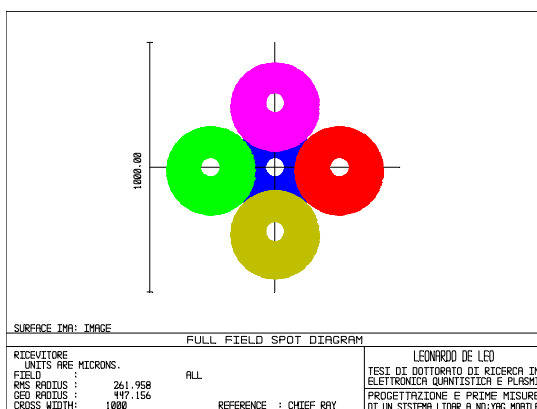


Fig. 3.6. (d) Immagine del fascio a 500 m.

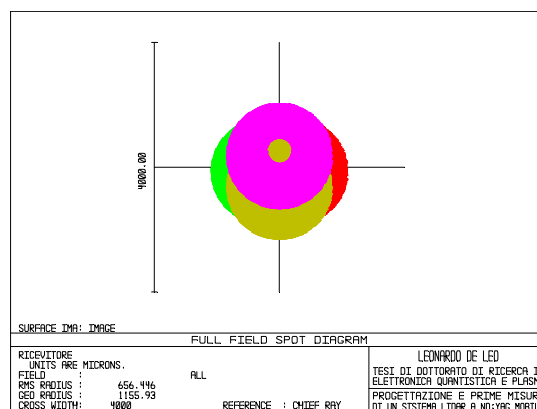
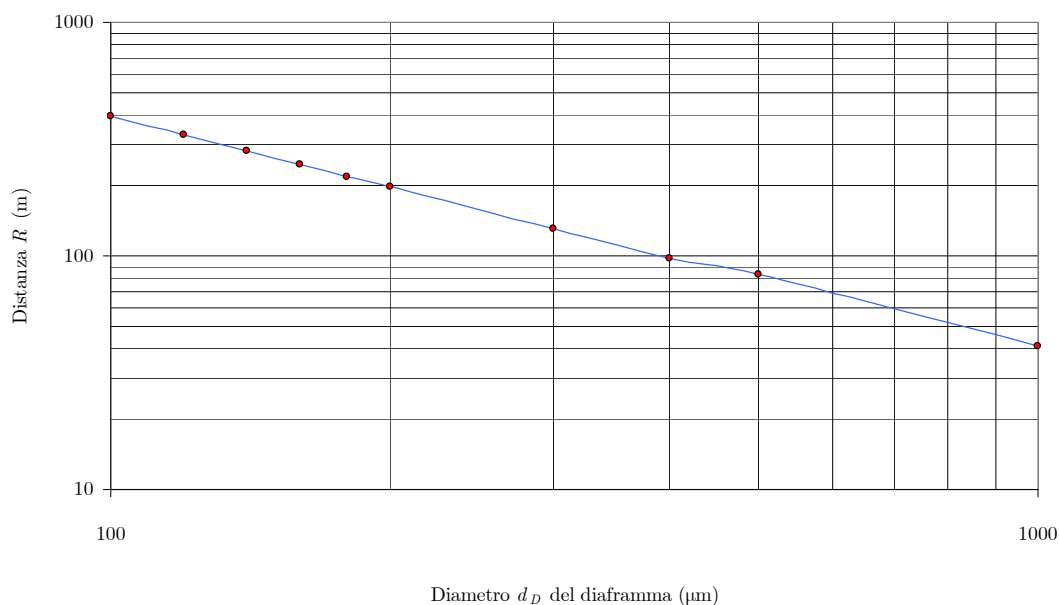


Fig. 3.6. (e) Immagine del fascio a 100 m.

### 3.1.1 Ombra del secondario maggiore dell'apertura dello stop di campo

Ho reputato comodo, seppure non determinante ai fini della scelta del diametro del diaframma da adoperare, valutare le distanze al di sotto delle quali l'ombra prodotta dallo specchio secondario sul piano focale incomincia a divenire maggiore del diametro dello stop di campo collocato nel fuoco, al

variare del diametro stesso (Fig. 3.7).



**Fig. 3.7.** Distanza al di sotto della quale l'ombra del secondario è maggiore di  $d_D$ .

Per la ricerca delle distanze ho considerato i punti centrati sull'asse ottico, ma ho verificato ed è anche chiaro dall'ottica geometrica, che, fissato un diametro  $d_D$ , diminuendo la distanza a partire da quella propria di annullamento dell'immagine, anche i punti radiali prossimi all'asse ottico non vengono percepiti dal sensore.

Quindi, per esempio, per il diaframma da  $d_D = 1$  mm, al di sotto di circa 41 m un disco di punti di raggio crescente non sarà rivelato e non contribuirà pertanto al segnale elettrico in uscita dal fotomoltiplicatore.

Si può intuire il vantaggio a cui da origine questa situazione nell'eliminare o ridurre sia il disturbo luminoso prodotto alle brevi distanze sia, e più importante, la radiazione laser retrodiffusa dalle medesime brevi distanze, che costituisce la parte maggiormente energetica che investirebbe il sensore e che potrebbe essere causa di eventuali danneggiamenti del fotocatodo.

### 3.1.2 Cono d'ombra dello specchio secondario

Come affermato in precedenza, il secondario crea un cono d'ombra nello spazio immagine e la sua estensione angolare massima è tale che i punti dell'asse ottico inferiore alla distanza del vertice di questo angolo, rispetto al

secondario, non sono osservati dal ricevitore (Fig. 3.8).

Ho cercato con ZEMAX la distanza tra il vertice del cono d'ombra e l'ostruzione del secondario, trovando che è di 211.97 mm.

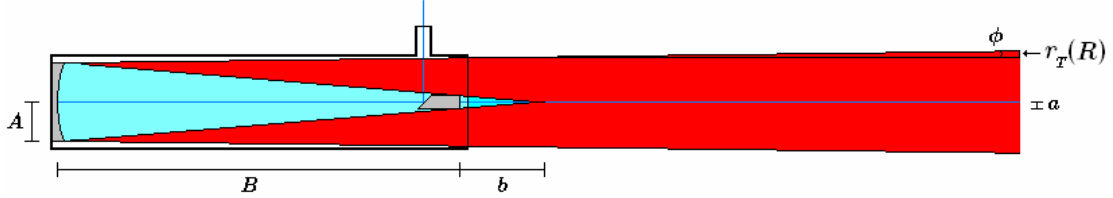


Fig. 3.8. Cono d'ombra dello specchio secondario (in azzurro).

Ho fatto la verifica analitica di questo risultato considerando due triangoli simili come nella figura 3.8, uno avente per cateto minore il raggio dello specchio primario [ $A = r_p = (105.0 \pm 0.5)$  mm] e cateto maggiore la distanza del vertice del cono al primario [ $B + b = (938 \pm 1)$  mm +  $b$ ], l'altro per cateto minore il raggio dell'ostruzione del secondario [ $a = (19.00 \pm 0.01)$  mm] e cateto maggiore la distanza incognita  $b$  tra l'ostruzione ed il vertice del cono.

Calcolando ricavo

$$\frac{A}{B+b} = \frac{a}{b},$$

da cui

$$b = \frac{B}{\frac{A}{a} - 1} = 207.2 \text{ mm}$$

ed

$$\varepsilon_b = \frac{1}{A-a} \sqrt{a^2 \varepsilon_B^2 + \left(\frac{aB}{A-a}\right)^2 \left[ \varepsilon_A^2 + \left(\frac{A}{a}\right)^2 \varepsilon_a^2 \right]} = 1.2 \text{ mm.}$$

Il vertice del cono si trova con entrambi i metodi a circa 21 cm dall'ostruzione.

Tale distanza è assolutamente irrisoria nel contesto dell'indagine lidar.

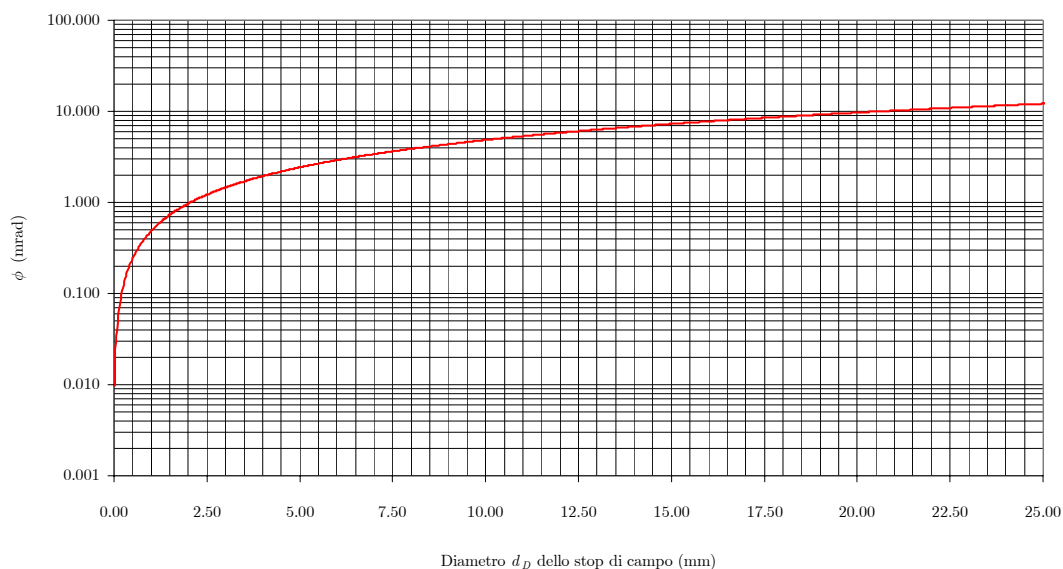
### 3.2 Campo di vista

Applicando la formula (2.2), ho ottenuto la raffigurazione della variabilità del campo di vista in dipendenza del diametro  $d_p$  dell'apertura del diaframma (Fig. 3.9).

Relativamente al diametro scelto, si individua così il corrispondente

campo di vista.

Per esempio, sempre per il diaframma da  $d_D = 1$  mm, il campo di vista è di  $0.485$  mrad =  $0^\circ 1' 40''$ , che è maggiore della metà della divergenza laser.



**Fig. 3.9.** Campo di vista al variare del diametro  $d_D$ .

### 3.3 Montatura mobile dell'apparato lidar

Il lidar è stato concepito per essere compatto, trasportabile ed automatizzato.

La realizzazione pratica delle suddette esigenze è avvenuta agganciando la struttura laser-telescopio introdotta nella sezione 2.2.4 ad un supporto mobile.

Questo è una montatura di schema costruttivo altazimutale; in tale maniera il lidar compie rotazioni orizzontali e rotazioni verticali.

La montatura, progettata e fabbricata dal mio gruppo di lavoro, è costituita da un cavalletto regolabile in altezza e da due elementi motorizzati che effettuano spostamenti ortogonali tra di loro.

I motori applicati appartengono alla serie Motomate della Crouzet<sup>2</sup>, sono di tipo brushless da 80 W con controllore logico programmabile (PLC) integrato, funzionanti con un'alimentazione elettrica continua di 24 V e comandati da computer mediante il software Millenium II+ fornito dal

L

<sup>2</sup> Portale internet: <http://www.crouzet.com/>.

costruttore.

I PLC li ho incastonati in una cassetta elettrica della GEWISS, posta a valle di un alimentatore da 24 V collegato alla rete elettrica tradizionale, distribuito insieme ai PLC per fornirgli potenza elettrica.

Come indicato dal costruttore, un PLC è considerato il controllore master e l'altro è considerato il controllore slave.

Ogni PLC è connesso ad un motore; il PLC master governa quello che identifico come Motore 1, per le rotazioni nel piano orizzontale, il PLC slave governa il Motore 2, per le rotazioni nel piano verticale.

Ho inoltre eseguito i cablaggi tra i due PLC, tra i PLC ed i motori, tra la rete elettrica e l'alimentatore e tra quest'ultimo e la cassetta elettrica, secondo gli schemi elettrici del costruttore.

Il collegamento tra il computer di controllo ed i moduli PLC avviene per mezzo di due cavi di programmazione identici compresi con i PLC, aventi ad un capo un connettore seriale femmina da 9 pins.

Poiché il computer in dotazione contiene due porte seriali maschio da 9 pins, si usano entrambe, assegnando la COM1 al Motore 1 e la COM2 al Motore 2.

L'applicazione per la gestione dei motori, che ho denominato Motori (Fig. 3.10) e che ho realizzato impiegando le funzioni del Millennium II+, l'ho collaudata durante la sua fase progettuale e quindi memorizzata sui singoli PLC.

La procedura di movimentazione consiste nel selezionare dapprima il motore da far funzionare relativamente al movimento da far compiere al sistema lidar e successivamente nell'impostare numericamente la posizione assunta come traguardo verso la quale si dirige il lidar.

Per spostare il sistema verso una nuova posizione, basta inserire la propria nuova coordinata.

Il valore della posizione da raggiungere viene dato mediante la funzione NUM IN mentre il comando di avvio della movimentazione mediante lo schiacciamento del pulsante A del telecomando virtuale (Display) (Fig. 3.11) del programma.

Nella figura 3.12 è rappresentata con un diagramma di flusso la procedura di movimentazione.

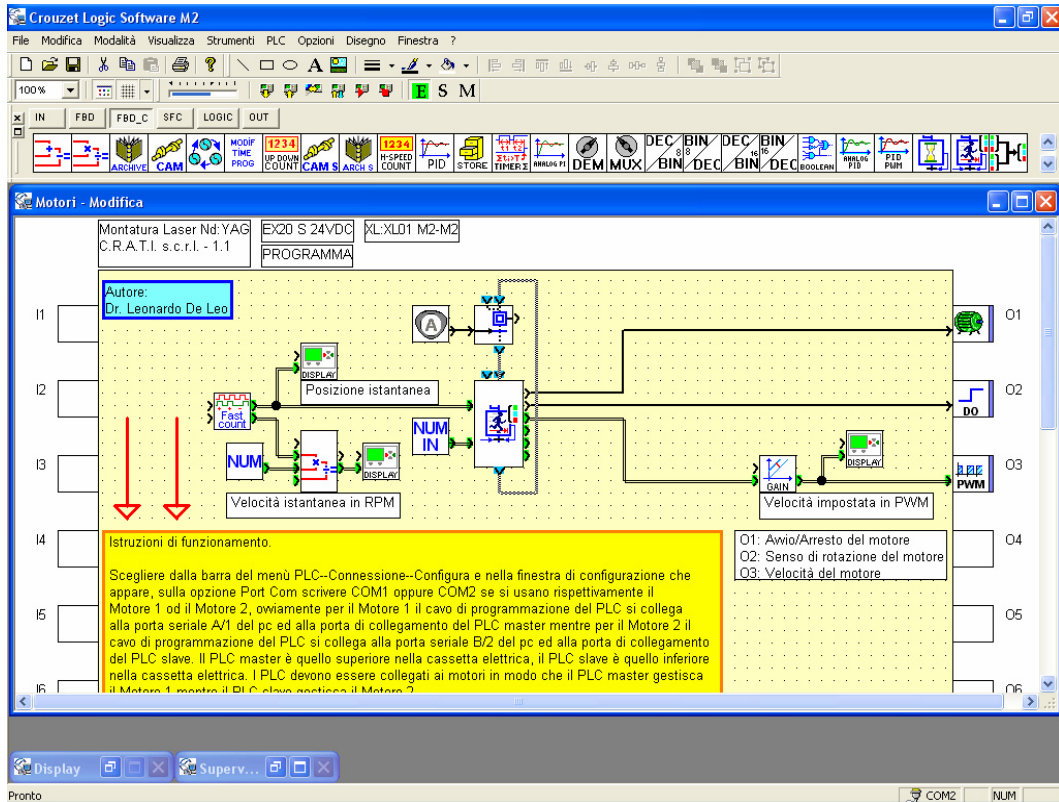


Fig. 3.10. Interfaccia dell'applicazione per la gestione dei motori della montatura.

