



UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI FERRARA

FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

Dipartimento di Fisica

CORSO DI LAUREA IN METEOROLOGIA E AMBIENTE

**ANALISI DELLE INFORMAZIONI CHE LA POLARIZZAZIONE
DELLA LUCE SOLARE DIFFUSA FORNISCE SULLA
VISIBILITÀ DEL CIELO E SULLA SUA COPERTURA
NUVOLOSA**

Candidato:

Abbracciavento Leonardo

Relatore:

Prof. Parretta Antonio

Correlatore:

Prof. Porcù Federico

Anno Accademico 2009 – 2010

INDICE

INTRODUZIONE.....	5
CAPITOLO 1: La polarizzazione.....	6
1.1 Le onde elettromagnetiche.....	6
1.2 La polarizzazione della luce solare.....	7
1.3 I parametri di Stokes.....	8
1.4 La polarizzazione per assorbimento.....	11
1.5 La polarizzazione per birifrangenza.....	12
1.6 La polarizzazione per riflessione.....	13
1.7 La polarizzazione per diffusione.....	14
CAPITOLO 2 : L'aerosol.....	17
CAPITOLO 3: Effetto dell'anisotropia molecolare(Bahethi,Fraser)..	21
3.1 Introduzione.....	21
3.2 Matrice di fase e spessore ottico.....	22
3.3 Modelli e particolari di calcoli.....	24
3.4 Risultati e discussione.....	25
3.5 Risultati per la correzione parziale dovuta all'anisotropia molecolare.....	27
3.6 Conclusioni.....	28
CAPITOLO 4 : Polarizzazione della luce del cielo(Smith).....	29
4.1 Introduzione.....	29
4.2 Modello semplice.....	30
4.3 Diffusione di dipolo.....	35

4.4 Distribuzione della luce del cielo polarizzata.....	39
---	----

CAPITOLO 5 : Polarizzazione della luce del cielo a Siviglia(Bellver).....43

5.1 Introduzione.....	43
-----------------------	----

5.2 Sperimentale.....	44
-----------------------	----

5.3 Luminosità e polarizzazione per altezze del sole superiore a 5°	45
---	----

5.4 Luminosità dovuta alla luce polarizzata.....	47
--	----

5.5 Misura durante la penombra e alle altezze basse del sole.....	48
---	----

5.6 Formula empirica di Rubenson.....	48
---------------------------------------	----

5.7 Determinazioni foto-polarimetriche rurali insieme alle misure urbane.....	49
---	----

5.8 Posizioni di polarizzazione massima.....	49
--	----

CAPITOLO 6 : Misurazione della visibilità (Roy Clark).....50

6.1 Settore tecnico.....	50
--------------------------	----

6.2 Arte del fondo.....	50
-------------------------	----

6.3 Sintesi dell'invenzione.....	54
----------------------------------	----

6.4 Breve descrizione dei disegni.....	55
--	----

6.5 Descrizione del metodo.....	56
---------------------------------	----

CAPITOLO 7 : Stima del “cloudiness index” (Parretta).....68

7.1 Misure di polarizzazione locali.....	68
--	----

7.2 Misure del grado di polarizzazione confrontate al “cloudiness index”.....	74
---	----

7.3 Conclusioni.....	79
----------------------	----

CONCLUSIONE.....	80
BIBLIOGRAFIA.....	81
RINGRAZIAMENTI.....	82

INTRODUZIONE

Soprattutto negli ultimi anni, a causa dell'aumento dell'inquinamento del nostro pianeta e anche del diminuire delle risorse utilizzabili per la produzione di energia, ci si è concentrati maggiormente a sviluppare tecnologie che siano in grado di produrre energia da fonti rinnovabili e innovative come possono essere l'idrogeno, la luce solare e le biomasse.

Ciò che oggi giorno viene maggiormente sfruttata dalla politica scientifica è la luce solare poiché è legata all'uso dei semiconduttori che per le società industriali sono più vantaggiosi da produrre, anche se la resa energetica non è molto alta (generalmente si hanno rendimenti del 10/20%).

E' quindi molto importante lo studio rivolto all'ottimizzazione, miglioramento ed innovazione di tecnologie che sfruttano i fenomeni che avvengono quando un'onda elettromagnetica quale la luce interagisce con la materia; questi fenomeni saranno l'assorbimento, la trasmissione, la polarizzazione, la rifrazione e la diffrazione. Qui ci occuperemo principalmente della polarizzazione e della diffusione della luce solare.

La luce solare diffusa dalle molecole dell'aria misurata al suolo presenta un grado di polarizzazione che dipende da fattori come l'altezza del sole, l'intensità delle due componenti della luce linearmente polarizzate e anche dallo stato chimico dell'atmosfera e tramite quest'ultimo studio è possibile definire i gas inquinanti presenti nel cielo. Una delle principali fonti di luce diffusa è proprio l'atmosfera e dove è sgombra da nubi è previsto un alto grado di polarizzazione, mentre al contrario è prevista assenza di polarizzazione in condizioni di cielo completamente coperto. Vedremo anche che il grado di polarizzazione tenderà a diminuire per la presenza di inquinanti nel cielo. La misura del grado di polarizzazione della luce solare diffusa al suolo è utile al fine di capire lo stato dell'atmosfera, in particolare il grado di copertura del cielo e cosa molto importante ci può dire che tipo di inquinanti ci sono nell'aria tramite grazie allo studio dell'assorbimento dello spettro elettromagnetico. Il settore della meteorologia innanzitutto beneficerebbe grandemente della disponibilità di uno strumento nuovo per l'indagine della radiazione diffusa e dello stato dell'atmosfera.

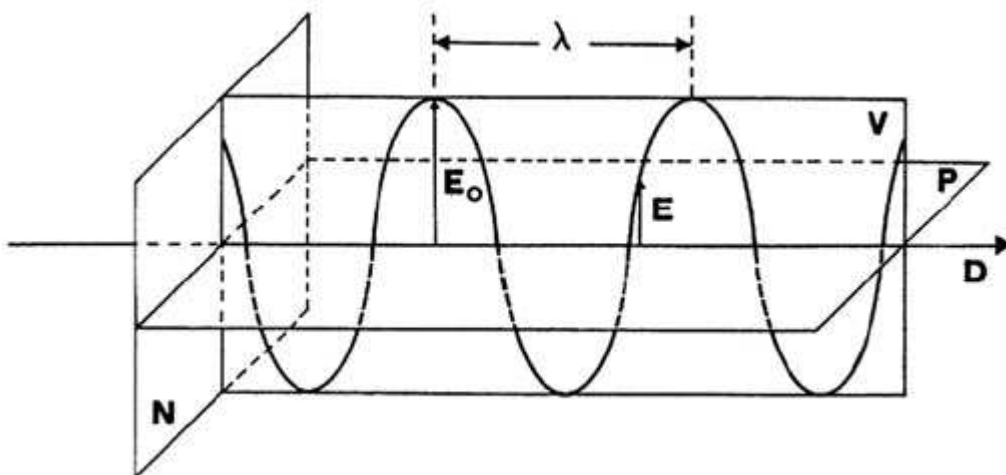
CAPITOLO 1 : La polarizzazione

1.1 Le onde elettromagnetiche

La teoria dell'elettromagnetismo prevede che ogni radiazione elettromagnetica, e quindi anche la luce, sia un'onda in cui ad oscillare non è un mezzo materiale ma campi elettrici e magnetici. Questi campi sono rappresentati da vettori che ne indicano l'intensità, la direzione e il verso.

Le onde elettromagnetiche sono **trasversali** nel senso che le direzioni dei vettori elettrici **E** e magnetici **B** oscillanti sono perpendicolari alla direzione di propagazione dell'onda e non paralleli ad essa, come accade invece nelle onde longitudinali (es: onde sonore).

Per semplicità consideriamo soltanto le oscillazioni del campo elettrico che poi è quello che interagisce maggiormente con la materia che incontra; quindi dimentichiamoci del campo magnetico.



Convenzionalmente, si definisce piano di vibrazione V quello in cui oscilla il vettore campo elettrico, e piano di polarizzazione P quello a esso perpendicolare, che è poi quello in cui oscilla il vettore campo magnetico.

Nelle sorgenti di luce ordinaria (lampade a incandescenza e a fluorescenza) l'onda elettromagnetica prodotta da ciascun atomo non ha alcun legame con quella emessa dagli altri atomi e quindi il processo di emissione è del tutto casuale. Poiché tutte le direzioni di vibrazione sono possibili, l'onda elettromagnetica risultante è quindi una sovrapposizione caotica delle onde prodotte dalle singole sorgenti atomiche. Il risultato è quello che viene definito **un'onda non polarizzata**. Vi sono però alcune sorgenti, come i laser, in cui gli atomi emettono radiazione i cui piani di oscillazione del campo elettrico, e quindi i piani di polarizzazione relativi, sono tutti paralleli. In tal caso si dice che la radiazione è **linearmente polarizzata**.

Per caratterizzare le onde elettromagnetiche (e.m.) bisogna partire dalle equazioni di Maxwell, che governano l'andamento spazio temporale del campo elettrico \mathbf{E} e del campo induzione magnetica \mathbf{B} in funzione delle sorgenti che lo generano. Per sorgenti situate nel vuoto esse si scrivono come:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

I campi elettromagnetici che si propagano nella nostra atmosfera sono soggetti a queste equazioni perché l'aria la si può approssimare al vuoto. Quando invece le sorgenti non sono più situate nel vuoto ma in un mezzo materiale le equazioni di Maxwell subiscono una variazione e vengono introdotti il vettore spostamento elettrico \mathbf{D} e il campo magnetico \mathbf{H} . Così le nuove equazioni vengono riscritte:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

1.2 La polarizzazione della luce solare

Ogni onda elettromagnetiche oltre che dall'intensità e dalla sua frequenza è caratterizzata anche dal suo stato di polarizzazione che descrive come le direzioni di oscillazione dei campi e.m. varino attorno alla direzione di propagazione. Così ad esempio un cristallo polarizzante lascia passare solo radiazione in cui i campi oscillino in una determinata direzione. La polarizzazione ha un ruolo importante sia nell'emissione che nella

diffusione; soprattutto nella diffusione, in quanto, da un lato, luce incidente con diversi stati di polarizzazione interagisce in modo diverso con i centri diffondenti, dall'altro lo scattering è un meccanismo di polarizzazione (basti pensare alla luce riflessa dal blu del cielo tipicamente polarizzata a differenza della luce diretta solare). Pertanto lo stato di polarizzazione di un'onda ci aiuta a comprendere meglio le interazioni che essa stessa ha avuto con diversi elementi atmosferici.

In teoria dello scattering sono particolarmente usati i parametri di Stokes che sono quattro parametri reali che caratterizzano completamente la polarizzazione di un'onda e che sono definiti in termini di quantità operativamente determinabili. In generale un'onda può essere espressa come sovrapposizione di due componenti ortogonali: orizzontale e verticale, circolare destra e sinistra; corrispondentemente alla scelta di tali componenti ortogonali si possono definire i parametri di Stokes.

1.3 I parametri di Stokes

Consideriamo due onde piane che si propagano nella stessa direzione, abbiano la stessa frequenza ma i loro vettori elettrici vibrano uno nella direzione dell'asse x e uno nella direzione dell'asse y, ossia:

$$\begin{aligned} E_x &= E_1 \sin\left[\omega\left(t - \frac{z}{v}\right) + \phi_1\right] \\ & \text{(I)} \\ E_y &= E_2 \sin\left[\omega\left(t - \frac{z}{v}\right) + \phi_2\right] \end{aligned}$$

Studiamo le proprietà della radiazione ottenuta dalla sovrapposizione delle due onde date. Consideriamo a tale scopo un piano ortogonale alla direzione di propagazione delle due onde, ossia un piano di equazione $z = \text{costante}$ e studiamo come varia in funzione del tempo, in questo piano, il vettore elettrico \vec{E} risultante dalla scomposizione dei due vettori (I). Qualunque sia il piano $z = \text{costante}$ considerato, le (I) rappresentano due oscillazioni armoniche, una nella direzione dell'asse x e una nella direzione dell'asse y aventi la stessa frequenza, e differenza di fase data da $D = \phi_2 - \phi_1$.

L'estremità del vettore \vec{E} , avente per componenti le (I), descrive in funzione del tempo, in ogni piano ortogonale alla sua direzione di propagazione, un'ellisse. Un'onda luminosa il cui campo elettrico goda di questa proprietà si dice essere polarizzata ellitticamente. La forma e la disposizione di quest'ellisse rispetto agli assi x ed y dipende dalle ampiezze E_1 ed E_2 delle due onde componenti e dalla loro differenza di fase D .

Vediamo di trovare le connessioni tra le due quantità che compaiono nelle equazioni

$$E_x = E_1 \cos(\omega t - \phi_1)$$

(II)

$$E_y = E_2 \cos(\omega t - \phi_2)$$

(equazioni che descrivono la pendenza del vettore \vec{E} nel piano x - y dove E_x ed E_y , ottenute considerando la parte reale di \vec{E} , sono le componenti fisiche di \vec{E} lungo \hat{x} ed \hat{y}) e quelle che definiscono gli assi principali dell'ellisse. Per far ciò trasformiamo le componenti del campo elettrico $E'_x = E_0 \cos \beta \cos \omega t$ $E'_y = E_0 \sin \beta \sin \omega t$

(equazioni di una ellisse generica relative ai suoi assi principali x' e y')

ruotandole di un angolo c. Ciò che otteniamo è:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_0 (\cos \beta \cos \chi \cos \omega t + \sin \beta \sin \chi \sin \omega t) \\ E_y &= E_0 (\cos \beta \sin \chi \cos \omega t + \sin \beta \cos \chi \sin \omega t) \end{aligned} \right\} \left[-\frac{\pi}{2} \leq \beta \leq \frac{\pi}{2} \right]$$

Queste risultano identiche alle equazioni (II) se prendiamo

$$\begin{aligned} E_1 \cos \phi_1 &= E_0 \cos \beta \cos \chi & E_2 \cos \phi_2 &= E_0 \cos \beta \sin \chi \\ E_1 \sin \phi_1 &= E_0 \sin \beta \sin \chi & E_2 \sin \phi_2 &= -E_0 \sin \beta \cos \chi \end{aligned}$$

Dati E_1, f_1, E_2, f_2 , le su scritte equazioni si possono risolvere rispetto a E_0, b e c . Ed un conveniente modo di fare ciò è quello di utilizzare i "parametri di STOKES" per onde monocromatiche, definiti dalle equazioni:

$$\begin{aligned} I &= E_1^2 + E_2^2 = E_0^2 \\ Q &= E_1^2 - E_2^2 = E_0^2 \cos 2\beta \cos 2\chi \\ U &= 2 E_1 E_2 \cos (\phi_1 - \phi_2) = E_0^2 \cos 2\beta \sin 2\chi \\ V &= 2 E_1 E_2 \sin (\phi_1 - \phi_2) = E_0^2 \sin 2\beta \end{aligned}$$

La pura polarizzazione ellittica è determinata solo da tre parametri: E_0, b e c . Ci si aspetta allora che esista una relazione tra i quattro parametri di Stokes; infatti per un'onda monocromatica si ha $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$.

I parametri di Stokes sono quadratici rispetto all'ampiezza del campo e possono essere determinati mediante sole misure d'intensità eseguite con l'ausilio di un polarizzatore lineare e di una lamina quarto d'onda. Non

sono quattro parametri indipendenti perché dipendono solo da tre grandezze: $E_1, E_2, f_2 - f_1$ (per la polarizzazione lineare).

I significati dei parametri di Stokes sono i seguenti: I è non negativo ed è proporzionale al flusso totale di energia o all'intensità totale dell'onda; V è il parametro "circolarità" che misura il rapporto degli assi principali dell'ellisse; l'onda è polarizzata destra o sinistra quando V è rispettivamente positivo o negativo; $V = 0$ è la condizione per la polarizzazione lineare; c'è soltanto un parametro indipendente restante, Q od U , il quale misura l'orientamento dell'ellisse relativo all'asse x ; $Q = U = 0$ è la condizione per la polarizzazione circolare.

Quando la differenza di fase D è nulla oppure $D = \pi$, ossia se le due onde (I) sono in fase o in opposizione di

fase, l'ellisse degenera in una retta di coefficiente angolare rispettivamente $\frac{E_x}{E_y} = \pm \frac{E_2}{E_1}$; la luce si dice allora polarizzata linearmente e si chiama piano di polarizzazione dell'onda il piano passante per la direzione di propagazione e ortogonale alla direzione in cui vibra il vettore elettrico.

Le (I) sono dunque due onde polarizzate linearmente.

Potremo quindi dire che, in generale, sovrapponendo due onde polarizzate linearmente si ottiene un'onda polarizzata ellitticamente.

Nel caso in cui la differenza di fase tra le due onde polarizzate linearmente sia di 90° , ossia $\Delta = \pm \frac{\pi}{2}$, l'ellisse risulta con gli assi nella direzione degli assi coordinati x e y ; se s'impone l'ulteriore condizione che $E_1 = E_2$ l'ellisse degenera in un cerchio e la luce si dice polarizzata circolarmente.

I parametri di Stokes precedentemente visti sono stati definiti per onde monocromatiche (completamente polarizzate perché il vettore elettrico mostra un comportamento semplice e direzionale nel tempo).