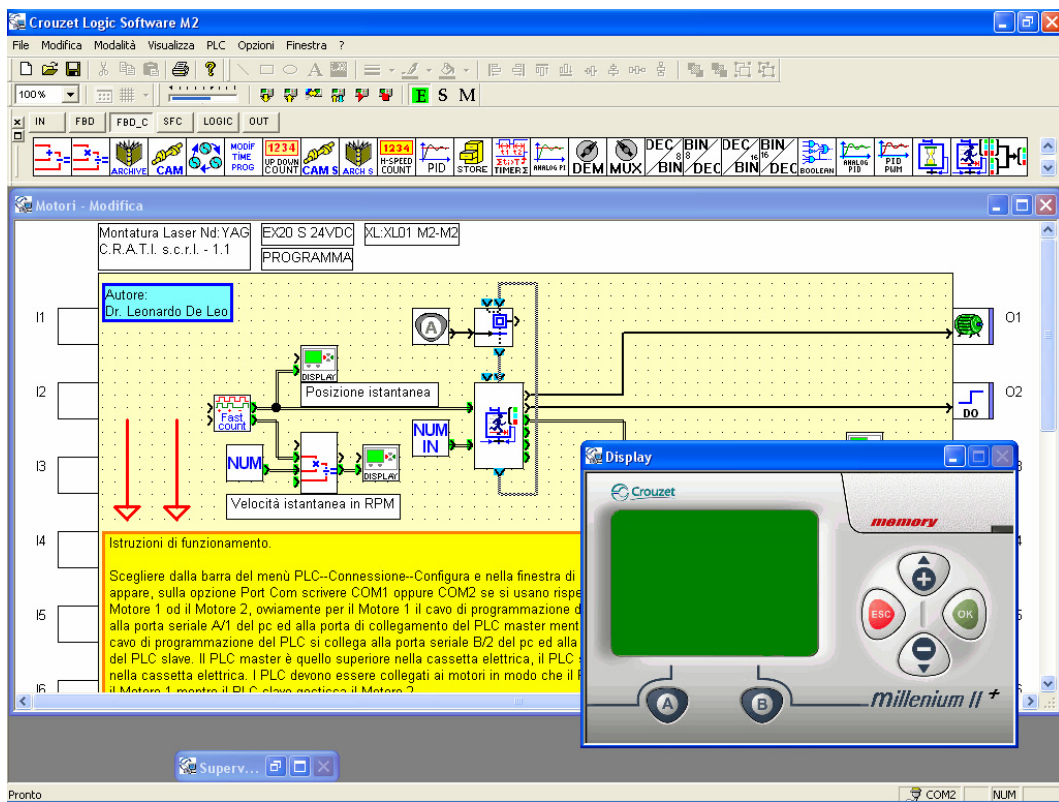
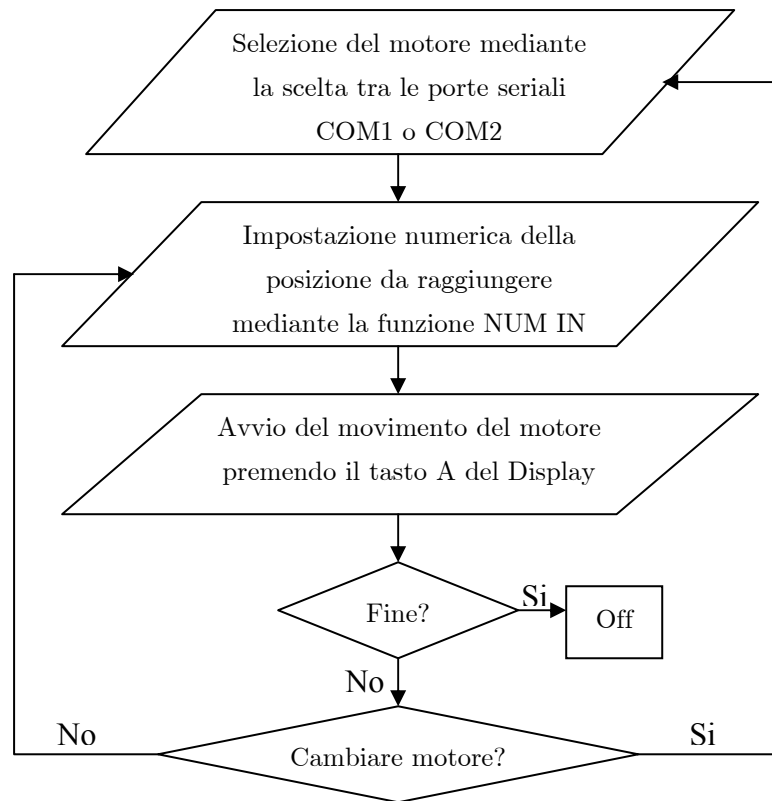


Fig. 3.11. Telecomando virtuale del programma.



**Fig. 3.12.** Diagramma di flusso del movimento dei motori.

## 4 Acquisizione ed elaborazione dei segnali

### 4.1 Acquisizione

#### 4.1.1 Metodologia e dispositivi

L'organizzazione dell'acquisizione dei segnali l'ho preparata facendo riferimento alla strumentazione disponibile per questa parte della ricerca.

Tale apparecchiatura è costituita da un computer, da un oscilloscopio digitale programmabile Tektronix<sup>1</sup> VX4250, incastonato in un mainframe VXI della Tektronix, modello VX1401, da un modulo di interfaccia VXI dato da una scheda GPIB-VXI/C della National Instruments<sup>2</sup>, anch'essa inserita nel VXI e da una scheda PCI-GPIB della National Instruments.

Il computer è equipaggiato con un monoprocesso di tipo Intel<sup>3</sup> Pentium 4 e con sistema operativo Microsoft<sup>4</sup> Windows XP.

Il suo utilizzo è necessario per gestire e controllare l'acquisizione ed è inoltre adoperato per governare la montatura precedentemente introdotta.

L'oscilloscopio possiede due canali in ingresso, ha una risoluzione verticale di 8 bit ed una larghezza di banda di 100 MHz.

Ogni canale ha associato un ingresso per la sorgente di trigger relativa all'acquisizione del segnale da esso rilevato.

L'oscilloscopio, che acquisisce i singoli segnali di tensione provenienti dal tubo fotomoltiplicatore, è collegato al modulo di interfaccia tramite la

<sup>1</sup> Portale internet: <http://www.tek.com/>.

<sup>2</sup> Portale internet: <http://www.ni.com/>.

<sup>3</sup> Portale internet: <http://www.intel.com/>.

<sup>4</sup> Portale internet: <http://www.microsoft.com/>.

circuiteria interna al VXI e tale modulo è connesso mediante un cavo di comunicazione GPIB alla scheda PCI-GPIB agganciata nel computer.

Il modulo GPIB-VXI/C svolge quindi una funzione da intermediario tra l'oscilloscopio ed il computer, permettendo la comunicazione bidirezionale di interrogazione, di risposta e di trasferimento dei dati.

Lo schema generale approntato per l'acquisizione è allora il seguente: il laser è messo in movimento ed in posizione, invia una serie di impulsi di radiazione, il fotomoltiplicatore rivela per ogni impulso trasmesso l'energia retrodiffusa e la converte in segnale elettrico di tensione che viene trasferito con un cavo BNC ad un canale dell'oscilloscopio.

Dall'oscilloscopio il segnale, digitalizzato, è trasferito attraverso il modulo di interfaccia alla scheda del computer, disponibile per la memorizzazione e le elaborazioni.

#### **4.1.2 Programma di acquisizione**

Il programma di acquisizione che ho sviluppato<sup>5</sup>, denominato TekVX4250, ha tenuto conto fondamentalmente del fatto che l'oscilloscopio non ha schermo e non ha comandi manuali ed è stato perciò necessario costruirlo riproducendo fedelmente l'aspetto di un oscilloscopio tradizionale, rendendolo anche abbastanza intuitivo e interattivo per le operazioni strettamente indispensabili.

Svolge in generale le funzioni specificate nella sezione precedente: chiede all'oscilloscopio di prelevare dal sensore il segnale elettrico e di inviarlo al computer.

Graficamente ho inserito alcune finestre a schede, nelle quali ho creato i controlli di ingresso per ogni canale (Fig. 4.1 (a)) e gli indicatori di uscita per ogni canale (Fig. 4.1 (b)).

Prima di avviare l'acquisizione dei segnali, ho imposto di esaminarli senza memorizzarli, con l'intenzione di impostare a tentativi i corretti parametri di ingresso, visualizzandoli sullo schermo proprio del canale.

I parametri li ho separati in base alla specifica funzione coinvolta nel processo di acquisizione, cioè per modalità di acquisizione, per impostazioni dei tempi, della tensione e del trigger.

L

<sup>5</sup> Il linguaggio di programmazione usato è LabVIEW, versione 7.0, della National Instruments.

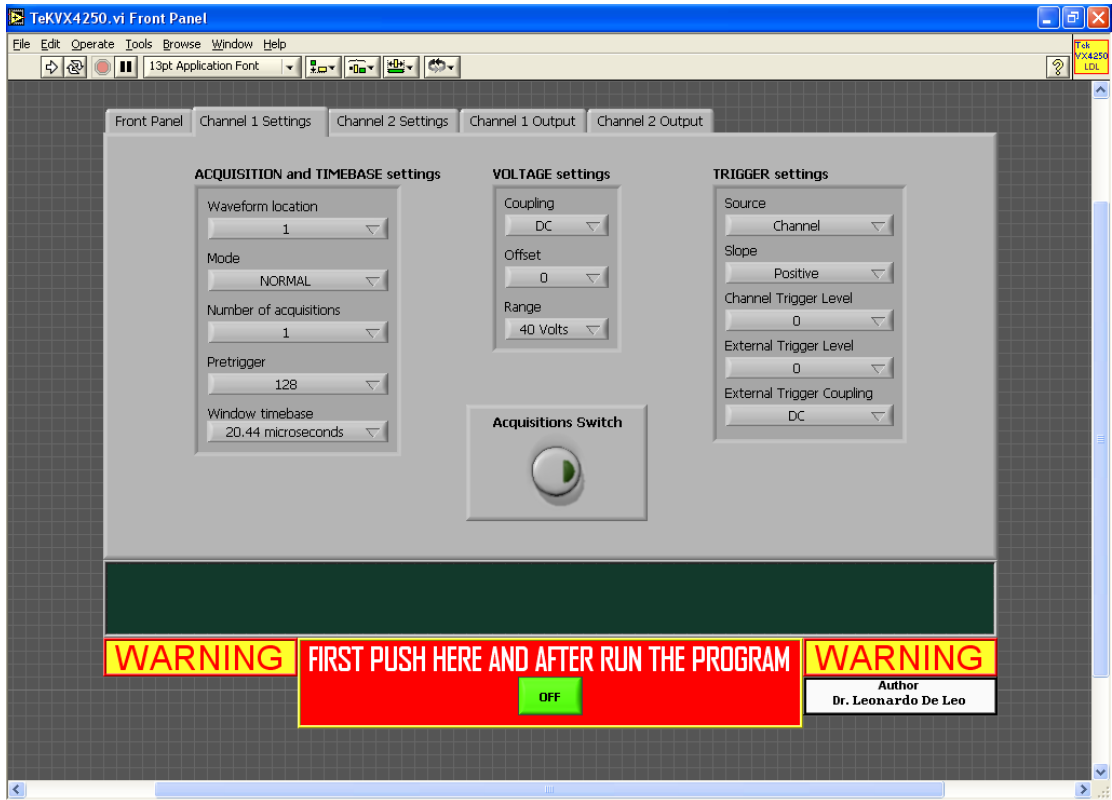


Fig. 4.1. (a) Ingressi dei canali dell'oscilloscopio.

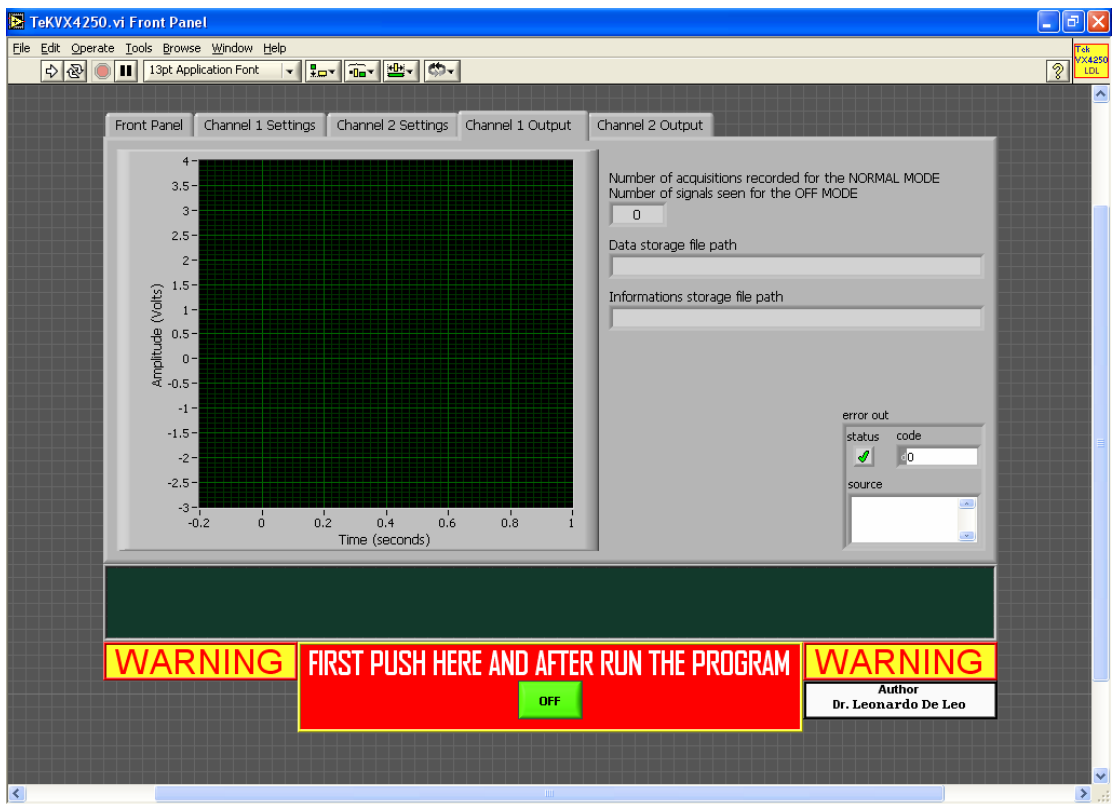


Fig. 4.1. (b) Uscite dei canali dell'oscilloscopio.

Nella figura 4.1 (a) sono evidenti tutti i parametri di ingresso

adoperati, per i quali ora espongo una descrizione sommaria per comprenderne l'utilità e la funzione.

*Waveform location* specifica la locazione di memoria dell'oscilloscopio in cui memorizzare temporaneamente i dati fino all'arrivo dei successivi e dal quale poi trasferirli al computer, ce ne sono 8, *Mode* gli impone di non acquisire o di acquisire un singolo segnale o la media di più segnali, *Number of acquisitions* definisce quanti singoli segnali acquisire o su quanti segnali prelevare la media, *Pretrigger* imposta la finestra dei punti del segnale dopo l'evento di trigger, *Window timebase* seleziona la scala dell'intervallo temporale, *Coupling* definisce l'accoppiamento del segnale, DC o AC, *Offset* impone la traslazione del segnale rispetto alla linea di riferimento zero, *Range* seleziona la scala dell'intervallo di tensione, *Source* stabilisce da quale canale prelevare il segnale di trigger, sul canale stesso o sul canale della sorgente esterna, *Channel Trigger Level* imposta il livello di tensione del trigger sul canale, *External Trigger Level* imposta il livello di tensione della sorgente di trigger esterno ed *External Trigger Coupling* definisce l'accoppiamento del segnale di trigger esterno.

Nella figura 4.1 (b) si vede uno schermo sul quale appaiono i segnali, con indicati il tempo e la tensione.

In realtà l'oscilloscopio digitalizza il segnale analogico in ingresso e lo trasforma in un segnale che in orizzontale dà il numero di punti della curva ed in verticale i livelli del digitalizzatore.

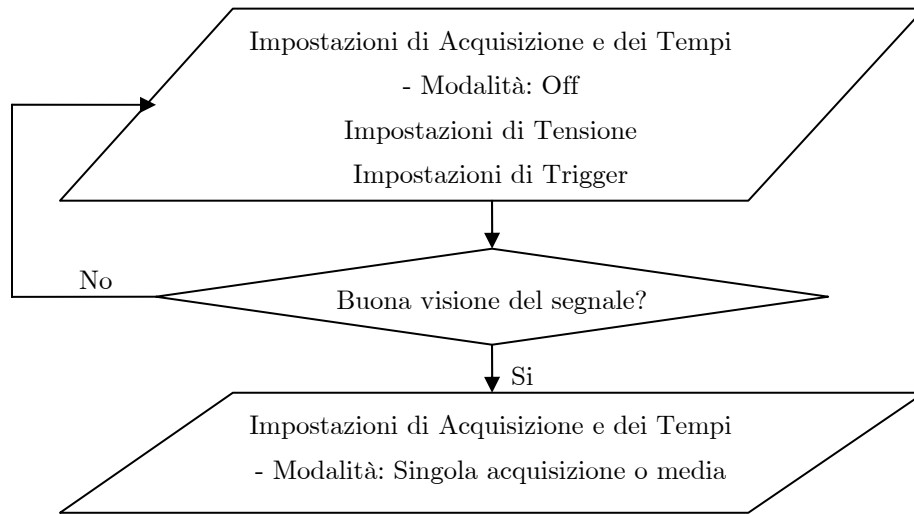
Il programma sarà poi a convertire, a partire dalle impostazioni temporali e di tensione, i punti del segnale in secondi ed in Volt.

Terminata l'importante fase preliminare di regolazione delle impostazioni, si prosegue con l'acquisizione, che può essere per singolo segnale o per media di più segnali.

I files dei dati acquisiti e delle informazioni sulle impostazioni sono salvati in un percorso creato automaticamente dal programma che tiene conto della data, dell'orario, del canale e del numero progressivo della misura.

I dati numerici dei segnali salvati sono i valori grezzi, espressi in livelli del digitalizzatore, ed i rispettivi valori convertiti in tensione, espressi in Volt, per la scala verticale, ed il numero cardinale progressivo dei valori verticali medesimi per la scala orizzontale.

Un diagramma di flusso esplicativo della fase di acquisizione è mostrato nella figura seguente.



**Fig. 4.2.** Diagramma di flusso dell'acquisizione dei segnali.

## 4.2 Elaborazione

I segnali registrati devono essere visionati prima di effettuare l'elaborazione, affinché si escludano quelli inutilizzabili.

Allo scopo ho progettato il programma `Letture_files` (Fig. 4.3), che mostra le curve salvate, facendole scorrere ad una velocità preimpostata selezionabile dall'utente.

Ho ritenuto inoltre conveniente introdurre la possibilità di mediare i segnali validi discriminati con il precedente programma, al fine di migliorarne la qualità per le elaborazioni successive; il programma per questa operazione l'ho chiamato `Media` (Fig. 4.4).

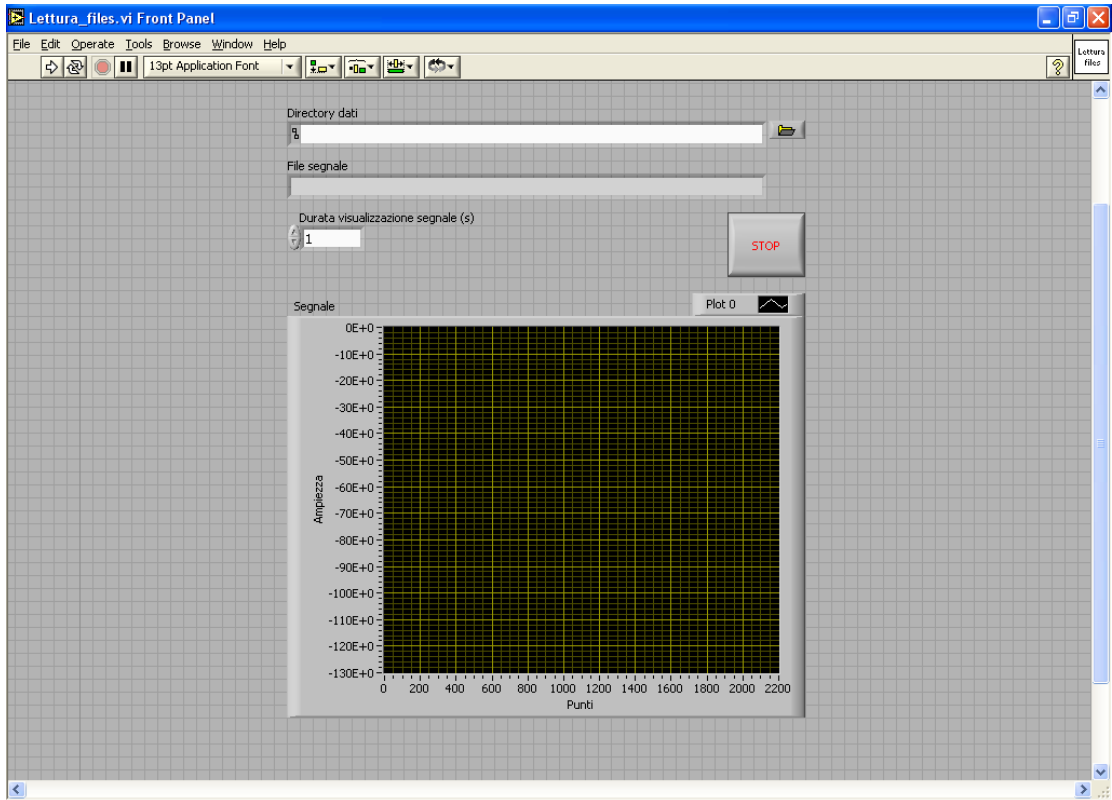


Fig. 4.3. Pannello frontale del programma di visione dei segnali.

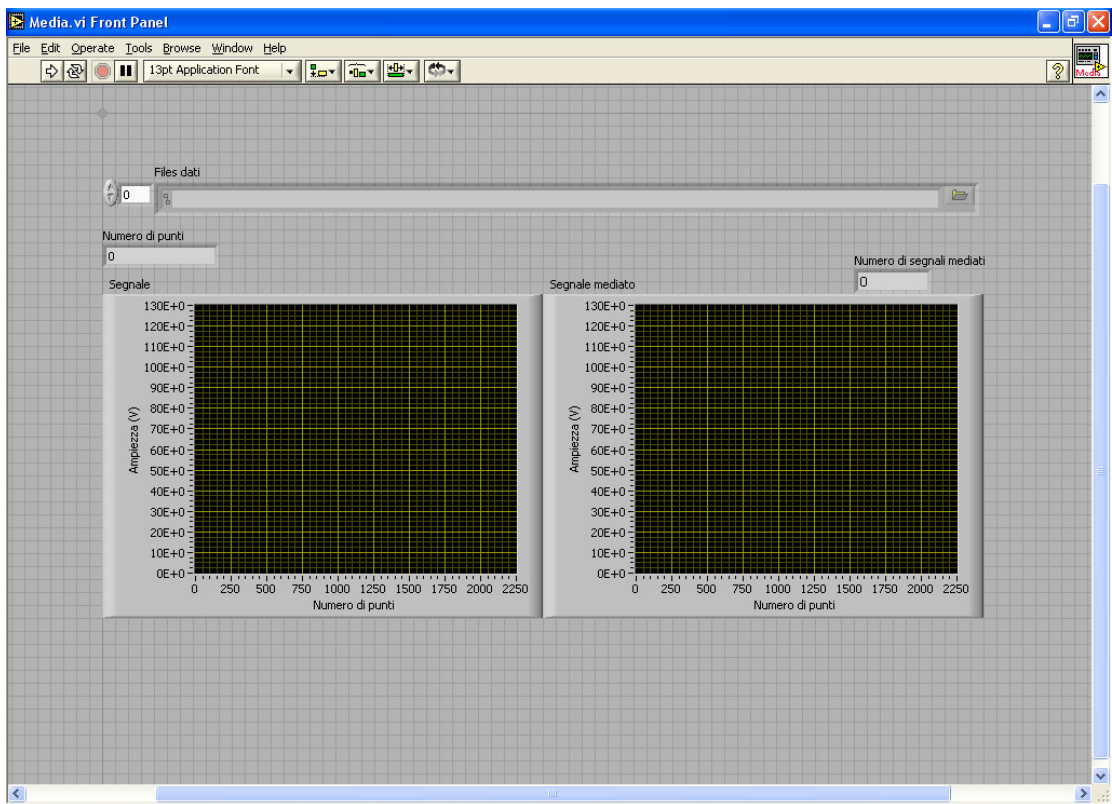
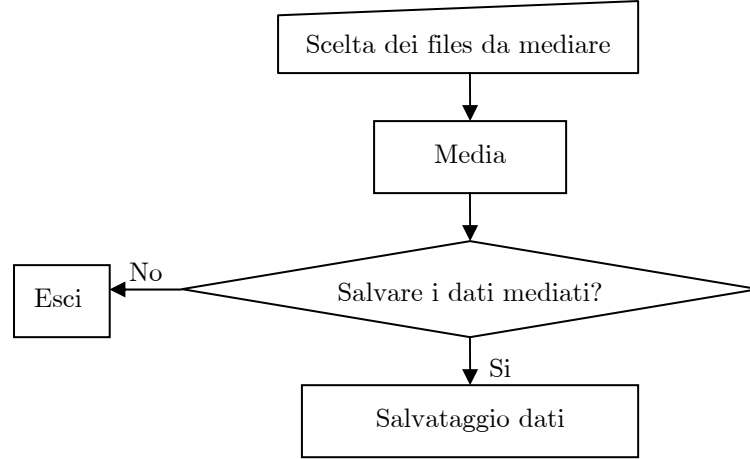


Fig. 4.4. Pannello frontale del programma di media.



**Fig. 4.5.** Diagramma di flusso della media dei segnali.

### 4.2.1 Conteggi

Passo ora a presentare la serie di conteggi algebrici necessaria allo sviluppo dell'elaborazione e dell'analisi dei dati.

L'equazione lidar deve essere applicata alle due diverse situazioni ambientali consistenti nell'assenza e nella presenza di fumo, divenendo

$$P_{atm}(\lambda, R) = P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{A_0}{R^2} \xi(\lambda) \xi(R) \beta_{atm}(\lambda, R) \exp\left[-2 \int_0^R \kappa_{atm}(\lambda, R) dR\right], \quad (4.1)$$

per l'atmosfera normale, e

$$P_{fumo}(\lambda, R) = P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{A_0}{R^2} \xi(\lambda) \xi(R) \left( \beta_{atm}(\lambda, R) + \beta_{fumo}(\lambda, R) \right) \exp\left[-2 \int_0^R \left( \kappa_{atm}(\lambda, R) + \kappa_{fumo}(\lambda, R) \right) dR\right], \quad (4.2)$$

per l'atmosfera contaminata.

Il fumo agisce sui processi di diffusione e di estinzione intensificandoli.

Svolgendo il rapporto tra  $P_{fumo}(\lambda, R)$  e  $P_{atm}(\lambda, R)$  per eliminare i termini comuni e determinare la relazione diretta ottengo

$$\frac{P_{fumo}(\lambda, R)}{P_{atm}(\lambda, R)} = \left( 1 + \frac{\beta_{fumo}(\lambda, R)}{\beta_{atm}(\lambda, R)} \right) \exp\left[-2 \int_{R_1}^{R_2} \kappa_{fumo}(\lambda, R) dR\right], \quad (4.3)$$

nel quale tengo conto soltanto dell'estensione lineare della colonna di fumo, da  $R_1$  ad  $R_2$ , poiché è in questo intervallo che avviene la modifica ambientale.

Sviluppando la (4.3) per  $\beta$ , deriva

$$\frac{\beta_{fumo}(\lambda, R)}{\beta_{atm}(\lambda, R)} = \frac{P_{fumo}(\lambda, R)}{P_{atm}(\lambda, R)} \exp\left[2 \int_{R_1}^{R_2} \kappa_{fumo}(\lambda, R) dR\right] - 1. \quad (4.4)$$

Al termine esponenziale si può applicare il teorema della media di un

integrale e diviene

$$\exp\left[2\int_{R_1}^{R_2}\kappa_{fumo}(\lambda,R)dR\right]=\exp\left[2(R_2-R_1)\langle\kappa_{fumo}(\lambda)\rangle\right], \quad (4.5)$$

dove con  $\langle\kappa_{fumo}(\lambda)\rangle$  ho indicato il valore medio del coefficiente volumetrico di attenuazione del fumo.

Il valore medio è conveniente quando non si conoscono la forma analitica o l'andamento sperimentale di  $\kappa_{fumo}$  con la distanza.

La (4.4) diviene quindi, impiegando la (4.5)

$$\frac{\beta_{fumo}(\lambda,R)}{\beta_{atm}(\lambda,R)}=\frac{P_{fumo}(\lambda,R)}{P_{atm}(\lambda,R)}\exp\left[2(R_2-R_1)\langle\kappa_{fumo}(\lambda)\rangle\right]-1. \quad (4.6)$$

Il rapporto al primo membro della (4.4) e della (4.6), che deve essere maggiore di 0, è importante perché fornisce l'informazione sulla superiorità di  $\beta_{fumo}$  rispetto al  $\beta$  ambiente nella zona indagata.

Conoscendo quanto vale  $\beta_{atm}$ , che sia tabulato, calcolato o misurato, si può quindi valutare  $\beta_{fumo}$  come

$$\beta_{fumo}(\lambda,R)=\left\{\frac{P_{fumo}(\lambda,R)}{P_{atm}(\lambda,R)}\exp\left[2(R_2-R_1)\langle\kappa_{fumo}(\lambda)\rangle\right]-1\right\}\beta_{atm}(\lambda,R). \quad (4.7)$$

La configurazione strumentale e progettuale delle misure di retrodiffusione, identica a quella applicata da Vilar *et al.* ([4][5][6][7][8]) e da impiegare per le campagne di prevenzione degli incendi (comunque tipica della tecnica lidar) è rappresentata in figura 4.6.

In questa immagine è riportata la forma dell'impulso trasmesso nello spazio e la forma del rispettivo segnale retrodiffuso con evidenziato il picco generato dal fumo.

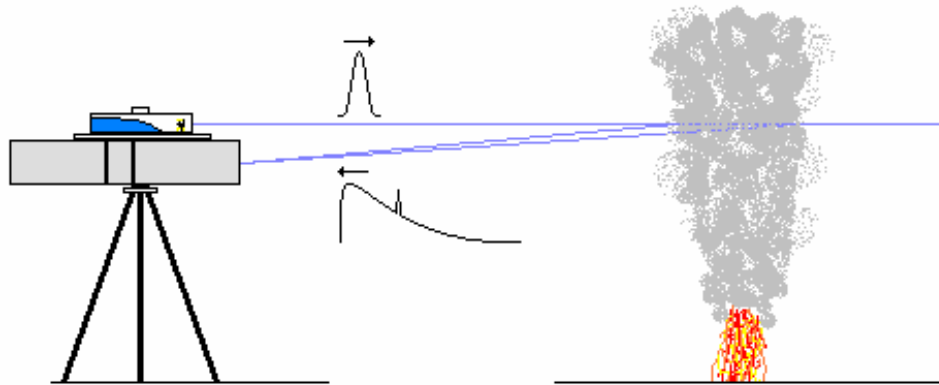
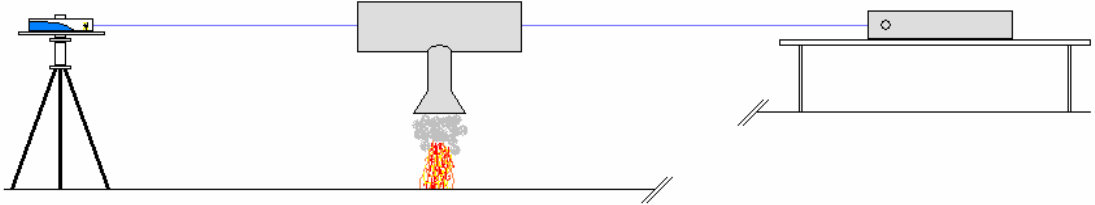


Fig. 4.6. Schema della misura della retrodiffusione dal fumo.

Il coefficiente  $\langle \kappa_{fumo}(\lambda) \rangle$  l'ho misurato sfruttando lo schema della figura 4.7, specifico dell'applicazione della legge di Bouguer-Lambert-Beer, che postula il decadimento esponenziale di una grandezza elettro-ottica nell'attraversamento di un mezzo materiale.



**Fig. 4.7.** Schema della misura dell'attenuazione dal fumo. A sinistra vi è il laser, in mezzo la cella ed a destra il telescopio con il rivelatore.

Rimando alla sezione 5.2 per gli approfondimenti tecnici della misura di estinzione.

Anche per questo tipo di misure bisogna considerare separatamente le potenze ricevute dal fotomoltiplicatore, senza e con il fumo.

Per la prima circostanza, la potenza è data da:

$$P_{atm}(\lambda, R) = P_0 \exp\left[-\langle \kappa_{atm}(\lambda) \rangle (R_{laser} + R_{cella} + R_{telescopio})\right], \quad (4.8)$$

nella quale la distanza laser-telescopio l'ho suddivisa in tre porzioni,  $R_{laser}$  dal laser alla cella,  $R_{cella}$  nella cella ed  $R_{telescopio}$  dalla cella al telescopio, e per  $\kappa_{atm}$  vale la formula simile alla (4.5) e la considerazione medesima.

Per la seconda circostanza si ha invece:

$$P_{fumo}(\lambda, R) = P_0 \exp\left[-\langle \kappa_{atm}(\lambda) \rangle (R_{laser} + R_{cella} + R_{telescopio})\right] \exp\left[-\langle \kappa_{fumo}(\lambda) \rangle R_{cella}\right]. \quad (4.9)$$

Dividendo la (4.9) per la (4.8) si ricava:

$$\frac{P_{fumo}(\lambda, R)}{P_{atm}(\lambda, R)} = \exp\left[-\langle \kappa_{fumo}(\lambda) \rangle R_{cella}\right], \quad (4.10)$$

dalla quale, in conclusione, si ha:

$$\langle \kappa_{fumo}(\lambda) \rangle = -\frac{1}{R_{cella}} \ln \left( \frac{P_{fumo}(\lambda, R)}{P_{atm}(\lambda, R)} \right). \quad (4.11)$$

Quindi, il coefficiente di attenuazione volumetrico medio del fumo è dato dal logaritmo naturale del rapporto dei segnali con e senza fumo all'interno della cella diviso la lunghezza della cella stessa, con segno negativo.

## 4.2.2 Programmi di elaborazione

Il coefficiente  $\langle \kappa_{fumo}(\lambda) \rangle$ , l'ho stimato preparando il programma Trasmissione (Fig. 4.8).