In pratica, comunque, non vediamo mai una singola componente monocromatica bensì una sovrapposizione di molte componenti, ognuna con la sua propria polarizzazione.

Assumiamo che per tempi brevi, dell'ordine $\frac{1}{\omega}$, l'onda appaia completamente polarizzata con un definito

stato di polarizzazione ellittica, ma che per tempi molto lunghi, $\Delta t \gg \frac{1}{\omega}$, questo stato di polarizzazione vari completamente. Una tale onda non la si può dire monocromatica. Dalla relazione di indeterminazione la

sua larghezza di frequenza $\Delta \omega$ intorno al valore ω può essere stimata come $\Delta \omega > \frac{1}{\Delta t}$ così che $\Delta \omega \ll \omega$.

Per questo motivo l'onda è detta "quasi-monocromatica". L'intervallo di frequenza $\Delta\omega$ è chiamato "larghezza di banda" dell'onda, ed il tempo Δt è chiamato "tempo di coerenza".

Se avessimo necessità di definire i parametri di Stokes per onde quasi-monocromatiche, le loro espressioni sarebbero diverse da quelle date per onde monocromatiche e, in particolare, sarebbero una generalizzazione delle precedenti equazioni che li descrivono, alle quali esse si ridurrebbero quando E_1, E_2, f_1, f_2 sono indipendenti dal tempo.

Una importante proprietà dei parametri di Stokes è quella di essere additivi per una sovrapposizione di onde indipendenti. Inoltre dal principio di sovrapposizione, un arbitrario set di parametri di Stokes può essere rappresentato così:

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I - \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}$$

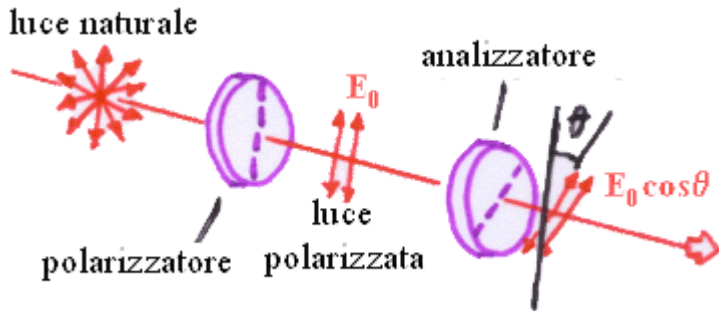
Il primo termine sulla destra rappresenta i parametri di Stokes di un'onda completamente non polarizzata d'intensità $I - \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$, ed il secondo rappresenta i parametri di Stokes di un'onda completamente (ellitticamente) polarizzata d'intensità $\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$, dato che essa soddisfa l'equazione $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$. Quindi un'arbitraria onda può essere considerata come la sovrapposizione indipendente di un'onda completamente polarizzata e di una completamente non polarizzata. Tutte le considerazioni sinora trattate valgono naturalmente per qualsiasi onda elettromagnetica. Particolarmente importante è, al solito, il caso della luce. E, precisamente, ci domandiamo: "quale è lo stato di polarizzazione della luce emessa dalle sorgenti naturali?" La luce naturale o, come si dice di solito, non polarizzata, si può descrivere come luce polarizzata ellitticamente nella quale variano, in funzione del tempo, in modo casuale, sia il valore che l'orientamento dei semiassi. È possibile ottenere un fascio polarizzato linearmente a partire da uno non polarizzato infatti basta eliminare dal fascio tutte le onde tranne quelle i cui vettori campo elettrico oscillano in un solo piano.

Esaminiamo ora alcuni processi fisici atti a produrre luce polarizzata a partire da luce non polarizzata

1.4 Polarizzazione per assorbimento

. Il primo che prendiamo in considerazione è la polarizzazione per assorbimento selettivo. Usando un materiale che trasmette le onde i cui vettori campo elettrico vibrano in un piano parallelo a una certa

direzione e che assorba quelle onde i cui vettori campo elettrico vibrano in altre direzioni, si ottiene luce polarizzata e, ogni sostanza che presenta questa proprietà è detta "dicroica". Nel 1938 Land scoprì un materiale che chiamò "polaroid", che polarizza la luce mediante assorbimento selettivo da parte di molecole orientate. Consideriamo un fascio di luce non polarizzata incidente su una prima lamina polarizzatrice detta



"polarizzatore": la luce che passa attraverso essa è polarizzata

verticalmente ed E_0 è il vettore campo elettrico trasmesso. Una seconda lamina polarizzatrice detta "analizzatore" si trova sul percorso del fascio. La componente di E_0 perpendicolare all'asse dell'analizzatore è

completamente assorbita, quella parallela all'asse è invece $E_0 \cos\theta$ e, dato che l'intensità trasmessa varia come il quadrato dell'ampiezza trasmessa si ha: $I = I_0 \cos^2\theta$, dove I_0 è l'intensità dell'onda polarizzata incidente sull'analizzatore.

Questa è la legge di Malus. Si noti che I è massima quando gli assi di trasmissione sono paralleli ($\theta = 0, 180^\circ$), nulla (assorbimento completo da parte dell'analizzatore) quando i due assi di trasmissione sono tra loro perpendicolari. Dal punto di vista storico gli studi sulla polarizzazione furono fatti per investigare la natura della luce ma è possibile anche capovolgere la procedura e così da studi sulla polarizzazione della luce riflessa dai grani di polvere cosmica presente nella nostra galassia è stato possibile dedurre che essi sono orientati nel debole campo magnetico galattico ($\sim 5 \cdot 10^{-6}$ G) in modo che la loro dimensione più lunga sia parallela a questo campo. Studi di polarizzazione hanno inoltre dimostrato che gli anelli di Saturno consistono anche di cristalli di ghiaccio. Utili informazioni circa la struttura degli atomi e dei nuclei si ottengono ancora dagli studi sulla polarizzazione delle radiazioni da essi emesse in tutte le bande dello spettro elettromagnetico. E così abbiamo un'utile tecnica di ricerca per strutture le cui dimensioni vanno da quelle di una galassia ($\sim 10^{22}$ m) a quella di un nucleo ($\sim 10^{-15}$ m).

1.5 Polarizzazione per riflessione

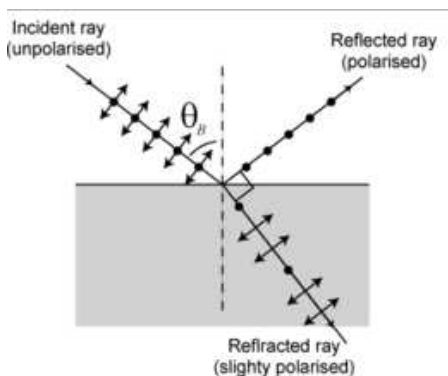
Nel 1809 Malus scoprì che la luce può essere polarizzata parzialmente o completamente per riflessione. Chiunque abbia osservato la riflessione del Sole nell'acqua, portando un paio di occhiali da Sole le cui lenti siano ricavate da lamine polarizzatrici, avrà probabilmente notato l'effetto; è sufficiente inclinare la testa da

un lato all'altro, facendo così ruotare le lamine polarizzatrici, per osservare che l'intensità della luce solare riflessa passa attraverso un minimo. In sostanza gli occhiali da Sole riducono il riverbero della luce riflessa; gli assi di trasmissione delle lenti sono orientati verticalmente in modo da assorbire la forte componente orizzontale della luce riflessa. Supponiamo che un fascio di luce non polarizzata incida su di una superficie: il fascio può essere descritto mediante due componenti di campo elettrico, una parallela alla superficie e l'altra perpendicolare alla prima e alla direzione di propagazione. Ammettiamo ora che l'angolo d'incidenza q_1 sia variato finché l'angolo tra il fascio riflesso e quello rifratto sia uguale a 90° . Per questo particolare angolo di incidenza il fascio riflesso è completamente polarizzato con il vettore campo elettrico perpendicolare alla superficie, mentre il fascio rifratto è parzialmente polarizzato. L'angolo d'incidenza per cui si ottiene ciò è detto angolo di polarizzazione per riflessione ed è indicato con q_p . Si ha:

$q_p + 90^\circ + q_2 = 180^\circ \rightarrow q_2 = 90^\circ - q_p$. Utilizzando la legge di Snell si ha $n = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{\sin \theta_p}{\sin \theta_2}$. Dato che è

$$n = \frac{\sin \theta_p}{\cos \theta_p} = \operatorname{tg} \theta_p$$

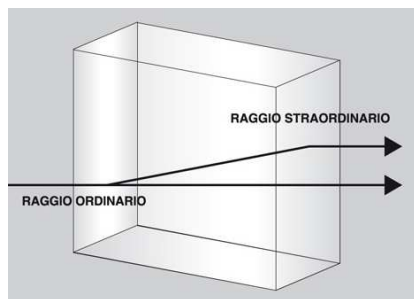
$\sin q_2 = \sin (90^\circ - q_p) = \cos q_p$, si può scrivere :



Questa espressione rappresenta la legge di Brewster e l'angolo di polarizzazione per riflessione è detto angolo di Brewster, dal nome di Sir David Brewster che lo dedusse empiricamente nel 1812.