Come desunto dall'equazione (4.11), con questo programma si prelevano i segnali atmosferico standard e di fumo, si esegue il rapporto tra i corrispondenti valori di picco, si determina il proprio logaritmo naturale e si divide per la lunghezza della cella di misura, cambiando il segno al risultato.

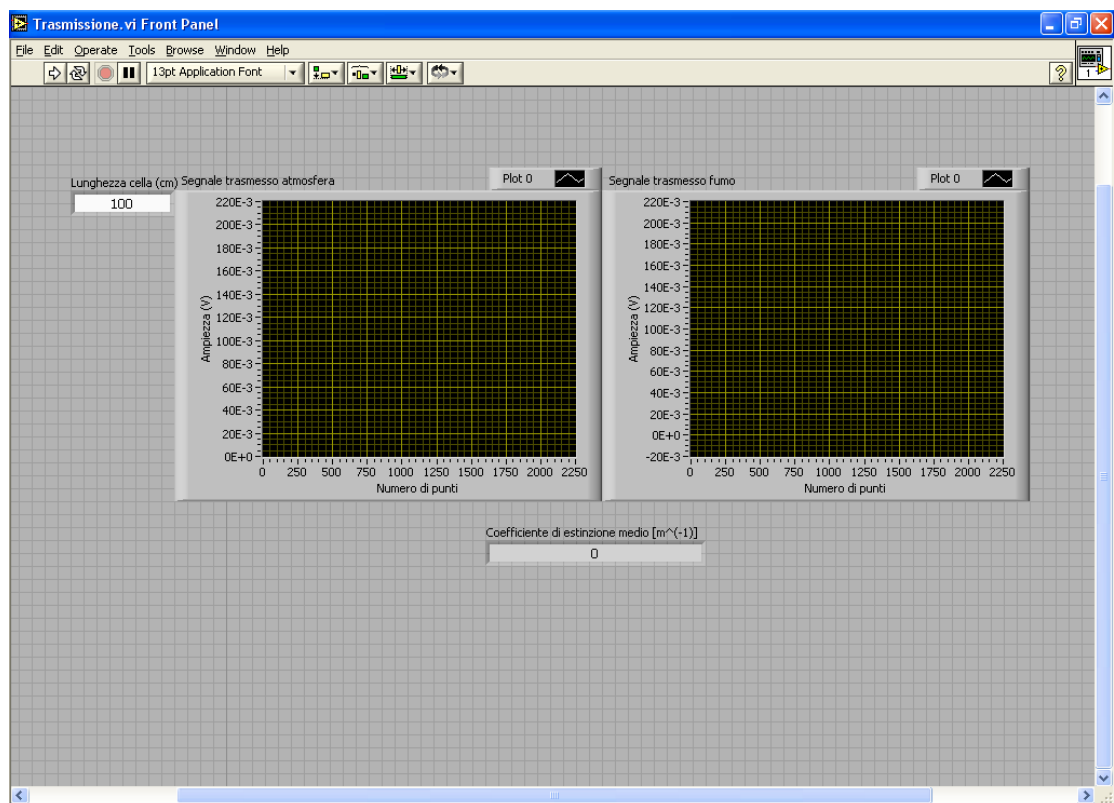


Fig. 4.8. Pannello frontale del programma per il calcolo di  $\langle \kappa_{fumo} \rangle$ .

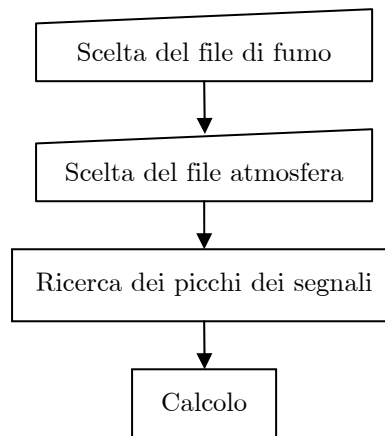
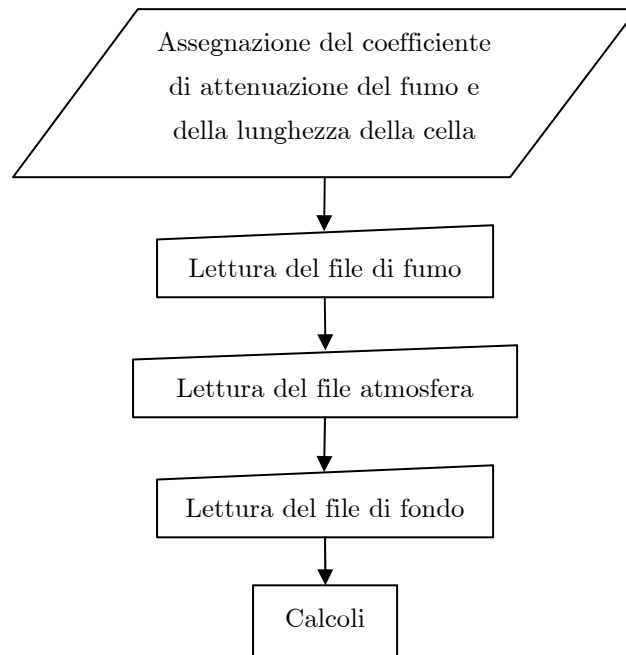


Fig. 4.9. Diagramma di flusso del calcolo di  $\langle \kappa_{fumo}(\lambda) \rangle$ .

Per la determinazione del rapporto  $\beta_{fumo}(\lambda, R)/\beta_{atm}(\lambda, R)$  e del coefficiente  $\beta_{fumo}(\lambda, R)$  ho scritto un programma mediante il quale si leggono i files del fumo ed atmosferico standard, se ne sottrae il segnale di fondo e si calcola il loro rapporto, sul quale si eseguono le operazioni date dai calcoli della sezione precedente.



**Fig. 4.10.** Diagramma di flusso dei calcoli di  $\beta_{fumo}(\lambda, R)/\beta_{atm}(\lambda, R)$  e di  $\beta_{fumo}(\lambda, R)$ .

## 5 Misure di retrodiffusione e di estinzione

### 5.1 Misure della retrodiffusione dal fumo

L'impegno per la rivelazione di un incendio allo stadio iniziale del suo sviluppo, si è concretizzato attraverso un primo collaudo del lidar progettato eseguito nell'area attorno all'edificio dei laboratori del CRATI a Lamezia Terme (Catanzaro) (Fig. 5.1).



Fig. 5.1. Sistema lidar mobile.

Lo svolgimento del collaudo è avvenuto per distanze dell'ordine del centinaio di metri, sia perché limitati dai confini del luogo in cui è sito il CRATI, sia perché si è trattato di prove preliminari atte a verificare le prestazioni e l'efficacia del sistema per la validità dell'obiettivo prefissato e per constatare l'esistenza di eventuali difetti progettuali e costruttivi cui porre rimedio.

Per l'acquisizione dei segnali retrodiffusi, il laser ed il telescopio li ho inizialmente allineati tra di loro facendoli mirare entrambi verso uno stesso

riferimento lontano.

In tal modo l'asse ottico e la linea di mira dei due apparecchi si sono potuti considerare paralleli, facilitando così le successive inclinazioni verso i punti scelti.

La scelta del diametro dell'apertura del diaframma da applicare al rivelatore per le misure di collaudo è stata dettata dalla lettura delle informazioni della figura 3.3 e dalla contemporanea considerazione degli spazi fisici ambientali attorno al sito di misura.

Come prima detto, il territorio circostante al CRATI ha un'estensione limitata e quindi nei dintorni serviva individuare dei luoghi non troppo vicini al lidar di facile accessibilità e localizzabilità ed osservando la figura 3.3 era preferibile stare nell'intorno di 400 m di distanza, per la quale risulta un diametro dell'immagine del fascio laser di 1 mm e di conseguenza conveniente uno stop di campo con apertura di diametro  $d_D$  di 1 mm.

L'ubicazione dei luoghi in cui far ardere il materiale vegetale vario, recuperato tra la flora presente sul territorio, è stata pertanto scelta opportunamente in due differenti siti ben visibili ad occhio nudo e dal telescopio ad una distanza di circa 300 m e di circa 520 m dal lidar.

Per queste distanze, il diametro di 1 mm per l'apertura del diaframma è la preferenza ottimale.

Questo è costituito da un disco di nylon di 1 pollice di diametro verniciato di nero la cui apertura misura  $(1.00 \pm 0.02)$  mm.

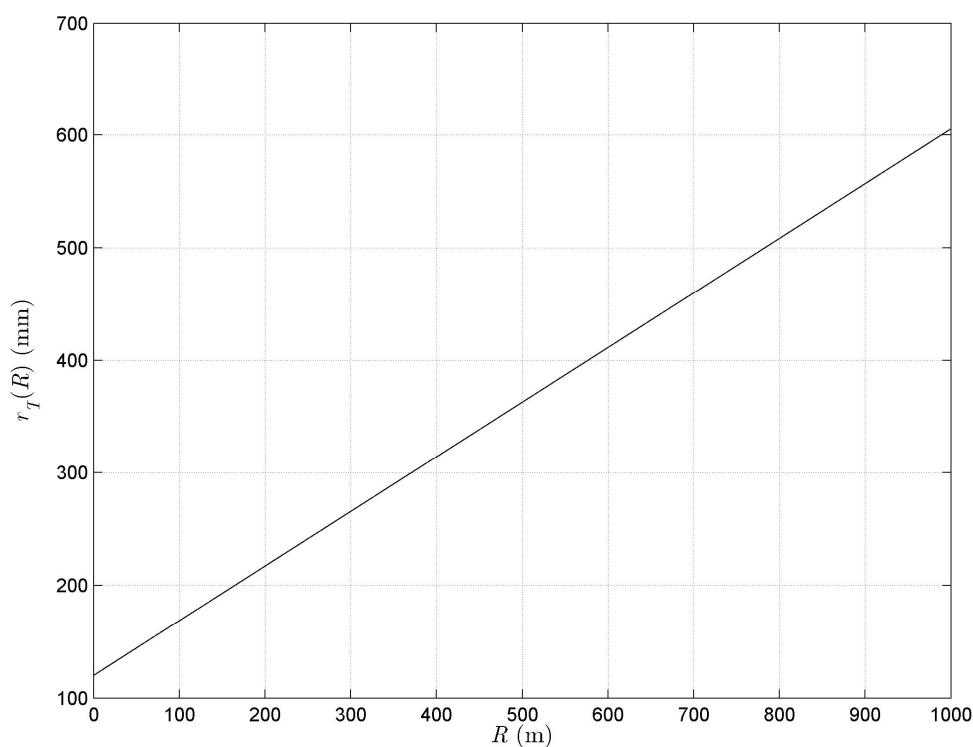
Osservando le figure 3.3 e 3.7, si constata che a 300 m il diaframma taglia una porzione trascurabile della radiazione retrodiffusa ed al di sotto di circa 41 m di distanza dal lidar la radiazione inizia gradualmente a sparire perché l'ombra generata dall'ostruzione del secondario diviene maggiore del diametro del diaframma, cioè, come si dice, il sensore diventa cieco.

A 520 m il sensore inquadra completamente l'immagine del fascio laser e pure per questa distanza, al di sotto di circa 41 m, il sensore diventa cieco.

Questa cecità del rivelatore nei primi metri dal lidar è vantaggiosa perché è proprio a queste distanze che gran parte dell'energia laser ritorna indietro, provocando un notevole disturbo al segnale nonché eventuali danni al fotomoltiplicatore.

In figura 5.2 riporto il raggio del campo di vista relativo al diametro  $d_D$

di 1 mm in funzione della distanza dal lidar, calcolato con la formula (2.7), al quale corrisponde l'angolo  $\phi$  di ( $0^\circ 1' 40'' \pm 0^\circ 0' 2''$ ), calcolato con la formula (2.2) e convertito in gradi sessagesimali.



**Fig. 5.2.** Raggio del *fov*.

Nelle figure dalla 5.3 alla 5.4 mostro le immagini ricavate con ZEMAX per le distanze di 300 m e 520 m e per il diametro da 1 mm usato dello stop di campo, ottenute rispettivamente sul piano focale del telescopio, sulla superficie del diaframma e sul fotocatodo.

Si osserva benissimo come a 300 m il diaframma blocca una porzione minima estrema del fascio laser retrodiffuso, tale da essere reputata insignificante, e come a 520 m la radiazione attraversa lo stop di campo senza subire alterazioni.

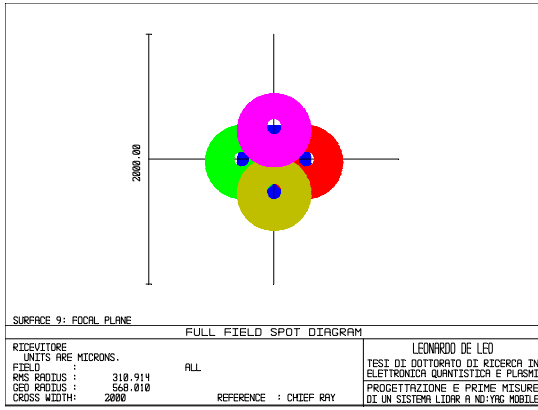


Fig. 5.3. (a) Immagine nel piano focale del fascio laser a 300 m.

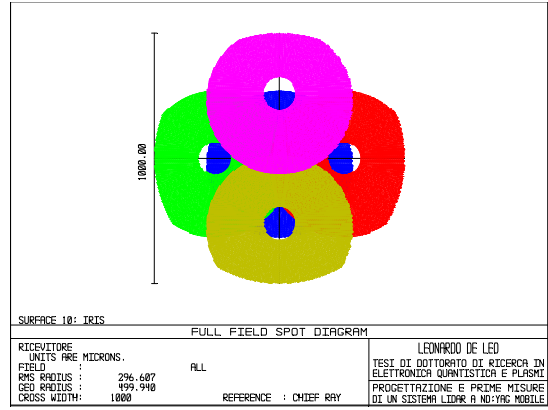


Fig. 5.3. (b) Immagine sul diaframma del fascio laser a 300 m.

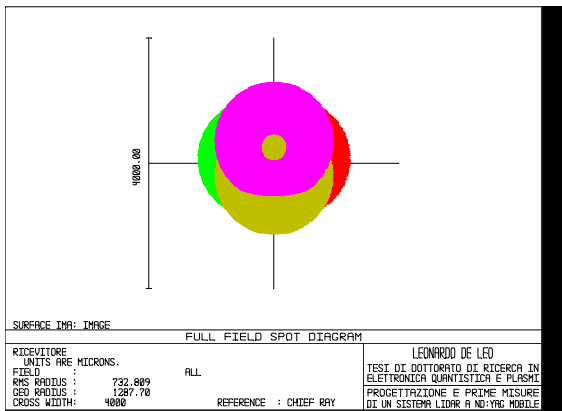


Fig. 5.3. (c) Immagine sul fotomoltiplicatore del fascio laser a 300 m.

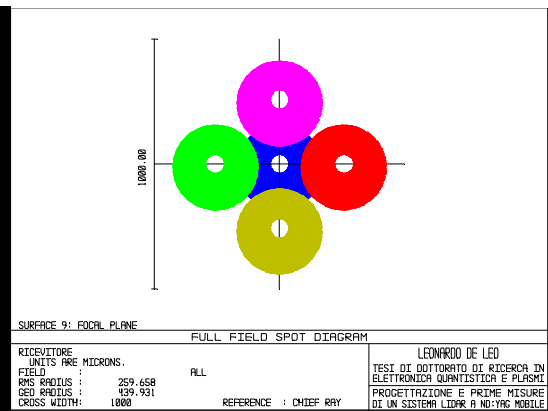


Fig. 5.4. (a) Immagine nel piano focale del fascio laser a 520 m.

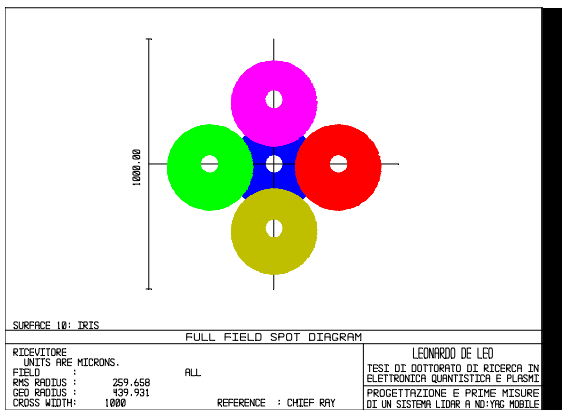


Fig. 5.4. (b) Immagine sul diaframma del fascio laser a 520 m.

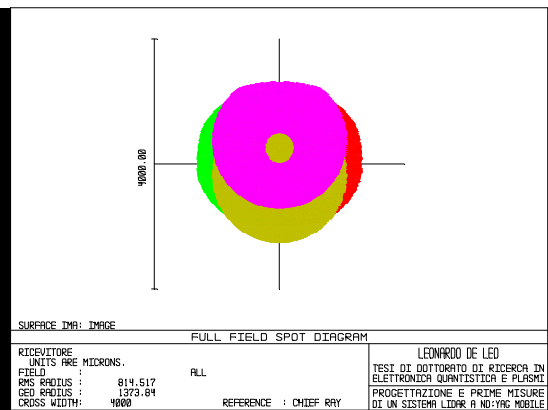


Fig. 5.4. (c) Immagine sul fotomoltiplicatore del fascio laser a 520 m.