1.6 Polarizzazione per birifrangenza

Per i liquidi, i solidi amorfi come il vetro e i solidi cristallini a simmetria cubica, la velocità della luce, e quindi l'indice di rifrazione, è indipendente dalla direzione di propagazione nel mezzo e dallo stato di polarizzazione della luce. Questi mezzi vengono detti "otticamente isotropi". In molti altri solidi cristallini (come la calcite e il quarzo) invece la velocità della luce non è la stessa in tutte le direzioni e tali solidi sono caratterizzati da due indici di rifrazione. Questi mezzi sono detti "otticamente anisotropi" o "birifrangenti". L'anisotropia è la caratteristica di un mezzo (specialmente un cristallo) di variare le sue proprietà a seconda della direzione. Quando un fascio di luce non polarizzato entra in un cristallo di calcite, il fascio si divide in due raggi polarizzati linearmente che viaggiano con velocità diverse. I due raggi sono polarizzati in due direzioni tra loro perpendicolari. Uno dei raggi, detto "raggio ordinario (o)", è caratterizzato da un indice di rifrazione n_o che è lo stesso in tutte le direzioni. Il secondo raggio polarizzato linearmente, detto "raggio



straordinario (s)", viaggia con velocità diverse in direzioni diverse e quindi è caratterizzato da un indice di rifrazione n_s che varia con la direzione di propagazione. C'è però una direzione, detta "asse ottico", lungo la quale i raggi ordinario e straordinario hanno la

stessa velocità, corrispondente alla direzione per cui $n_o = n_s$. La differenza di velocità tra i due raggi è massima nella direzione perpendicolare all'asse ottico. Se si pone un pezzo di calcite su un foglio di carta e quindi si guarda una scritta sulla carta attraverso il cristallo, si vedono due immagini della scritta e, se si osservano le due immagini attraverso una lamina polarizzatrice in rotazione, esse appariranno e scompariranno alternativamente poiché i raggi ordinario e straordinario sono polarizzati linearmente lungo direzioni tra loro perpendicolari.

1.7 Polarizzazione per diffusione

Quando la luce incide su un sistema di particelle, come un gas, gli elettroni del mezzo possono assorbire e poi irradiare di nuovo parte della luce. L'assorbimento seguito dall'irraggiamento della luce da parte del mezzo è quel fenomeno che viene chiamato diffusione (in italiano la stessa parola *diffusione* è usata sia in ottica, sia a proposito della diffusione molecolare, ma con significati ben diversi; in inglese si usano due differenti parole: *scattering* e *diffusion*). Un fenomeno caratteristico è quello riguardante la diffusione della luce solare da parte delle molecole dell'atmosfera terrestre. Se l'atmosfera non esistesse il cielo apparirebbe nero tranne nel caso in cui si guardasse direttamente verso il Sole. Ciò è stato verificato da misure fatte in razzi e satelliti al di sopra dell'atmosfera. Si può verificare facilmente con un polarizzatore che la luce proveniente dal cielo senza nubi è polarizzata almeno parzialmente. Questa proprietà veniva utilizzata nelle bussole solari usate nelle esplorazioni polari. Con questo strumento si stabiliva la direzione osservando la natura della polarizzazione della luce diffusa. La sezione d'urto di diffusione della luce da parte di un atomo o di una molecola dipende dalla lunghezza d'onda: la luce blu è diffusa maggiormente della rossa. Siccome la luce blu è molto diffusa, la luce trasmessa avrà il colore della normale luce solare (che contiene lunghezze d'onda dell'intero spettro visibile) alla quale sia stato tolto largamente il blu; pertanto appare più rossa. La diffusione è il fenomeno che ci permette di vedere la luce del giorno anche se non guardiamo direttamente il Sole o di vedere il fascio di luce che esce da un laser se nella stanza è presente della polvere. La luce del Sole arriva alla retina grazie alla presenza nell'atmosfera di corpuscoli. Sulla Luna il cielo appare nero anche di giorno, dato che non c'è atmosfera intorno alla superficie lunare e non può avvenire alcun fenomeno di diffusione. La diffusione è un fenomeno connesso sia con la riflessione che con la diffrazione e consiste nella dispersione angolare di un fascio incidente. Quando l'oggetto che produce la diffusione ha dimensioni confrontabili o superiori alla lunghezza d'onda della radiazione incidente, allora il fenomeno rientra in un caso di riflessione su una superficie; se le dimensioni dell'oggetto che produce la diffusione sono molto minori della lunghezza d'onda, si ha una grande dispersione angolare delle onde incidenti e la particella si comporta come sorgente di onde secondarie sferiche. Rayleigh nel 1871 fu il primo a studiare la diffusione

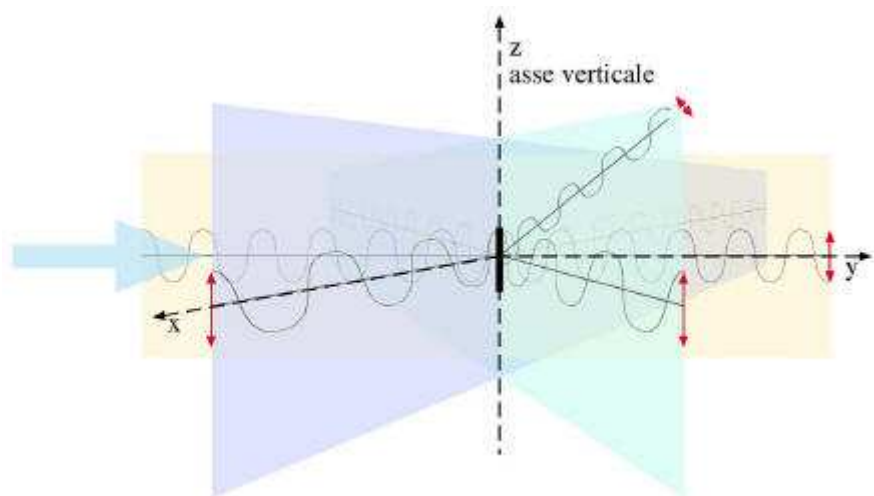
causata da corpuscoli di piccole dimensioni e determinò la legge della dipendenza della intensità della radiazione diffusa I dalla lunghezza d'onda di quella incidente:

$$I \propto \frac{1}{\lambda^4}$$

La diffusione della luce solare, che avviene da parte delle molecole dell'aria, produce la colorazione azzurra del cielo. Infatti l'intensità della radiazione diffusa è maggiore per le lunghezze d'onda minori, cioè quelle vicine a quelle della zona del blu dello spettro. Nel caso di corpuscoli di dimensioni maggiori della lunghezza d'onda della radiazione incidente, la luce diffusa diventa bianca, si ha cioè una normale riflessione in tutte le direzioni, come avviene nel caso del vapore acqueo presente nelle nuvole. Per capire come si comportano le particelle che hanno dimensioni inferiori alla lunghezza d'onda della radiazione incidente, quando vengono investite dalla radiazione luminosa, conviene fare riferimento a un modello. Immaginiamo che al posto di ogni particella dell'atmosfera ci sia una carica elettrica che può oscillare. Quando questa carica viene investita da un'onda elettromagnetica, il cui campo elettrico vibra in una direzione definita ad esempio verticale, come è illustrato nella figura 1, essa si mette a oscillare nella stessa direzione e con la stessa frequenza del campo elettrico dell'onda incidente. La carica elettrica, così accelerata, è la sorgente secondaria di un'onda elettromagnetica, emessa in tutte le direzioni, tranne in quella lungo cui essa oscilla.

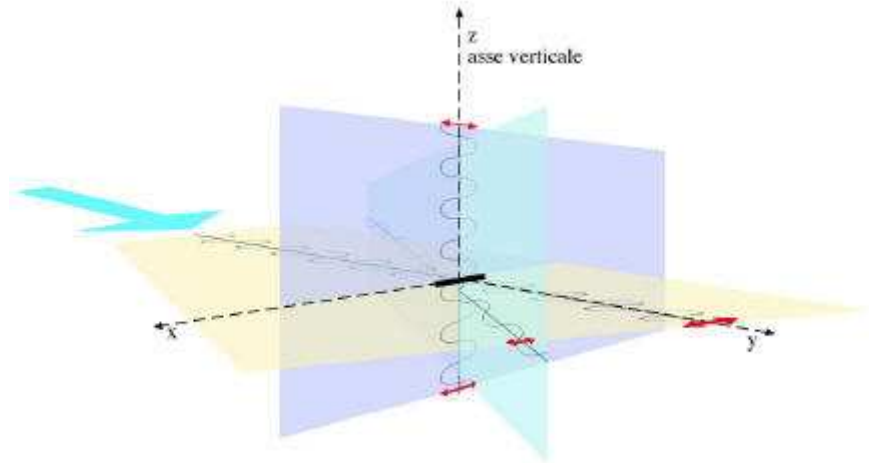
Figura 1

Nella figura 1 il vettore campo elettrico dell'onda secondaria, visto da direzioni diverse, oscilla in un piano definito; l'onda risulta così polarizzata.