Per ridurre la raccolta di radiazione diversa da quella di interesse, accanto al diaframma ed al rivelatore è stato posto un filtro laser a banda

stretta della Omega Optical<sup>1</sup> centrato a 355 nm, per consentire esclusivamente il passaggio della radiazione laser emessa retrodiffusa elasticamente, avente la larghezza di banda di 2 nm e la trasmissione spettrale  $\xi(\lambda)$  del 49 % a 355 nm (Fig. 5.5).

Il diaframma ed il filtro sono stati inseriti in un anello di centraggio, accostato davanti al fotocatodo nel guscio di contenimento del PMT (Fig. 5.6).

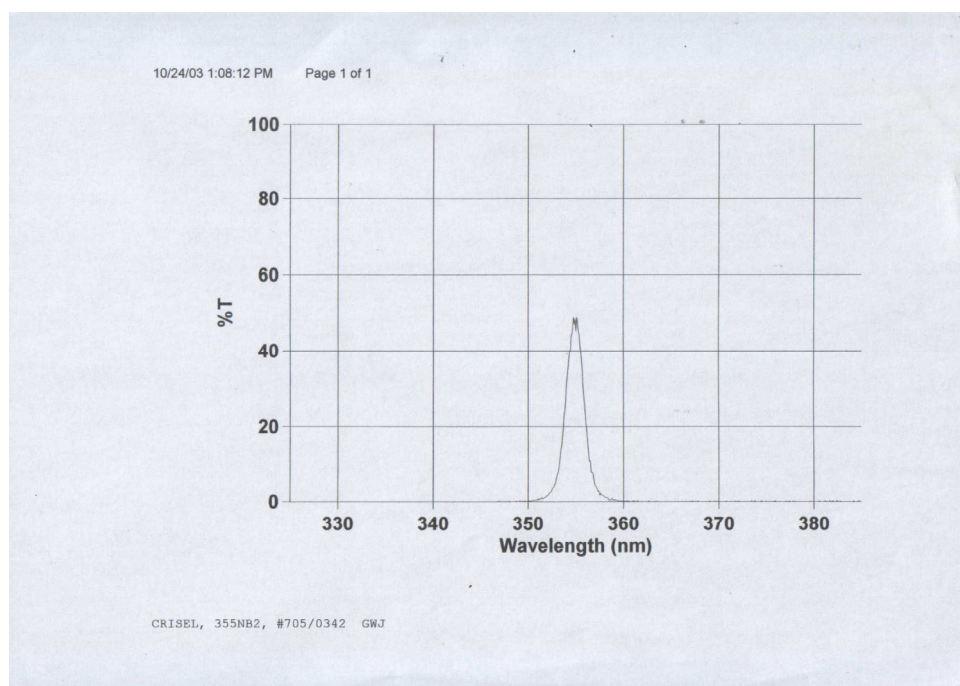


Fig. 5.5. Caratteristiche di trasmissione del filtro laser.



Fig. 5.6. Filtro laser (a sinistra) e stop di campo (a destra).

Il piano di misura previsto è consistito nell'acquisire prima il segnale di

L

<sup>1</sup> Portale internet: <http://www.omegafilters.com/>.

fondo atmosferico, poi il segnale retrodiffuso dall'atmosfera nelle condizioni imperturbate tipiche del luogo ed infine il segnale retrodiffuso dall'atmosfera in presenza del fumo.

Le misure sono state svolte in una giornata assolata ed in assenza di fenomeni meteorologici rilevanti.

Il materiale vegetale, di quantità pesata predeterminata, è stato bruciato all'interno di un fusto metallico di diametro di 1 m, la cui parete in corrispondenza della base è stata tagliata parzialmente per farvi circolare l'aria per alimentare facilmente le fiamme.

L'uso di questo fusto è stato deciso per far bruciare completamente tutto il materiale in esso contenuto.

Il primo fuoco è stato acceso al sito a 300 m.

L'angolo d'inclinazione laser-telescopio  $\delta$ , dato dalla formula (2.28), per le misure a 300 m l'ho calcolato essere di ( $0^\circ 3' 44'' \pm 0^\circ 0' 0''$ ) e per quelle a 520 m di ( $0^\circ 2' 9'' \pm 0^\circ 0' 0''$ ), che corrispondono ad un sollevamento posteriore del laser di ( $326.95 \pm 0.05$ ) mm e ( $326.55 \pm 0.05$ ) mm, come risulta dall'equazione (2.30).

Le distanze  $R_s$  ed  $R_g$  di inizio e completa sovrapposizione del fascio laser con il *fov* alla distanza di 300 m, calcolate con le formule (2.21) e (2.22) sono di circa 140 m e 205 m, mentre quelle di abbandono  $R_e$  ed  $R_E$ , calcolate con le formule (2.23) e (2.24) sono di circa 394 m e 726 m.

Per la distanza di 520 m,  $R_s$  ed  $R_g$  sono invece di circa 197 m e 357 m, mentre quelle  $R_e$  ed  $R_E$  sono di circa 680 m e 3216 m.

Quindi a 300 m la sovrapposizione è compresa tra 140 m e 726 m ed a 520 m tra 197 m e 3216 m.

Al di fuori degli intervalli compresi tra queste distanze, è pertanto la radiazione solare a contribuire al segnale incidente sul fotomoltiplicatore.

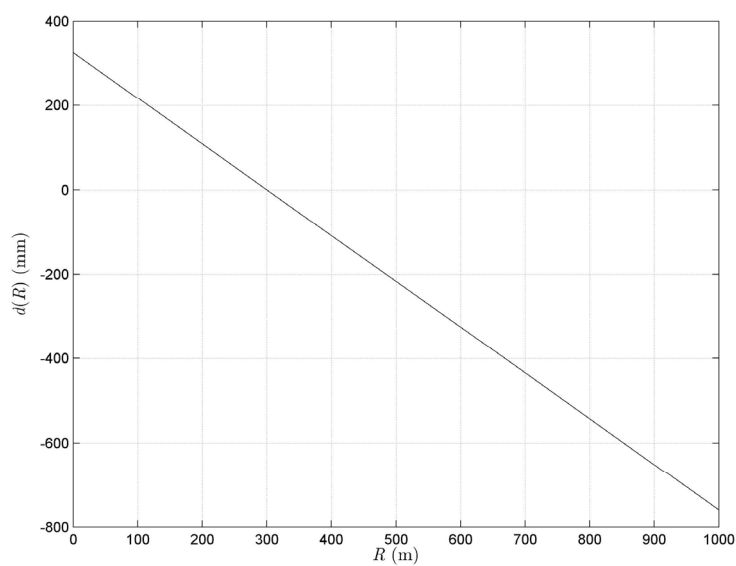
Nelle figure 5.7 e 5.8 seguenti è riportata la distanza  $d(R)$  di separazione tra il centro del fascio laser e l'asse ottico del telescopio per le due distanze, ottenuta con la formula (2.12), noto l'angolo  $\delta$ .

A 300 m ed a 520 m la separazione si annulla, correttamente, perché il laser punta in questi punti sull'asse ottico; la distanza negativa significa che la separazione aumenta in modulo ma nel verso opposto, quindi si verifica l'allontanamento dal punto di intersezione tra la linea di mira laser e l'asse

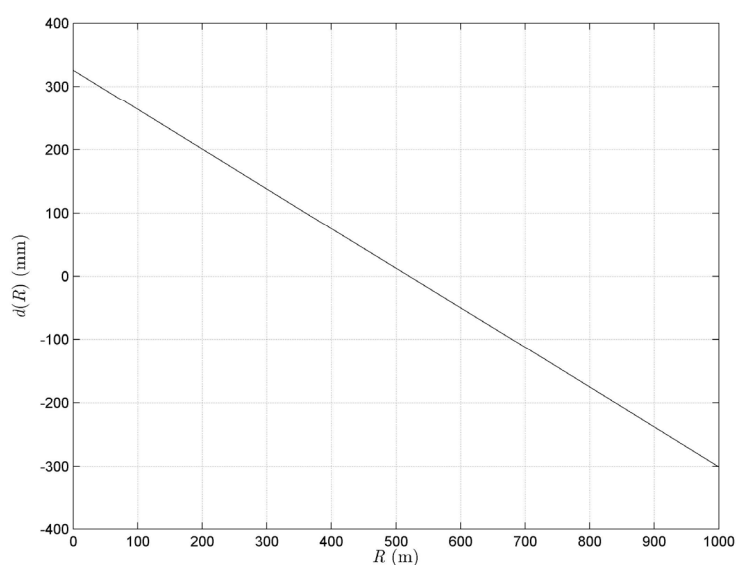
ottico del telescopio.

Il segnale di trigger dell'acquisizione l'ho prelevato direttamente dall'alimentatore del laser, sincronizzato con l'emissione di ogni impulso ogni 0.1 secondi, tempo derivato dal fatto che il laser ha un tasso di emissione degli impulsi di 10 Hz, come detto nella sezione 2.2.

I segnali misurati li ho memorizzati istantaneamente sul disco rigido del calcolatore.



**Fig. 5.7.** Separazione laser-telescopio per la distanza di 300 m.



**Fig. 5.8.** Separazione laser-telescopio per la distanza di 520 m.

### 5.1.1 Conteggi

Presenterò adesso dei calcoli di alcuni parametri atmosferici che descrivono la situazione esistente nel giorno di esecuzione delle misure e che saranno utili per la valutazione del processo di interazione radiazione-materia.

Innanzitutto pongo le basi del discorso introducendo delle ipotesi, generalmente valide ed effettuate sistematicamente dai ricercatori del campo, sulla composizione dell'atmosfera.

Poiché, come prima detto, la giornata è stata meteorologicamente serena e visivamente limpida, posso ritenere l'atmosfera omogenea e costituita soltanto da materia molecolare, trascurando l'eventuale presenza di materia particolato o considerandola inesistente.

Il giorno delle misure la temperatura atmosferica è stata di 30 °C e la pressione atmosferica di 1022 mbar.

Per il fatto che l'aria standard è composta per circa il 78% da azoto  $N_2$  e per circa il 21% da ossigeno  $O_2$ , ignorando tutti gli altri composti atmosferici pari complessivamente a circa l'1%, il suo peso molecolare è dato dalla media pesata dei pesi molecolari dell'azoto e dell'ossigeno, pesati con le loro percentuali nell'atmosfera ([11])

$$M_{aria} = 0.78 M_{azoto} + 0.21 M_{ossigeno}, \quad (5.1)$$

- dove  $M_{aria}$  è il peso molecolare dell'aria,
- $M_{azoto}$  è il peso molecolare dell'azoto, pari a 28.0135 g/mol,
- $M_{ossigeno}$  è il peso molecolare dell'ossigeno, pari a 31.9988 g/mol.

Quindi sostituendo i valori numerici la (5.1) diviene

$$M_{aria} = 0.78 \cdot 28.0135 + 0.21 \cdot 31.9988 = 28.58 \text{ g/mol.}$$

Ad esso è associata una densità di massa dell'aria data da ([11])

$$N_{aria} = \frac{M_{aria}}{R_{gas} \times 10^3} \frac{P}{T} = \frac{28.58}{8314.51} \cdot \frac{1.022 \times 10^5}{273.15 + 30} = 1.16 \text{ kg/m}^3, \quad (5.2)$$

in cui  $M_{aria}$  è espresso in kg/kmol, la costante dei gas  $R_{gas}$  in J/K·kmol, la pressione  $P$  in Pa e la temperatura  $T$  in K.

La densità numerica molecolare è invece ([11])

$$\Delta_{aria} = \frac{N_A}{R_{gas}} \frac{P}{T} = \frac{6.022 \times 10^{23}}{8.31451} \cdot \frac{1.022 \times 10^5}{273.15 + 30} = 2.44 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}, \quad (5.3)$$

dove  $N_A$  è il numero di Avogadro.

Quindi l'atmosfera a 30 °C e 1022 mbar costituita soltanto di molecole

di azoto ed ossigeno ha un peso molecolare di 28.58 g/mol, una densità di 1.16 kg/m<sup>3</sup> ed numero di particelle di  $2.44 \times 10^{25}$  m<sup>-3</sup>.

Per un mezzo materiale diffondente o assorbente è notoriamente definito l'indice di rifrazione, numericamente espresso in forma complessa, la cui parte reale è legata alla velocità di propagazione della radiazione e la parte immaginaria all'assorbimento di energia durante la propagazione.

Ipotizzo ancora che non avvenga alcun assorbimento di radiazione da parte dell'aria ed allora l'indice di rifrazione possiede solo la parte reale.

Alla pressione standard  $P_s$  di 1013.25 mbar ed alla temperatura standard  $T_s$  di 15 °C, la parte reale dell'indice di rifrazione dell'aria è data dall'equazione ([11])

$$s_{aria} = 1 + \left[ \frac{1}{10^8} \left( 8342.13 + \frac{2406030}{130 - \lambda^{-2}} + \frac{15997}{38.9 - \lambda^{-2}} \right) \right], \quad (5.4)$$

in cui  $\lambda$  è la lunghezza d'onda laser di 355 nm.

Convertendo la lunghezza d'onda in  $\mu\text{m}$ , come imposto per l'esattezza della formula, ricavo che  $s_{aria} = 1.0003$ .

Nelle condizioni di pressione e temperatura del giorno della misura la parte reale dell'indice di rifrazione dell'aria si ottiene a partire da  $s_{aria}$  ([11])

$$n_{aria} = 1 + (s_{aria} - 1) \left( \frac{1 + 0.00367 \cdot T_s}{1 + 0.00367 \cdot T} \right) \frac{P}{P_s} = 1.0003, \quad (5.5)$$

mostrando che l'indice di rifrazione non è variato rispetto alle condizioni standard.

Questo valore è perfettamente in accordo con l'indice di rifrazione dell'aria contenuto in letteratura.

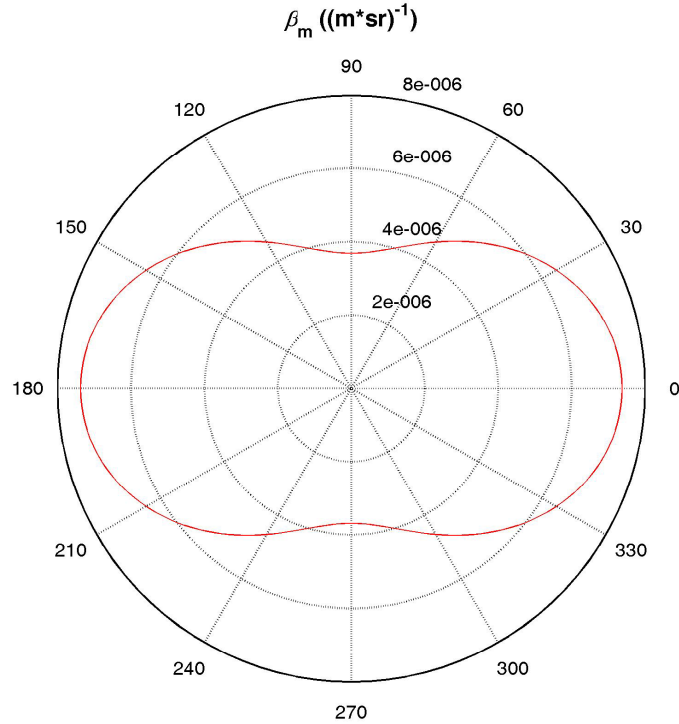
Le molecole esibiscono la proprietà di diffusione elastica di Rayleigh (a rigore non soltanto questa ma anche quelle anelastiche di Raman e di fluorescenza ma i loro contributi sono ampiamente trascurabili e comunque irrilevanti per la nostra indagine) per il quale il coefficiente di diffusione angolare è il seguente ([11])

$$\beta_{\eta,m}(\lambda) = \frac{\pi^2 (n_{aria}^2 - 1)^2 \Delta_{aria}}{2N_L^2 \lambda^4} (1 + \cos^2 \eta), \quad (5.6)$$

dove  $N_L$  è il numero di Loschmidt ( $2.5469 \times 10^{25}$  m<sup>-3</sup>) ed  $\eta$  è l'angolo piano della direzione di diffusione rispetto alla direzione incidente.

$\beta_{\eta,m}(\lambda)$  è formalmente tale da rendere la diffusione simmetrica rispetto alla direzione di incidenza, come evidenziato nella figura 5.9, ed uguale nella

retrodiffusione e nella diffusione in avanti.



**Fig. 5.9.** Andamento angolare del coefficiente di diffusione molecolare  $\beta_{\eta,m}(\lambda)$ .

L'equazione (5.6) deve essere aggiustata per tenere conto della temperatura e della pressione atmosferici.

Diventa pertanto ([11][30])

$$\beta_{\eta,ma}(\lambda) = \frac{\pi^2 (n_{aria}^2 - 1)^2 \Delta_{aria}}{2N_L^2 \lambda^4} (1 + \cos^2 \eta) \frac{P}{P_s} \frac{T_s}{T} \left( \frac{6 + 3\gamma}{6 - 7\gamma} \right), \quad (5.7)$$

in cui è contenuto il fattore di depolarizzazione  $\gamma$  pari a 0.0279 (Fig. 5.10).

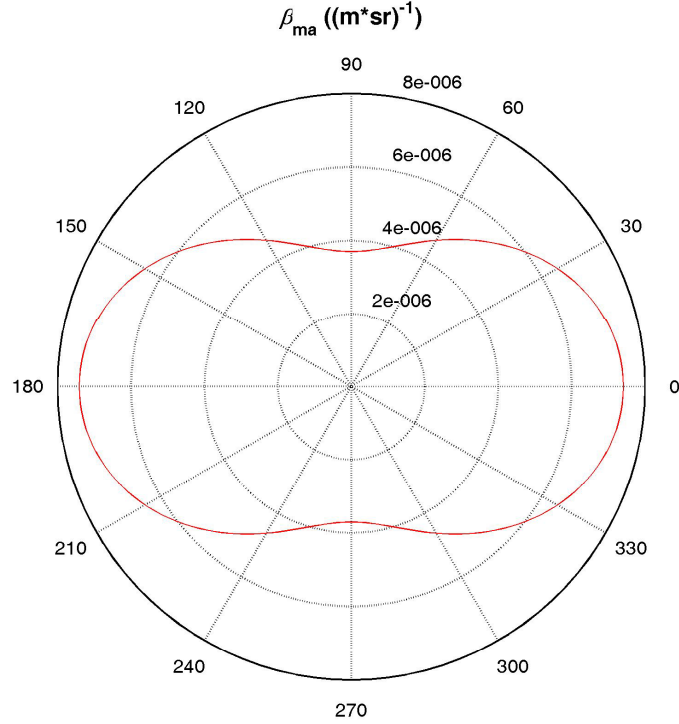
È ben evidente dal confronto delle figure 5.9 e 5.10 che le modifiche non hanno indotto alcun cambiamento significativo nel coefficiente di diffusione angolare.

Dalle (5.6) e (5.7), integrando nell'angolo solido risultano i coefficienti volumetrici di diffusione ([11])

$$\beta_m(\lambda) = \frac{8\pi^3 (n_{aria}^2 - 1)^2 \Delta_{aria}}{3N_L^2 \lambda^4} = 6.18 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}, \quad (5.8)$$

e

$$\beta_{ma}(\lambda) = \frac{8\pi^3 (n_{aria}^2 - 1)^2 \Delta_{aria}}{3N_L^2 \lambda^4} \frac{P}{P_s} \frac{T_s}{T} \left( \frac{6 + 3\gamma}{6 - 7\gamma} \right) = 6.21 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}. \quad (5.9)$$



**Fig. 5.10.** Andamento angolare del coefficiente di diffusione molecolare aggiustato  $\beta_{\eta,ma}(\lambda)$ .

La dipendenza dall'inverso della quarta potenza della lunghezza d'onda fa in modo che la diffusione molecolare è maggiore per le lunghezze d'onda minori quindi concludo che per la lunghezza d'onda di 355 nm, che ricade nel vicino ultravioletto, la diffusione molecolare è dominante e l'atmosfera è poco trasparente.

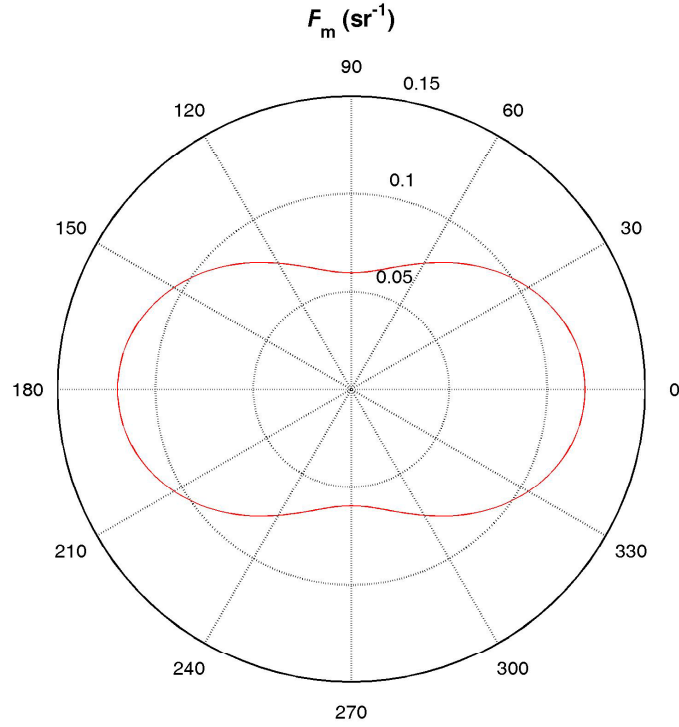
È consuetudine introdurre per la diffusione la funzione di fase (Fig. 5.11), definita come il rapporto tra la diffusione angolare e la diffusione complessiva ([11][31])

$$F_{\eta,m} = \frac{\beta_{\eta,m}(\lambda)}{\beta_m(\lambda)} = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \eta), \quad (5.10)$$

ricavabile dal rapporto tra la (5.6) e la (5.8) oppure tra la (5.7) e la (5.9).

Nella direzione in avanti ( $0^\circ$ ) ed in quella di ritorno ( $180^\circ$ ) il valore numerico della funzione di fase è lo stesso ed uguale a

$$F_{0;\pi,m} = \frac{\beta_{0;\pi,m}(\lambda)}{\beta_m(\lambda)} = \frac{3}{8\pi} = 0.12 \text{ sr}^{-1}. \quad (5.11)$$



**Fig. 5.11.** Andamento angolare della funzione di fase  $F_{\eta,m}$ .

$\beta_{\pi,m}(\lambda)$  è il coefficiente volumetrico di retrodiffusione molecolare, che semplifico con  $\beta_m(\lambda)$  per uniformarmi all'equazione lidar.

Un altro concetto usato nella teoria della diffusione è quello conosciuto di sezione d'urto molecolare, che specifica la quantità di energia incidente che è diffusa nello spazio da una molecola, dato dal rapporto tra il coefficiente di diffusione molecolare ed il numero di diffusori per unità di volume ([11])

$$\sigma_m(\lambda) = \frac{\beta_m(\lambda)}{\Delta_{aria}} = \frac{8\pi^3 (n_{aria}^2 - 1)^2}{3N_L^2 \lambda^4} = 2.53 \times 10^{-30} \text{ m}^2 \quad (5.12)$$

o

$$\sigma_{ma}(\lambda) = \frac{\beta_{ma}(\lambda)}{\Delta_{aria}} = \frac{8\pi^3 (n_{aria}^2 - 1)^2}{3N_L^2 \lambda^4} \frac{P_s T_s}{P_s T} \left( \frac{6 + 3\gamma}{6 - 7\gamma} \right) = 2.54 \times 10^{-30} \text{ m}^2. \quad (5.13)$$

Questi valori della sezione d'urto molecolare, indifferentemente  $\sigma_m$  o  $\sigma_{ma}$ , sono compatibili con quello calcolato nel riferimento [32] di  $2.7589 \times 10^{-30} \text{ m}^2$  alla lunghezza d'onda di 355 nm, valutato per aria secca contenente 360

ppm di molecole di CO<sub>2</sub>.

La leggera differenza numerica nella parte decimale è dovuta proprio alla presenza del CO<sub>2</sub> nel calcolo del riferimento.

Il  $\beta_{atm}(\lambda, R)$  introdotto nella sezione 4.2.1 è ottenuto in generale dalla somma dei coefficienti di retrodiffusione  $\beta$  delle molecole e del particolato

$$\beta_{atm}(\lambda, R) = \beta_m(\lambda, R) + \beta_p(\lambda, R), \quad (5.14)$$

ma avendo ipotizzato all'inizio che l'atmosfera è composta soltanto dalle molecole, la retrodiffusione è esclusivamente molecolare ed inoltre, considerata ancora un'atmosfera omogenea, non dipende dalla distanza

$$\beta_{atm}(\lambda, R) = \beta_m(\lambda, R) = \beta_m(\lambda). \quad (5.15)$$

Prendendo l'equazione (5.6) (o indifferentemente la (5.7), visto che numericamente non vi è differenza), il coefficiente di retrodiffusione molecolare e perciò il coefficiente di retrodiffusione atmosferico, risulta

$$\beta_{atm}(\lambda, R) = \beta_m(\lambda) = \frac{\pi^2 (n_{aria}^2 - 1)^2 \Delta_{aria}}{N_L^2 \lambda^4} = 7.37 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}.$$

Quest'ultimo valore sarà sostituito nell'equazione (4.7) per ottenere il  $\beta_{fumo}(\lambda, R)$ .

Anche il coefficiente di attenuazione  $\kappa_{atm}(\lambda, R)$  è la somma dei coefficienti molecolari ed aerosolici e, valendo le medesime considerazioni di prima:

$$\kappa_{atm}(\lambda, R) = \kappa_m(\lambda, R) = \kappa_m(\lambda). \quad (5.16)$$

Definisco ora il rapporto retrodiffusione-estinzione come il rapporto tra il coefficiente di retrodiffusione ed il coefficiente di attenuazione molecolari ([11][33][34][35][36])

$$\Pi_m(\lambda, R) = \frac{\beta_{atm}(\lambda, R)}{\kappa_{atm}(\lambda, R)} = \frac{\beta_m(\lambda)}{\kappa_m(\lambda)}. \quad (5.17)$$

Ricordando di aver ipotizzato che non avviene alcun assorbimento molecolare e sapendo che l'attenuazione è composta dalla diffusione e dall'assorbimento, deriva che l'attenuazione molecolare è dovuta soltanto alla diffusione e ricordando ancora che la funzione di fase per l'angolo di 180° è il rapporto tra la retrodiffusione e la diffusione complessiva, si ha che

$$\frac{\beta_m(\lambda)}{\kappa_m(\lambda)} = F_{\pi, m} = \frac{3}{8\pi} = \Pi_m. \quad (5.18)$$

Da questa equazione calcolo  $\kappa_m(\lambda)$  essere

$$\kappa_m(\lambda) = \frac{\beta_m(\lambda)}{\Pi_m} = \frac{\pi^2 (n_{aria}^2 - 1)^2 \Delta_{aria}}{\Pi_m N_L^2 \lambda^4} = \frac{8\pi^3 (n_{aria}^2 - 1)^2 \Delta_{aria}}{3N_L^2 \lambda^4}, \quad (5.19)$$

$$\kappa_m(\lambda) = 6.18 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}.$$

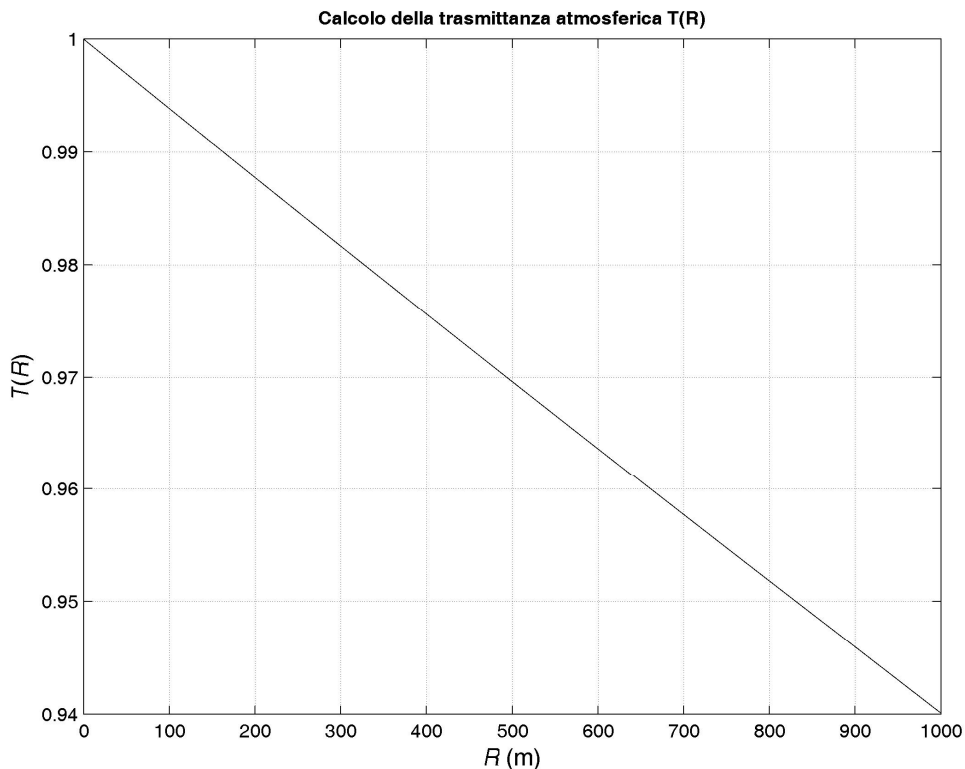
Questo valore è concorde con il coefficiente di diffusione di Rayleigh ottenuto graficamente ( $6.6 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ ) nella figura 7-3 del riferimento [37] per la lunghezza d'onda di 355 nm.

Posso adesso risalire alla trasmittanza atmosferica, cioè alla quantità di radiazione che attraversa uno strato dell'atmosfera, data da

$$T(\lambda, R) = \exp\left\{-\int_0^R \kappa_m(\lambda, R) dR\right\} = \exp\{-\kappa_m(\lambda) R\}. \quad (5.20)$$

L'andamento del risultato (5.20) è riportato nella figura 5.12 ed è abbastanza evidente, osservandola, che per distanze brevi l'attenuazione del fascio laser è lieve.

Quindi, nonostante la diffusione molecolare è il processo di estinzione preponderante alla lunghezza d'onda di 355 nm, l'energia trasmessa dal laser rimane praticamente invariata durante la sua propagazione nell'atmosfera.



**Fig. 5.12.** Trasmittanza atmosferica molecolare.

Svolgo ora invece alcune considerazioni sul particolato sviluppato dalla combustione di materia vegetale.

È risaputo che il particolato obbedisce alle leggi di diffusione determinate da Mie, per le quali la diffusione assume degli aspetti complicati dipendenti dalla forma, dalla dimensione, dall'indice di rifrazione, dalla densità numerica del bersaglio diffondente e dalla lunghezza d'onda incidente ([11]).

Nel caso di particelle di forma sferica, la teoria si semplifica parzialmente.

Sono introdotti due nuovi concetti, l'efficienza di diffusione  $Q_{sc}$  ed il parametro dimensione  $\Phi$ .

Il primo parametro è definito come il rapporto tra la sezione d'urto di diffusione del particolato e l'area geometrica della particella ([11])

$$Q_{sc} = \frac{\sigma_p}{\pi\rho^2}, \quad (5.21)$$

il secondo parametro è definito come il rapporto tra la circonferenza della sezione circolare della particella e la lunghezza d'onda incidente ([11])

$$\Phi = \frac{2\pi\rho}{\lambda}, \quad (5.22)$$

dove  $\rho$  indica il raggio della particella sferica.

La relazione tra  $Q_{sc}$  e  $\Phi$  non è formalmente semplice e graficamente è rappresentata nel piano  $\Phi-Q_{sc}$  come una curva crescente fino ad un certo valore e poi oscillante in maniera smorzata per tendere asintoticamente ad un  $Q_{sc}$  di 2 ([9][11][38][39]).

Da questa evoluzione è possibile separare tre zone nette di  $\Phi$  per le quali le caratteristiche di  $Q_{sc}$  sono differenti e di conseguenza sono diverse le proprietà ottiche del mezzo ([11]).