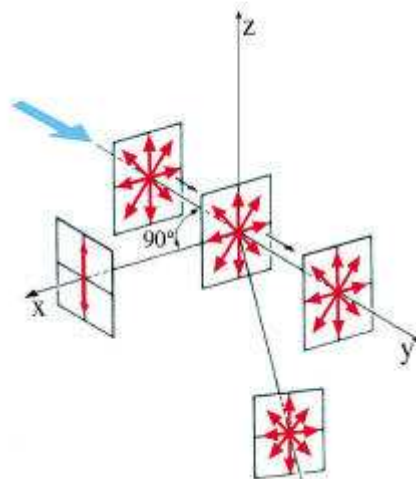
Qualunque sia la direzione in cui il campo elettrico dell'onda incidente forza la carica ad oscillare, si ripete la stessa situazione descritta sopra: si ha emissione di radiazione in tutte le direzioni tranne che in quella di oscillazione. Nella figura 2 che segue è illustrato l'esempio di un campo che oscilla orizzontalmente.

Figura 2



Ora, nel caso più generale di una radiazione elettromagnetica non polarizzata, il campo elettrico vibra in tutte le direzioni di un piano perpendicolare alla direzione di propagazione dell'onda. In questo caso, ad ogni istante, si può scomporre il campo elettrico lungo due direzioni perpendicolari fra loro e alla direzione di propagazione. Per ognuna di queste componenti si produce la stessa situazione descritta nei due casi precedenti.

Figura 3



La radiazione emessa dalla sorgente secondaria (carica oscillante) non è polarizzata, se la si osserva nella direzione da cui proviene la luce incidente. Facendo ruotare con continuità il punto di osservazione, fino alla direzione perpendicolare a quella da cui proviene la luce incidente, aumenta il grado di polarizzazione della luce diffusa. In direzione perpendicolare, la luce è quasi totalmente polarizzata.

CAPITOLO 2 : L'aerosol

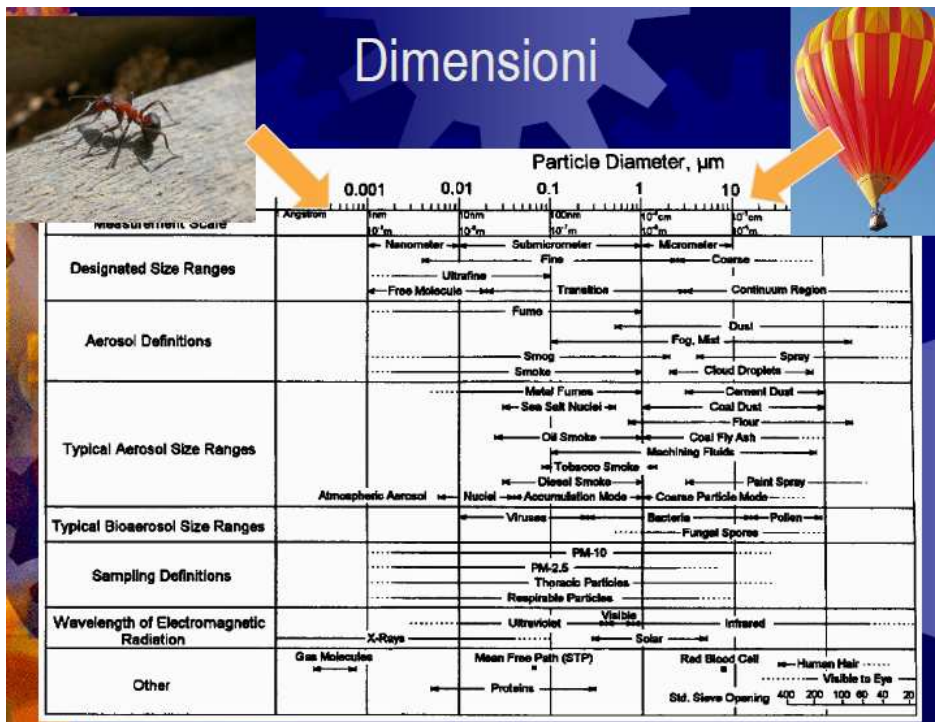
Gli aerosol fanno parte del nostro ambiente. Essi si formano sulla vegetazione, sono emessi dai vulcani, sono sospinti dal vento per lunghe distanze e le attività dell'uomo ne producono ingenti quantità.

Si suddividono in :

1. Aerosol di origine naturale
2. Aerosol di origine antropica

Le particelle di aerosol sono un insieme di molecole in grado di mantenere le proprie caratteristiche fisiche e chimiche per un tempo sufficientemente lungo da poterle osservare e tale da consentire alle stesse di partecipare a processi fisici e/o chimici come entità a sé stanti. Possono essere solide o liquide.

Le particelle atmosferiche possono essere caratterizzate in base alla loro densità, forma, superficie, volume, composizione e dimensione, che è il parametro più importante. Le dimensioni delle particelle costituenti il particolato atmosferico coprono un range che si estende per oltre 4 ordini di grandezza: da pochi nanometri fino a circa 100 micrometri. L'estremo inferiore non è esattamente definito perché non esiste un criterio fissato che permetta di affermare con precisione quando un gruppo di molecole diventi una particella; l'estremo superiore corrisponde invece alla dimensione di pioviggine o di sabbia finissima.



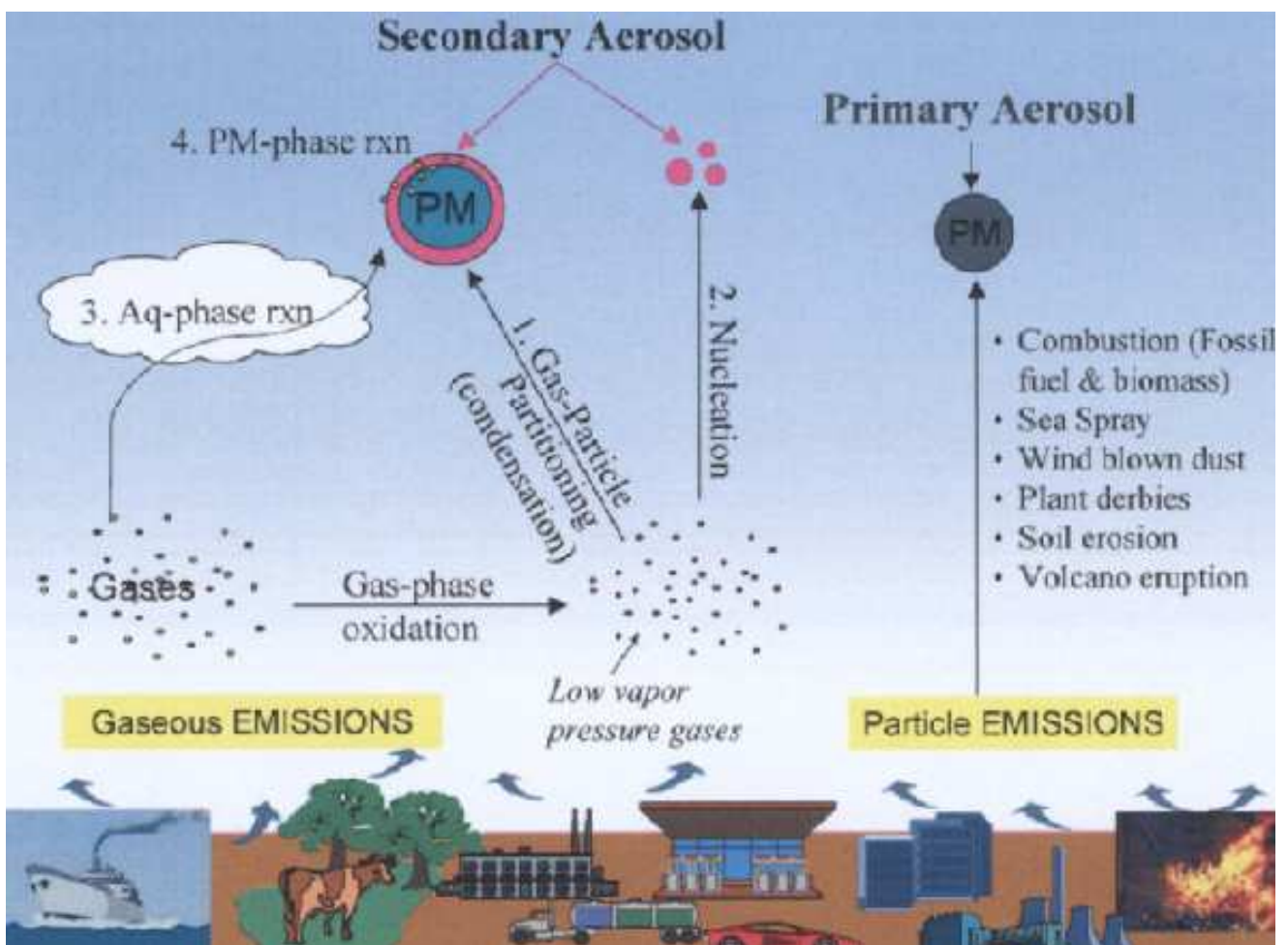
La diversità delle sorgenti determina una diversa composizione delle particelle che costituiscono il pulviscolo ambientale. Le polveri grossolane sono ricche di elementi tipici della crosta terrestre (Fe, Si, Al, Ca, Mg), mentre le particelle più piccole, originate ad esempio da processi di combustione, sono ricche di carbonio, nitrati e solfati. Le emissioni industriali sono caratterizzate da metalli pesanti (Ni, As, Fe, Cu).