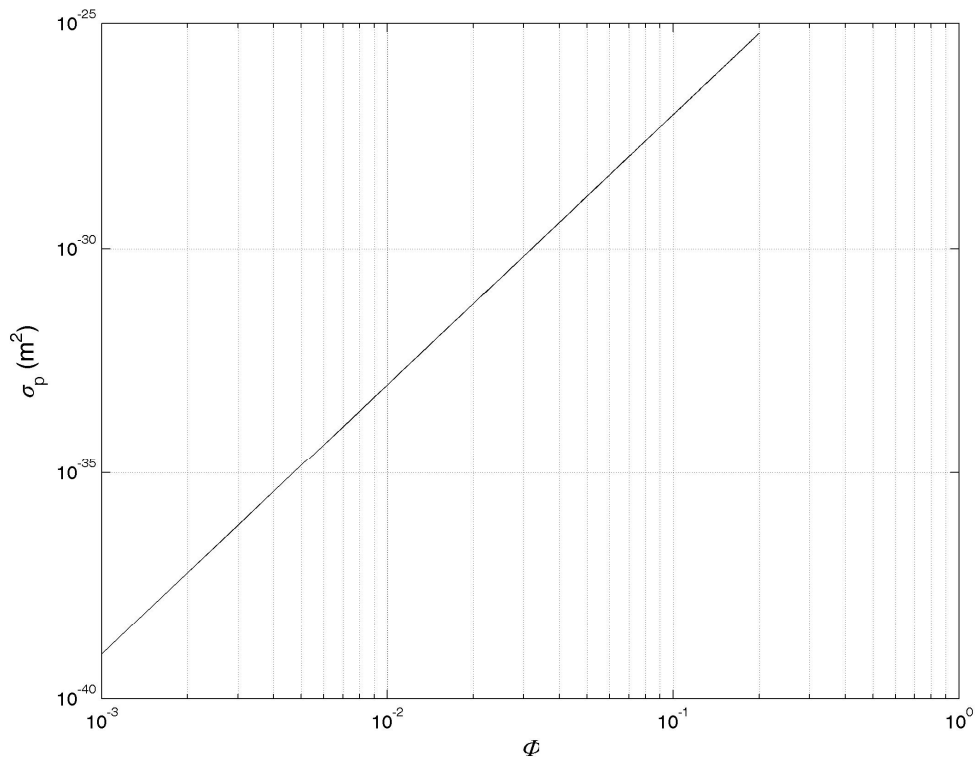
Per  $\Phi < 0.2$ , quando cioè  $\rho < 0.03 \cdot \lambda$ , la diffusione è simile a quella di Rayleigh, con una dipendenza dall'inverso della quarta potenza della lunghezza d'onda e dipende perciò da particelle di particolato di piccola dimensione, per  $0.2 < \Phi < 40$  la diffusione è maggiore del primo intervallo e fortemente oscillante, dipendente da particelle di particolato di dimensioni intermedie e confrontabili con la lunghezza d'onda, per  $\Phi > 40$  la diffusione tende, sempre oscillando, asintoticamente a 2 e dipende dalle particelle di dimensione molto grande, tali che per esse vige l'approssimazione dell'ottica geometrica.

Per il caso della dimensione del particolato minore della lunghezza d'onda, quando  $\Phi < 0.2$ , la sezione d'urto è ([11])

$$\sigma_p = \frac{128\pi^5 \rho^6}{3\lambda^4} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2, \quad (5.23)$$

dove  $n$  è l'indice di rifrazione del particolato, che riscrivendola in funzione di  $\Phi$  diventa (Fig. 5.13, per  $n = n_{aria}$ )

$$\sigma_p = \frac{8\pi\rho^2\Phi^4}{3} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2. \quad (5.24)$$



**Fig. 5.13.** Sezione d'urto del particolato per  $\Phi < 0.2$ .

Per la corretta interpretazione del risultato della figura 5.13 va detto che anche se per la costruzione del grafico sono arrivato ad un  $\Phi$  fino a  $10^{-3}$ , per facilitarne la visione, è assurda una sezione d'urto per il particolato minore di  $10^{-30} \text{ m}^2$ , perché questo ordine di grandezza è tipico di quello molecolare ed il particolato è maggiore delle molecole.

Ciò che si evince quindi è l'aumento della sezione d'urto da valori prossimi a quelli molecolari fino ad un ordine di  $10^{-25} \text{ m}^2$ .

La (5.21), sostituendovi la (5.23) diviene

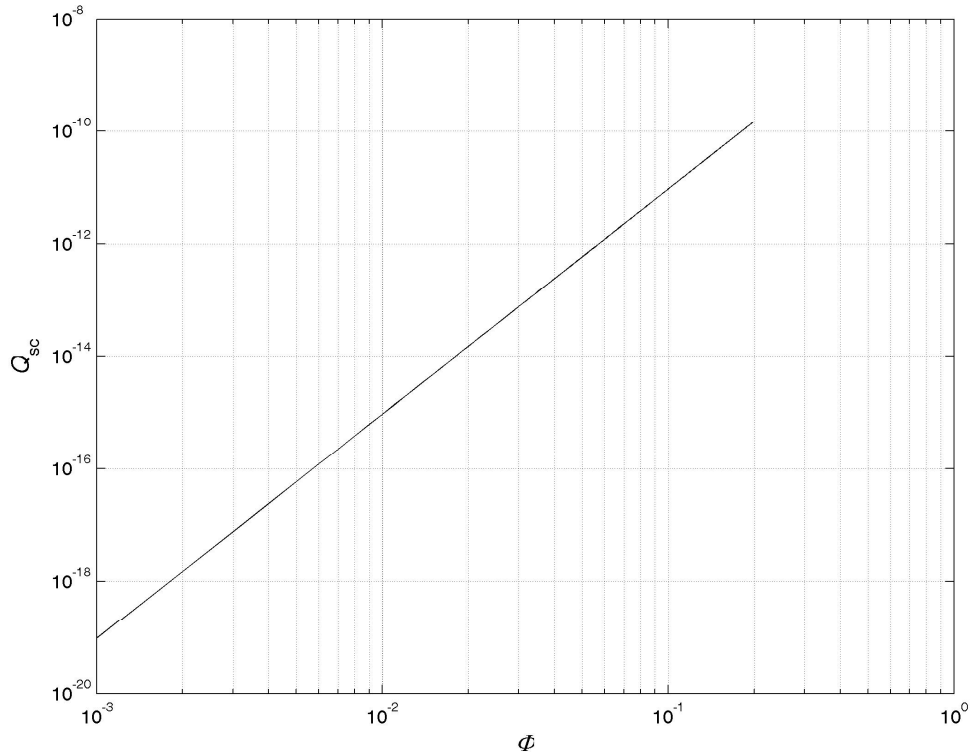
$$Q_{sc} = \frac{128\pi^4 \rho^4}{3\lambda^4} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2, \quad (5.25)$$

mentre sostituendo la (5.24) diviene (Fig. 5.14)

$$Q_{sc} = \frac{8\Phi^4}{3} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2. \quad (5.26)$$

Tenendo conto della rettifica per la figura 5.13, l'efficienza di diffusione aumenta da circa  $10^{-13}$  a circa  $10^{-10}$ .

Per questo intervallo quindi un diagramma polare darebbe gli stessi due lobi nel verso incidente e nel verso opposto della radiazione laser, come per le figure 5.9, 5.10 e 5.11.



**Fig. 5.14.** Efficienza di diffusione del particolato per  $\Phi < 0.2$ .

Il coefficiente di diffusione del particolato è ottenuto invece dalla (5.23) moltiplicandola per la densità numerica del particolato  $N_p$  ([11])

$$\beta_p = N_p \sigma_p = \frac{128\pi^5 \rho^6 N_p}{3\lambda^4} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2. \quad (5.27)$$

Concludendo, la diffusione causata del particolato la cui dimensione è minore di 355 nm, cioè quando  $\rho < 11.3$  nm o 113 Å, è simile formalmente alla

diffusione molecolare per la dipendenza dalla quarta potenza inversa della lunghezza d'onda, ma è numericamente maggiore e crescente con l'aumentare della dimensione.

L'analisi per la dimensione del particolato compatibile e maggiore della lunghezza d'onda di 355 nm, cioè per  $11.3 \text{ nm} < \rho < 2260 \text{ nm}$  e  $\rho > 2260 \text{ nm}$ , la escludo perché suppongo che il fumo sia composto soltanto da molecole di acqua ( $\text{H}_2\text{O}$ ), da molecole di anidride carbonica ( $\text{CO}_2$ ) e da particolato leggero tale da rientrare nella categoria dimensionale appena conclusa ([2][3]).

## 5.2 Misure dell'attenuazione dal fumo

Per la valutazione del coefficiente  $\langle \kappa_{fumo}(\lambda) \rangle$ , essenziale per la valutazione del coefficiente di retrodiffusione, le misure le ho compiute collocando il laser dinanzi al telescopio ad una distanza di circa 82 m.

Per tali misure ho impiegato un diaframma da 3.00 mm di apertura, che eguaglia quasi il diametro dell'immagine nel piano focale del fascio laser proveniente dalla distanza di 82 m, come deriva dalla figura 3.3.

Ho ancora adoperato il filtro da 355 nm.

Il telescopio è stato collocato all'interno dei laboratori e questo ha garantito una notevole riduzione del rumore luminoso diretto, particolarmente quello causato dalla radiazione solare.

Il fuoco è stato acceso lungo il percorso rettilineo seguito dal fascio luminoso, sotto una cella lunga ( $1000 \pm 1$ ) mm e di diametro ( $800 \pm 1$ ) mm, dentro la quale si accumulava il fumo sviluppato (Fig. 4.7).

La cella era distante circa 15 m dal laser.

Alle sue estremità vi erano delle aperture per permettere la fuoriuscita del fumo una volta raggiunto l'equilibrio di pressione.

L'utilizzo della cella è stato dettato dal fatto di dover realizzare una condizione di omogeneità della distribuzione spaziale e temporale (su una scala di alcuni minuti) del fumo, che rende il coefficiente di attenuazione indipendente dalla distanza e dal tempo.

Questa esigenza è suggerita dalle considerazioni dette nella sezione 4.2.1 riguardo il valore medio di una grandezza e dalle equazioni ivi ricavate.

La semplice colonna di fumo non genera un siffatto evento di omogeneità, poiché la distribuzione del fumo varia puntualmente e per un

punto specifico varia per tempi dell'ordine dei secondi.

Il segnale di trigger l'ho prelevato in questo caso sugli stessi segnali acquisiti e le misure le ho salvate nel disco rigido del computer.

Queste misure sono state eseguite nello stesso periodo di quelle di retrodiffusione.

## 6 Risultati e riepilogo

### 6.1 Risultati

Nei lavori citati di Vilar *et al.* ([4][5][6][7][8]) si trova che per generare l'allarme incendio con la tecnica lidar vengono osservate le forme dei segnali retrodiffusi e mediante analisi con le reti neurali ([40]) vengono selezionati quelli corrispondenti ad un incendio.

Abbiamo ritenuto invece utile ricavare e fornire anche la misura del coefficiente volumetrico di retrodiffusione del fumo  $\beta_{fumo}$ .

Mostro di seguito due immagini tipiche della sequenza temporale dei segnali acquisiti, come fa Vilar, uno in assenza (Fig. 6.1) ed uno in presenza di incendio (Fig. 6.2).

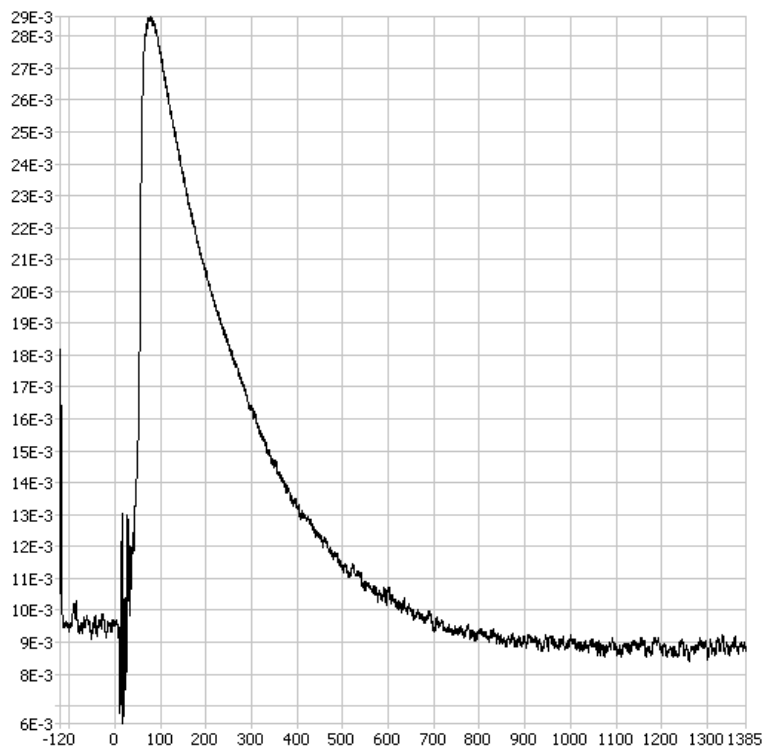
Sulle ascisse è riprodotta la distanza  $R$  dal lidar in metri e sulle ordinate la differenza di potenziale in Volt restituita dal fotomoltiplicatore.

L'evoluzione del segnale è stata seguita a partire dalla condizione di composizione atmosferica tipica incontaminata iniziale fino al suo diradarsi dopo che il materiale vegetale ha esaurito di ardere.

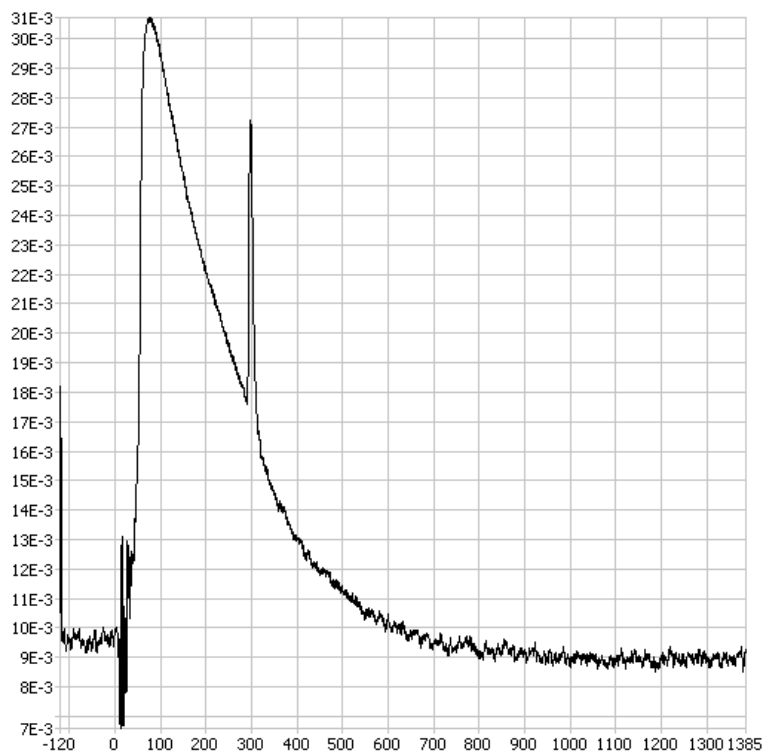
Taluni segnali li ho ottenuti mediando fino a 10 acquisizioni cronologicamente susseguenti di uno stesso file di dati, pari ad 1 s di acquisizioni, che mantenevano altezza e larghezza pressoché simili del picco, altri su un numero minore di segnali, poiché non erano rispettate le condizioni di costanza ed uniformità come prima.

Il segnale del livello di rumore luminoso l'ho sottratto ai segnali retrodiffusi, com'è per prassi, perchè altrimenti avrebbe creato un errore nella valutazione delle grandezze ricercate ([41][42][43]).

Ho calcolato il rapporto tra i coefficienti di retrodiffusione del fumo e dell'atmosfera, come indicato dalla formula (4.6), ottenendo per i segnali acquisiti una variabilità nell'intervallo  $1 \div 4$  per 300 m e  $3 \div 10$  per 520 m.



**Fig. 6.1.** Segnale atmosferico imperturbato.



**Fig. 6.2.** Segnale con il picco retrodiffuso dal fumo.

Per la valutazione di questo rapporto ho considerato la porzione di segnale nell'intorno del picco di fumo nelle due diverse condizioni, prendendo il massimo del picco e, per il medesimo punto sulla curva senza fumo, il valore che gli spetta.

Adottando per  $\beta_{atm}$  la quantità  $7.37 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ , stimata dalla formula (5.15), deriva che il  $\beta_{fumo}$  è compreso nell'intervallo  $7.37 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1} \div 2.95 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$  per 300 m ed è compreso nell'intervallo  $2.21 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1} \div 7.37 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$  per 520 m.

I valori maggiori ottenuti per la distanza maggiore sono dovuti esclusivamente al fatto che per quanto sia stato fatto il possibile per ripetere la stessa produzione di fumo, non si sono avute le stesse identiche condizioni sperimentali e quindi o il materiale usato era più umido e quindi ha emesso maggior quantità di vapor d'acqua oppure nelle prime misure vi era qualche fenomeno di turbolenza locale che ha disperso il fumo.

Avendo assunto nella sezione 5.1.1 che l'atmosfera è omogenea e quindi che il  $\beta_{atm}$  non dipende dalla distanza ed in generale dalla posizione nello spazio, ho potuto usare l'identico valore numerico a 300 m ed a 520 m per la determinazione di  $\beta_{fumo}$  e ciò mi giustifica anche l'unificazione dei due intervalli di valori per la definizione del coefficiente di retrodiffusione del fumo.

Poiché il rapporto  $\beta_{fumo}/\beta_{atm}$  è maggiore di 0, l'intervallo misurato va quindi da 0 a  $7.37 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ .

Il limite superiore dell'intervallo non è un limite vincolante tale da poter affermare che il  $\beta_{fumo}$  deve essere necessariamente minore di  $7.37 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$  ma è indicativo dell'ordine di grandezza che gli compete, cioè  $10^{-6} \div 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ .

Il valore numerico di  $\beta_{fumo}$  dipende, come anche riscontrato sperimentalmente, dalla densità e dal tipo di materia immessa in atmosfera dal fumo e dalle sue caratteristiche ottiche.

Difatti prima che si sviluppi una colonna evidente di fumo, il materiale bruciato emette vapor d'acqua per l'effetto di eliminazione dell'umidità presente e sviluppa calore, fenomeni che alterano localmente la distribuzione verticale dell'atmosfera ed è proprio in questa fase che deve essere efficace il monitoraggio lidar in quanto rilevatore di un processo di interazione di diffusione, che si genera proprio quando un mezzo materiale trasparente perde o modifica le sue caratteristiche di omogeneità.

Una volta terminato lo stadio di deumidificazione il materiale arde emettendo maggiore energia termica ed emettendo particolato ed anidride carbonica.

La sequenza temporale osservata ha evidenziato questa evoluzione dell'incendio, seguita attraverso la comparsa graduale ed il mutamento del picco della colonna di fumo.

## 6.2 Riepilogo

L'attenzione rivolta ai temi ambientali riguardanti la prevenzione ha incoraggiato il CRATI a presentare al Ministero dell'Istruzione, dell'Università e della Ricerca Scientifica e Tecnologica un progetto pertinente dal titolo *Messa a punto e realizzazione di un sistema per l'allerta precoce di incendi e per la minimizzazione di falsi allarmi*, che è stato approvato e designato come progetto **MIUR 7979/DSPAR/2002**.

Nell'ambito dell'attività del progetto, ho avuto l'incarico di organizzare elementi già in possesso come il laser, il telescopio ed il rivelatore in maniera da assemblarli in un sistema lidar compatto e trasportabile adatto ad individuare la presenza di incendi.

Partendo dalla classica equazione lidar, ho analizzato i suoi diversi parametri costituenti, determinandone per i casi studio, i valori numerici.

Un aiuto all'indagine mi è venuto dall'impiego di ZEMAX, con il quale ho valutato le prestazioni che è possibile ottenere con il telescopio.

Ho determinato il diametro di uno stop di campo che necessariamente deve essere collocato nel piano focale del telescopio affinché siano verificate particolari condizioni fisiche tali da condurre alla forma dell'equazione lidar nonché per ridurre la quantità di radiazione residua che raggiunge il fotocatodo del tubo fotomoltiplicatore.

Abbiamo progettato ed assemblato degli elementi costruttivi per rendere il sistema funzionale e, come già detto, compatto e facilmente trasportabile.

Abbiamo effettuato le misure di collaudo del sistema verificando che alla lunghezza d'onda di 355 nm riesce a distinguere il fumo e ne abbiamo seguito l'evoluzione nel tempo.

Inoltre ho valutato il coefficiente di retrodiffusione alla lunghezza

d'onda di 355 nm dovuto al fumo, parametro fino ad ora non misurato da altri esperti lidar.

Un interessante studio che abbiamo deciso di svolgere nel prossimo futuro è di determinare il coefficiente di retrodiffusione del fumo per vari tipi di vegetazione, in maniera da stilare una base di dati dei coefficienti per il tipo di materiale bruciato, se vi è qualche differenza.

Si vuole anche verificare sperimentalmente il limite di rilevabilità dell'incendio, cioè fino a che distanza è possibile riconoscere il segnale generato dalla combustione di una quantità nota di materiale vegetale.

Tale limite dipenderà dal rumore del ricevitore utilizzato.

Il fotomoltiplicatore attuale non possiede un sistema di raffreddamento per controllare il rumore termico da esso prodotto e per tale motivo vorremmo sostituirlo con uno che abbia questa funzione.

Un'altra modifica che si vorrebbe apportare al sistema è di rendere il fotomoltiplicatore indipendente dal telescopio, cioè separato da esso, guidando la radiazione raccolta dal telescopio verso il fotomoltiplicatore mediante una fibra ottica.

Ancora, è alla nostra attenzione la possibilità di adattare il sistema ad una configurazione di tipo Raman per poter misurare la concentrazione di vapore acqueo emesso nella fase di principio di un incendio, a conferma del mutamento in atto e per fornire un ulteriore strumento di supporto nella decisione di decretare l'esistenza di un rischio ([44][45][46]).

Questa nuova configurazione necessita però dell'impiego di due supplementari tubi fotomoltiplicatori sintonizzati separatamente alla lunghezza d'onda di shift Raman dell'azoto ed a quella di shift Raman dell'acqua.

Il lidar da noi concepito sarà poi reso autonomo nel compimento delle operazioni di rilevamento e di allarme ed è previsto di trasportarlo e lasciarlo nel sito di lavoro senza il supporto di un operatore, fornendolo di propri sistemi di alimentazione elettrica, di telecomunicazione e di controllo in remoto.

Concludendo, i vari stadi che dovrà seguire il lidar, corredato della strumentazione e della tecnologia adeguata, sono:

- la scansione del territorio,

- la rivelazione di una modifica dei parametri atmosferici,
- il monitoraggio della persistenza dell'evento,
- la conferma del rischio incendio,
- la messa in allerta.

## Bibliografia

- [1] **E. Kührt, J. Knollenberg e V. Mertens**, *An Automatic Early Warning System for Forest Fires*, Annals of Burns and Fire Disasters, Volume XIV, Numero 3, Settembre 2001.
- [2] **F. Andreucci ed M. V. Arbolino**, *A Study on Forest Fire Automatic Detection Systems. I. Smoke Plume Model*, Il Nuovo Cimento, Volume 16 C, Numero 1, Gennaio-Febbraio 1993, Pagine 35-50.
- [3] **F. Andreucci ed M. V. Arbolino**, *A Study on Forest Fire Automatic Detection Systems. II. Smoke Plume Detection Performance*, Il Nuovo Cimento, Volume 16 C, Numero 1, Gennaio-Febbraio 1993, Pagine 51-65.
- [4] **R. Vilar ed A. Lavrov**, *Estimation of required parameters for detection of small smoke plumes by lidar at 1.54  $\mu\text{m}$* , Applied Physics B - Lasers and Optics, Numero 71, 2000, Pagine 225-229.
- [5] **A. B. Utkin, A. V. Lavrov, L. Costa, F. Simões ed R. Vilar**, *Detection of small forest fires by lidar*, Applied Physics B - Lasers and Optics, Numero 74, 2002, Pagine 77-83.
- [6] **A. B. Utkin, A. Fernandes, F. Simões, R. Vilar ed A. Lavrov**, *Forest-fire detection by means of lidar*, Forest Fire Research & Wildland Fire Safety, Proceedings of IV International Conference on Forest Fire Research, 2002 Wildland Fire Safety Summit, Coimbra, Portugal, 18-23 November 2002, Millpress, Editore *Domingos Xavier Viegas*.
- [7] **A. B. Utkin, A. Fernandes, F. Simões, A. Lavrov ed R. Vilar**, *Feasibility of forest-fire smoke detection using lidar*, International Journal of Wildland Fire, Numero 12, 2003, Pagine 159-166.
- [8] **A. B. Utkin, A. Fernandes, A. Lavrov ed R. Vilar**, *Eye-safe lidar*

- measurements for detection and investigation of forest-fire smoke*, International Journal of Wildland Fire, Numero 13, 2004, Pagine 401-412.
- [9] **Graeme L. Stephens**, *Remote Sensing of the Lower Atmosphere. An Introduction*, Oxford University Press, 1994, Prima Edizione.
- [10] **Raymond M. Measures**, *Laser Remote Sensing. Fundamentals and Applications*, Krieger Publishing Company, 1992, Edizione Ristampa.
- [11] **Vladimir A. Kovalev** e **William E. Eichinger**, *Elastic Lidar. Theory, Practice, and Analysis Methods*, Wiley, 2004, Prima Edizione.
- [12] **Ulla Wandinger**, *Lidar. Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, Springer, 2005, Prima Edizione, Volume 102 della Springer Series in Optical Sciences, Editore *Claus Weitkamp*.
- [13] **Nobuo Takeuchi**, *Laser Remote Sensing*, Taylor & Francis CRC Press, 2005, Prima Edizione, Volume 97 della serie Optical Engineering, Editori *Takashi Fujii* e *Tetsuo Fukuchi*.
- [14] **Volker Matthias**, **Volker Freudenthaler**, **Aldo Amodeo**, **Ioan Balin**, **Dimitris Balis**, **Jens Bösenberg**, **Anatoly Chaikovsky**, **Georgius Chourdakis**, **Adolfo Comeron**, **Arnaud Delaval**, **Ferdinando De Tomasi**, **Ronald Eixmann**, **Arne Hågård**, **Leonce Komguem**, **Stephan Kreipl**, **Renaud Matthey**, **Vincenzo Rizi**, **José António Rodrigues**, **Ulla Wandinger** e **Xuan Wang**, *Aerosol lidar intercomparison in the framework of the EARLINET project. 1. Instruments*, Applied Optics, Volume 43, Numero 4, 1 Febbraio 2004, Pagine 961-976.
- [15] **Christine Böckmann**, **Ulla Wandinger**, **Albert Ansmann**, **Jens Bösenberg**, **Vassilis Amiridis**, **Antonella Boselli**, **Arnaud Delaval**, **Ferdinando De Tomasi**, **Max Frioud**, **Ivan Videnov Grigorov**, **Arne Hågård**, **Matej Horvat**, **Marco Iarlori**, **Leonce Komguem**, **Stephan Kreipl**, **Gilles Larchevêque**, **Volker Matthias**, **Alexandros Papayannis**, **Gelsomina Pappalardo**, **Francesc Rocadenbosch**, **José António Rodrigues**, **Johannes Schneider**, **Valery Shcherbakov** e **Matthias Wiegner**, *Aerosol lidar intercomparison in the framework of the EARLINET project. 2. Aerosol backscatter algorithms*, Applied Optics, Volume 43, Numero 4, 1 Febbraio 2004, Pagine 977-989.
- [16] **Walter Koechner**, *Solid-State Laser Engineering*, Springer, 1999,

- Quinta Edizione Rivista ed Aggiornata, Volume 1 della Springer Series in Optical Sciences.
- [17] **Kamil Stelmaszczyk, Marcella Dell'Aglio, Stanislaw Chudzyński, Tadeusz Stacewicz e Ludger Wöste**, *Analytical function for lidar geometrical compression form-factor calculations*, Applied Optics, Volume 44, Numero 7, 1 Marzo 2005, Pagine 1323-1331.
- [18] **T. Halldórsson e J. Langerholc**, *Geometrical form factors for the lidar function*, Applied Optics, Volume 17, Numero 2, 15 Gennaio 1978, Pagine 240-244.
- [19] **J. Harms**, *Lidar return signals for coaxial and noncoaxial systems with central obstruction*, Applied Optics, Volume 18, Numero 10, 15 Maggio 1979, Pagine 1559-1566.
- [20] **Kenneth Sassen e Gregory C. Dodd**, *Lidar crossover function and misalignment effects*, Applied Optics, Volume 21, Numero 17, 1 Settembre 1982, Pagine 3162-3165.
- [21] **Carlo Bellecci e Francesco De Donato**, *Effect of the differential geometric form factor on differential absorption lidar measurements with topographical targets*, Applied Optics, Volume 38, Numero 24, 20 Agosto 1999, Pagine 5212-5217.
- [22] **Raffaele Velotta, Bruno Bartoli, Roberta Capobianco, Luca Fiorani e Nicola Spinelli**, *Analysis of the receiver response in lidar measurements*, Applied Optics, Volume 37, Numero 30, 20 Ottobre 1998, Pagine 6999-7007.
- [23] **Anthony E. Siegman**, *Lasers*, University Science Books, 1986, Prima Edizione.
- [24] **Stuart A. Young**, *Lidar system optical alignment and its verification*, Applied Optics, Volume 26, Numero 9, 1 Maggio 1987, Pagine 1612-1616.
- [25] **Y. Sasano, H. Shimizu, N. Takeuchi ed M. Okuda**, *Geometrical form factor in the laser radar equation: an experimental determination*, Applied Optics, Volume 18, Numero 23, 1 Dicembre 1979, Pagine 3908-3910.
- [26] **Gerard M. Ancellet, Michael J. Kavaya, Robert T. Menzies ed Alan M. Brothers**, *Lidar telescope overlap function and effects of*

- misalignment for unstable resonator transmitter and coherent receiver*, Applied Optics, Volume 25, Numero 17, 1 Settembre 1986, Pagine 2886-2890.
- [27] **Sang Whoe Dho, Young Je Park ed Hong Jin Kong**, *Experimental determination of a geometric form factor in a lidar equation for an inhomogeneous atmosphere*, Applied Optics, Volume 36, Numero 24, 20 Agosto 1997, Pagine 6009-6010.
- [28] **Sang Whoe Dho, Young Je Park ed Hong Jin Kong**, *Application of Geometrical Form Factor in Differential Absorption Lidar Measurement*, Optical Review, Volume 4, Numero 4, 1997, Pagine 521-526.
- [29] **Kouki Ikuta, Tsutomu Kudo, Noboru Yoshikane, Nilesh J. Vasa, Yuji Oki e Mitsuo Maeda**, *Geometrical Form Factor Improvement for Receiving System of Infrared Lidar*, Optical Review, Volume 6, Numero 5, 1999, Pagine 464-470.
- [30] **C. Fröhlich e Glenn E. Shaw**, *New determination of Rayleigh scattering in the terrestrial atmosphere*, Applied Optics, Volume 19, Numero 11, 1 Giugno 1980, Pagine 1773-1775.
- [31] **Vladimir A. Kovalev ed H. Moosmüller**, *Distortion of particulate extinction profiles measured with lidar in a two-component atmosphere*, Applied Optics, Volume 33, Numero 27, 20 Settembre 1994, Pagine 6499-6507.
- [32] **Barry A. Bodhaine, Norman B. Wood, Ellsworth G. Dutton e James R. Slusser**, *On Rayleigh Optical Depth Calculations*, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Volume 16, Novembre 1999, Pagine 1854-1861.
- [33] **Gerard J. Kunz**, *Two-wavelength lidar inversion algorithm*, Applied Optics, Volume 38, Numero 6, 20 Febbraio 1999, Pagine 1015-1020.
- [34] **Vladimir A. Kovalev**, *Sensitivity of the lidar solution to errors of the aerosol backscatter-to-extinction ratio: influence of a monotonic change in the aerosol extinction coefficient*, Applied Optics, Volume 34, Numero 18, 20 Giugno 1995, Pagine 3457-3462.
- [35] **Vladimir A. Kovalev**, *Stable near-end solution of the lidar equation for clear atmospheres*, Applied Optics, Volume 42, Numero 3, 20 Gennaio

- 2003, Pagine 585-591.
- [36] **Vladimir A. Kovalev**, *Near-end solution for lidar signals that includes a multiple-scattering component*, Applied Optics, Volume 42, Numero 36, 20 Dicembre 2003, Pagine 7215-7224.
- [37] RCA Electro-Optics Handbook, 1984.
- [38] **Hendrik Christoffel van de Hulst**, *Light Scattering by Small Particles*, Dover Publications, 1981, Prima Edizione.
- [39] **Max Born** ed **Emil Wolf**, *Principles of Optics. Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, Cambridge University Press, 2003, Settima Edizione.
- [40] **A. M. Fernandes**, **A. B. Utkin**, **A. V. Lavrov** ed **R. M. Vilar**, *Development of neural network committee machines for automatic forest fire detection using lidar*, Pattern Recognition, Numero 37, 2004, Pagine 2039-2047.
- [41] **L. Elterman**, *Aerosol Measurements in the Troposphere and Stratosphere*, Applied Optics, Volume 5, Numero 11, Novembre 1966, Pagine 1769-1776.
- [42] **Stuart A. Young**, *Analysis of lidar backscatter profiles in optically thin clouds*, Applied Optics, Volume 34, Numero 30, 20 Ottobre 1995, Pagine 7019-7031.
- [43] **Vladimir A. Kovalev**, *Distortion of the extinction coefficient profile caused by systematic errors in lidar data*, Applied Optics, Volume 43, Numero 15, 20 Maggio 2004, Pagine 3191-3198.
- [44] **Hans Moosmüller** e **Thomas D. Wilkerson**, *Combined Raman-elastic backscatter lidar method for the measurement of backscatter ratios*, Applied Optics, Volume 36, Numero 21, 20 Luglio 1997, Pagine 5144-5147.
- [45] **W. E. Eichinger**, **D. I. Cooper**, **P. R. Forman**, **J. Griegos**, **M. A. Osborn**, **D. Richter**, **L. L. Tellier** ed **R. Thornton**, *The Development of a Scanning Raman Water Vapor Lidar for Boundary Layer and Tropospheric Observations*, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Volume 16, Novembre 1999, Pagine 1753-1766.
- [46] **Gelsomina Pappalardo**, **Aldo Amodeo**, **Marco Pandolfi**, **Ulla Wandinger**, **Albert Ansmann**, **Jens Bösenberg**, **Volker Matthias**,

**Vassilis Amiridis, Ferdinando De Tomasi, Max Frioud, Marco Iarlori, Leonce Komguem, Alexandros Papayannis, , Francesc Rocadenbosch, e Xuan Wang**, *Aerosol lidar intercomparison in the framework of the EARLINET project. 3. Raman lidar algorithm for aerosol extinction, backscatter, and lidar ratio*, Applied Optics, Volume 43, Numero 28, 1 Ottobre 2004, Pagine 5370-5385.