Le particelle possono essere:

1. Sferiche
2. Cubiche
3. Filamentose

Si usano dei diametri equivalenti rispetto ad un parametro: volume, superficie, resistenza al moto, capacità di dispersione della luce.

Le sorgenti di aerosol sono :



L'aerosol di *origine naturale* è dovuto a:

1. Spray marino: particelle di aerosol immesse in atmosfera in seguito ad esplosione di bollicine d'aria prodotte dal moto ondoso di mari e oceani
2. Eruzioni vulcaniche: sono in grado di riversare in atmosfera ingenti quantità di aerosol.
3. Trasporto di polveri sahariane: ogni anno grandi masse d'aria trasportano centinaia di milioni di tonnellate di sabbia del Sahara verso l'occidente e verso l'Europa.
4. Erosione di rocce
5. Emissione da vegetazione
6. Incendi boschivi

L'aerosol di *origine antropica* è data da :

1. Autoveicoli: emissione diretta di particolato da combustione ma anche usura dei pneumatici e asfalto.
2. Processi industriali: quelli metallurgici danno il contributo maggiore, seguiti dall'industria del cemento.
3. Polveri da agricoltura.
4. Uso di combustibili fossili.
5. Spargimento di sale.

E' importante sottolineare che il contributo da aerosol di origine naturale è addirittura superiore a quello prodotto dall'uomo, però le immissioni di aerosol antropogenico, a differenze di quelle di origine naturale, possono essere controllate.

Una volta immesso l'aerosol viene rimosso mediante diversi meccanismi:

1. Sedimentazione gravitazionale
2. Forze elettriche
3. Cattura inerziale
4. Diffusione
5. Precipitazioni
6. Formazione di nubi

In base al loro diametro le particelle tendono a rimanere più o meno a lungo in atmosfera:

<u>Diametro aerodinamico(μm)</u>	<u>Permanenza in atmosfera</u>
0.2	5/3 days
0.5	28 h
1.0	7.9 h
5.0	21 min.
10	330 sec.
20	83 sec.
30	37 sec.
50	13 sec.

Le particelle di aerosol possono assumere una carica elettrica ed essere attratte verso un ostacolo di carica opposta.

Ogni corpo presenta una certa inerzia al moto. Se una particella di aerosol è trasportata da un flusso che passa vicino ad un ostacolo, va ad impattare sull'ostacolo perchè non riesce a seguire il campo repentino del flusso.

CAPITOLO 3: L'effetto dell'anisotropia molecolare

L'effetto dell'anisotropia molecolare sull'intensità e sul grado di polarizzazione di luce diffusa dal modello atmosferico (Om P. Bahethi and Robert S. Fraser)

Sono stati presentati i calcoli delle proprietà della luce solare diffusa dal modello del sistema terra-atmosfera per mostrare l'effetto dell'anisotropia molecolare sull'intensità, sul flusso e sul grado di polarizzazione della luce diffusa. I valori di questi parametri cambiano significativamente quando il fattore dell'anisotropia è trascurato nello spessore ottico molecolare e nella dispersione della matrice di fase. Tuttavia, se il Rayleigh che diffonde lo spessore ottico è tenuto costante ed il fattore molecolare dell'anisotropia è incluso soltanto nella matrice di fase di Rayleigh, il flusso non cambia, i cambiamenti dell'intensità variano di una piccola quantità, ma i cambiamenti nel grado di polarizzazione sono ancora significativi.

3.1 Introduzione

Sono disponibili un gran numero di codici di trasferimento radioattivo per la computazione dei quattro parametri di Stokes che servono alla diffusione della luce solare diffusa dall'atmosfera terrestre. Generalmente, è stato assunto che l'effetto dell'anisotropia molecolare sui parametri di Stokes della luce diffusa sia piccolo e parzialmente sia rappresentato aumentando lo spessore ottico di Rayleigh secondo la teoria corretta. Un parametro molecolare dell'anisotropia inoltre compare nella matrice di fase di dispersione. È così importante comprendere i cambiamenti dovuti l'anisotropia molecolare dentro lo spessore ottico come pure nella matrice di fase per effettuare gli studi accurati del problema di trasferimento radiativo.

Dave ha sottolineato che l'effetto molecolare dell'anisotropia dovrebbe essere incluso negli studi di trasferimento radiativo sulle atmosfere sottili di Rayleigh. Schiffer ha studiato le caratteristiche di polarizzazione di luce diffusa dalle atmosfere di Rayleigh comprendendo soltanto l'effetto dell'anisotropia molecolare nella matrice di fase di Rayleigh. Hansen e Hovenier hanno discusso l'effetto dell'anisotropia molecolare nella determinazione di pressione atmosferica in cima alle nuvole di Venere.

In questo studio comprendiamo l'effetto dell'anisotropia molecolare sia nello spessore ottico che nella matrice di fase. Inoltre, analizziamo le conseguenze dell'inclusione dell'anisotropia nella matrice di fase.

L'intensità, il flusso, il grado di polarizzazione e le posizioni dei punti neutrali sono computati per la luce solare diffusa dalla cima e dalla base di due atmosfere di un modello: un'atmosfera di Rayleigh e un'atmosfera terrestre che include gli aerosol. Inoltre viene studiato l'effetto dell'albedo di superficie, ma non dell'angolo solare di zenit. Per brevità, qui discutiamo soltanto i risultati al fondo delle atmosfere (per una discussione dettagliata, i lettori dovrebbero riferirsi a Bahethi e a Fraser).

3.2 Matrice di fase e spessore ottico

Chandrasekhar ha derivato un'espressione per la matrice di fase per la dispersione di un aggregato casuale di molecole anisotrope. La matrice $R(\theta)$ di fase collega i parametri di Stokes per la luce incidente e diffusa come segue:

$$I^s \propto \frac{\sigma}{4\pi} R(\theta) I \quad (1)$$

Qui I^s rappresenta uno dei quattro componenti del vettore di Stokes della luce diffusa (I_r^s, I_1^s, U^s e V^s). I (I_1, I_r, U, E, V) è il vettore della luce incidente. σ è la sezione trasversale di dispersione media per molecola dell'aria ed è dato da:

$$\sigma(\lambda) = \frac{8\pi^3 (m^2 - 1)^2 (6 + 3\rho_n)}{3 \lambda^4 N(z)^2 (6 - 7\rho_n)} \quad (2)$$

Dove m è l'indice di rifrazione dell'aria, λ è una funzione della lunghezza d'onda e z è l'altezza; la N è il numero della densità molecolare ed il fattore ρ_n della depolarizzazione è definito come:

$$\rho_n = \frac{I_1^s}{I_r^s} \quad (3)$$

dove il I_1 e I_r sono le componenti dell'intensità parallela e perpendicolare al piano di diffusione, rispettivamente, di luce diffusa perpendicolare al raggio incidente che è non polarizzata. Se il riferimento degli assi di luce incidente e diffusa sono paralleli e perpendicolare al piano di diffusione, i quali contengono i raggi della luce incidente e diffusa, la matrice della fase di diffusione $R(\theta)$ è data da:

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos^2\theta + \gamma\sin^2\theta & \gamma & 0 & 0 \\ \gamma & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (1-\gamma)\cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (1-3\gamma)\cos\theta \end{pmatrix} \quad (4)$$

Dove $\gamma = \rho_n(2 - \rho_n)^{-1}$

La diffusione dello spessore ottico di Rayleigh nella direzione verticale dall'altezza h è dato da:

$$\tau^{(s.R)}(h) = \sigma \int_h^\infty N(z) dz \quad (5)$$

Da Eqs. (2) e (5) vediamo che, per un numero dato delle molecole, l'anisotropia molecolare aumenta il Rayleigh che diffonde lo spessore ottico di un fattore :

$$\frac{(1 + \frac{1}{2}\rho_n)}{(1 + \frac{1}{6}\rho_n)} \quad (6)$$

Sebbene Hoyt metta in discussione il valore solitamente accettato dell'anisotropia molecolare dell'aria, conserviamo il valore sperimentale di $\rho_n = 0,0303$ (Gucker et al). Questo valore di diffusione rappresenta la depolarizzazione sia dal Rayleigh elastico e sia delle linee rotazionali di Raman. L'anisotropia molecolare aumenta così il Rayleigh che scattera lo spessore ottico di un fattore di 1,052. Il grado di polarizzazione di Rubenson P, nel piano principale, è dato da:

$$P = \frac{(I_r - I_l)}{(I_r + I_l)} \quad (7)$$

Il piano principale per i modelli atmosferici piano-paralleli che sono usati qui è il piano verticale attraverso lo zenit ed il sole, che è presupposto essere una sorgente puntiforme. Il grado di polarizzazione di una singola dispersione della luce solare neutrale è ottenuto sostituendo l'Eq(4) nell'Eq. (1) e poi utilizzando il risultato di I_r^s e I_l^s nell'Eq. (7)

$$P = \frac{\sin^2\theta(1-\gamma)}{1 + \cos\theta + \gamma(2 + \sin^2\theta)} \quad (8)$$

Da $\gamma = 0,0154$ per l'atmosfera della terra, l'anisotropia molecolare fa diminuire il grado di polarizzazione in tutte le direzioni e l'effetto è più grande a $\theta = 90^\circ$ dove fa diminuire il grado di polarizzazione da 0,059. L'inclinazione χ del piano di polarizzazione della l-direzione è data dalle equazioni:

$$\chi = 1/2 \arctan [U/(I_l - I_r)].$$

Da $U = V = 0$ per la luce solare incidente, vediamo dalle Eqs. (1) e (4) che per una singola diffusione $U^s = 0$. Quindi, il piano di polarizzazione della luce solare per singola diffusione è parallelo o perpendicolare al piano di dispersione e non dipende dall'anisotropia molecolare.

3.3 Modelli e particolari di calcolo

Abbiamo effettuato i calcoli delle caratteristiche di polarizzazione di luce diffusa dai seguenti modelli di atmosfere:

A: Atmosfera di Rayleigh senza anisotropia molecolare;

B: Atmosfera di Rayleigh con anisotropia molecolare;

C: modello A più assorbimento dell'ozono e non assorbimento della foschia;

D: modello B più assorbimento dell'ozono e non assorbimento della foschia ;

E: modello D con la riflessione di superficie Lambertiane.

Queste atmosfere sono state prese verticalmente non omogeneo al piano parallelo per i modelli C, D ed E e sono illuminate alla cima da una radiazione monocromatica unidirezionale con lunghezza d'onda $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$. Vengono considerati tutti gli ordini di dispersione. Le atmosfere sono limitate sul fondo da un riflettore lambertiano con la riflessione A. Per il modello A, lo spessore ottico di Rayleigh è $\tau^{(s,R)} = 0,0924$. Per il modello B, è $\tau^{(s,R)} = 0,0973$. Per i modelli C e D lo spessore ottico di assorbimento dell'ozono è $\tau^a_0 = 0,0269$ e per la diffusione di Mie lo spessore ottico delle particelle è $\tau^{(s,M)} = 0,2979$. Il totale degli spessori ottici di diffusione per i modelli C e D sono rispettivamente 0,4172 e 0,4221, e differisce a causa dell'anisotropia molecolare nel modello D.

Nei nostri modelli, abbiamo fornito la dipendenza di altezza della pressione dei gas non di assorbimento e di un profilo di latitudine media di densità dell'ozono, che è specificata da McClatchey e altri. La somma totale di ozono sopra il livello del mare è 0,316 atm cm. Il numero della densità delle particelle è stato preso dal rapporto di Braslau e Dave. Per la foschia nei modelli C, D ed E abbiamo usato una distribuzione per ampiezza continentale del tipo discontinuo: il modello della foschia C è stato proposta da Deirmendjian. Questo modello simula la distribuzione per ampiezza media delle particelle in masse d'aria continentali ragionevolmente buone. Un indice di rifrazione di $m = 1,5 - 0,0i$ è usato per gli aerosol. Ci sono $4,91 \times 10^8$ particelle di aerosol sopra il livello del mare. L'atmosfera è divisa in quaranta strati. Abbiamo modificato il programma di Dave per comprendere l'effetto dovuto all'anisotropia molecolare ed i risultati presentati qui utilizzano lo schema sempre di Dave della rappresentazione della matrice di fase e fornisce i parametri in serie di Fourier nell'azimut. L'intensità totale della componente di Fourier del jth dopo le ripetizioni verticali

di n è P_n^j . Le ripetizioni sono continuate fino a $(P_{n+1}^j - P_n^j)/P_n^j < 0,002$. Sono richieste circa sette ripetizioni per la frequenza più bassa j . Bahethi e Fraser hanno effettuato un confronto accurato di questo schema con gli altri metodi di soluzione dell'equazione del trasferimento radiativo. In tutti i calcoli che seguono, è presupposto che il flusso incidente sulla superficie orizzontale alla cima dell'atmosfera sia $\pi \cos\theta_0$, dove θ_0 è l'angolo solare di zenit.

3.4 Risultati e discussione

In primo luogo discuteremo i risultati e paragoneremo l'intensità, il flusso e il grado di polarizzazione all'estremità dei modelli dell'atmosfera quando l'effetto dovuto all'anisotropia molecolare è incluso nello spessore ottico molecolare come pure nella matrice di fase di Rayleigh. Più successivamente presenteremo i risultati ottenuti per quando lo spessore ottico molecolare è tenuto costante e l'anisotropia molecolare è

inclusa
soltanto
nella
matrice di
fase di
Rayleigh. I
risultati
rappresentat
ivi sono
indicati
dando i
valori di

Table I. Downward Intensity at Bottom of Atmosphere for Ground Reflectance $A = 0.0$ and for Various Atmospheric Models^a

Model/ θ	$\phi = 0^\circ$					$\phi = 180^\circ$				
	0°	20°	40°	60°	80°	0°	20°	40°	60°	80°
A	0.0217	0.0292	0.0422	0.0669	0.1545	0.0217	0.0192	0.0235	0.0426	0.1311
B	0.0230	0.0305	0.0438	0.0691	0.1584	0.0230	0.0205	0.0251	0.0449	0.1353
δ	6.0	4.5	3.8	3.3	2.5	6.0	6.8	6.8	5.4	3.2
C	0.0718	0.1426	0.3752	3.146	0.9677	0.0718	0.0496	0.0501	0.0729	0.1251
D	0.0727	0.1429	0.3735	3.116	0.9591	0.0727	0.0509	0.0517	0.0749	0.1269
Δ	1.3	0.2	-0.4	-1.0	-0.9	1.3	2.6	3.2	2.7	1.4

^a δ gives the percentage change from A to B, and Δ gives the percentage change from C to D. The wavelength $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$, and the solar zenith angle $\theta_0 = 60^\circ$.

Table II. Downward Intensity at Bottom of Atmosphere^a

Model/ θ	$\phi = 0^\circ$					$\phi = 180^\circ$				
	0°	20°	40°	60°	80°	0°	20°	40°	60°	80°
A	0.0322	0.0404	0.0558	0.0871	0.2042	0.0322	0.0303	0.0371	0.0627	0.1807
B	0.0340	0.0422	0.0579	0.0901	0.2100	0.0340	0.0322	0.0393	0.0659	0.1869
δ	5.6	4.5	3.8	3.4	2.8	5.6	6.3	5.9	5.1	3.4
C	0.0876	0.1598	0.3977	3.184	1.056	0.0876	0.0668	0.0727	0.1106	0.2133
D	0.0890	0.1606	0.3965	3.154	1.048	0.0890	0.0685	0.0747	0.1126	0.2156
Δ	1.6	0.5	-0.3	-1.0	-0.8	1.6	2.5	2.8	1.8	1.1

^a Same conditions given in Table I, except that the ground reflectance $A = 0.50$.

polarizzazione e dell'intensità nel piano principale. L'azimut (ϕ) della luce diffusa dalla direzione della propagazione della luce solare incidente è 0° o 180° nel piano principale. La Tabella I mostra la distribuzione dell'intensità di luce diffusa nel piano principale del sole al fondo del modello atmosferico per la riflessione al suolo zero e ad un angolo solare di zenit di 60° . Nella terza e sesta fila della Tabella I abbiamo indicato la modifica percentuale relativa dovuta all'anisotropia molecolare per il Rayleigh e le foschie atmosferiche. Per l'atmosfera di Rayleigh, il massimo cambiamento dovuto all'anisotropia molecolare è del 6,8%, mentre per le foschie atmosferiche il cambiamento massimo è del 3,2%. Naturalmente, l'effetto molecolare dell'anisotropia connesso con le foschie atmosferiche dipende dalle caratteristiche ottiche della stessa foschia. Il massimo cambiamento (Tabella I) è vicino all'angolo di osservazione a 90° dalla linea del sole. La tabella II mostra l'effetto dell'anisotropia molecolare sull'intensità discendente quando la riflessione di superficie è alta (riflessione = 0,5). Un confronto delle tabelle I ed II indica che l'effetto dell'anisotropia dipende debolmente dal valore di riflessione. Il flusso diffuso discendente

alla base dell'atmosfera aumenta includendo l'anisotropia molecolare, a causa di uno spessore ottico più grande. Il flusso per il modello B è 4,8 (4,6) % maggiore di A ed il flusso per il modello D supera quello del modello C di 0,4 (0,6) % per una riflessione al suolo $A = 0,0$ (0,5). Quindi, l'effetto dell'anisotropia molecolare sul flusso mostra una piccola dipendenza dal valore della riflessione. La Figura 1 mostra il grado di polarizzazione di luce diffusa in funzione dell'angolo di zenit del ricevitore per una lunghezza d'onda $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$ e dell'angolo solare allo zenit $\theta = 60^\circ$.

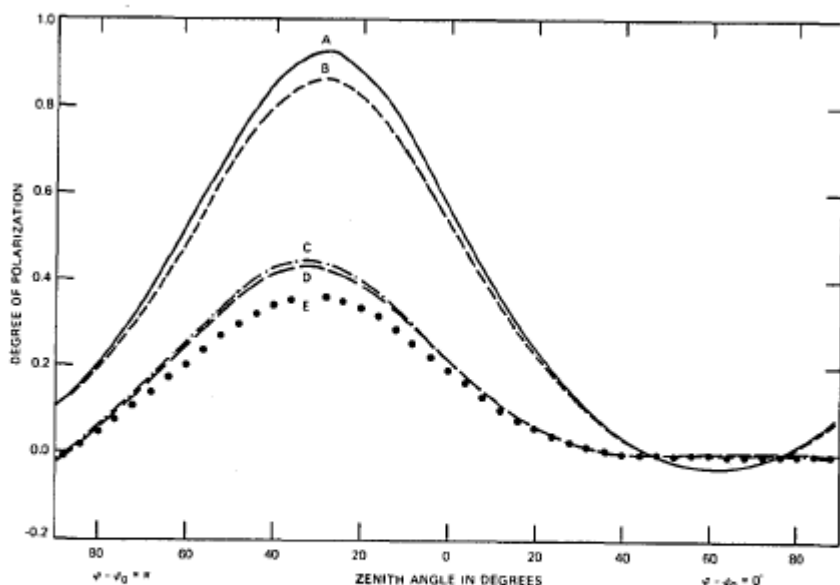


Fig. 1. Degree of polarization of the diffuse light for various models. The wavelength $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$; the solar zenith $\theta_0 = 60^\circ$; ground reflectance $A = 0.0$, except for $A = 0.25$ for model E.

Figura 1

Le caratteristiche usuali sono evidenti: un massimo di polarizzazione cade vicino a 90° dal sole; il Babinet che sarebbe il punto neutrale che si trova fra lo zenit ed il sole; il punto neutrale di Brewster che compare fra l'orizzonte ed il sole; ed il punto neutrale di Arago che compare vicino all'orizzonte ma di fronte al lato che contiene il sole. Soltanto due punti neutrali

compaiono

contemporaneamente.

L'aggiunta di foschia all'atmosfera di Rayleigh provoca uno spostamento dei punti neutrali a partire dal sole. Il punto di Brewster realmente scompare ed è sostituito da un punto di Arago.

Questo risultato è contrario alle osservazioni (Sekera;Coulson). Una tal discrepanza merita l'indagine successiva. Tuttavia, l'anisotropia molecolare ha un effetto trascurabile sulla posizione di punto neutrale in un'atmosfera nebbiosa. Il massimo cambiamento nel grado di polarizzazione dovuto l'anisotropia molecolare è di 6,9% per un'atmosfera di Rayleigh (curve A e B) e di 3,5% per foschie atmosferiche (curve C e D). L'effetto della foschia sulla polarizzazione (curve B e D) è molto più grande di quella dell'anisotropia (curve C e D). Per il modello E, la riflessione di superficie è $A = 0,25$ e poiché per questo modello, la luce isotropa e non polarizzata fornisce la base dell'atmosfera, il grado di polarizzazione diminuisce da quello del modello D.

Table III. Downward Intensity at Bottom of Atmosphere for Ground Reflectance $A = 0$ and Various Atmospheric Models^a

Model/ θ	$\phi = 0^\circ$					$\phi = 180^\circ$				
	0°	20°	40°	60°	80°	0°	20°	40°	60°	80°
A'	0.0300	0.0377	0.0488	0.0684	0.1405	0.0300	0.0252	0.0256	0.0382	0.1117
B'	0.0298	0.0372	0.0480	0.0675	0.1395	0.0298	0.0254	0.0260	0.0388	0.1122
δ'	-0.7	-1.3	-1.6	-1.3	-0.7	-0.7	0.8	1.6	1.6	0.4
C'	0.1489	0.3534	2.670	0.6033	0.5093	0.1489	0.0832	0.0652	0.0764	0.1195
D'	0.1488	0.3530	2.669	0.6025	0.5088	0.1488	0.0833	0.0652	0.0769	0.1197
Δ'	-0.1	-0.1	0.0	-0.1	-0.1	-0.1	0.1	0.0	0.7	0.2

^a δ' gives percentage change in going from A' to B'; Δ' gives percentage change in going from C' to D'. The wavelength $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$, and solar zenith angle $\theta_0 = 40^\circ$. The molecular anisotropy effect is incorporated only in the Rayleigh phase matrix.

3.5 Risultati per la correzione parziale dovuto all'anisotropia molecolare

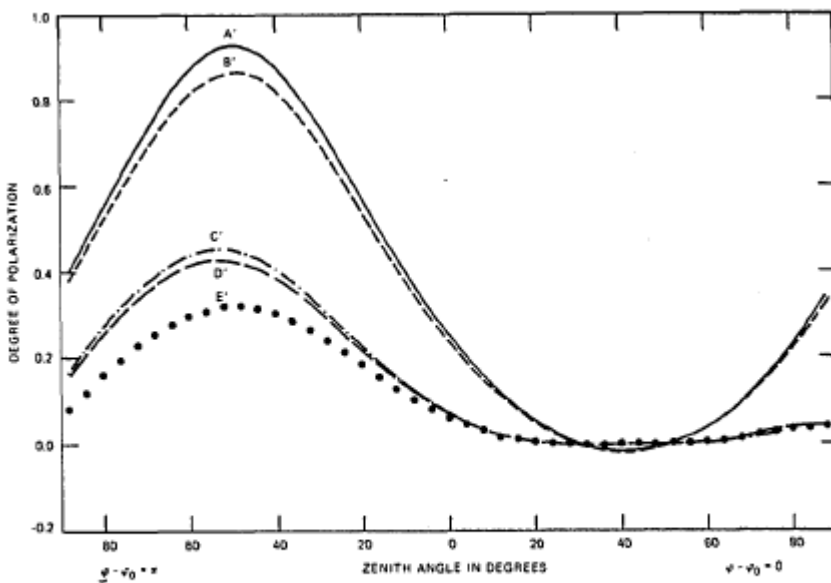


Fig. 2. Degree of polarization of diffuse light for various models. The wavelength $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$; the solar zenith $\theta_0 = 40^\circ$.

Figura 2

Schiffer ha ottenuto una soluzione dell'equazione di trasferimento radiativo risolvendo un'equazione ausiliaria. Nei suoi modelli per un'atmosfera gassosa non di assorbimento, lo spessore ottico molecolare è tenuto costante ed il cambiamento dovuto all'anisotropia molecolare è compreso soltanto nella matrice di fase di Rayleigh. Abbiamo ripetuto tali calcoli per tutti e cinque i modelli che abbiamo presentato sopra e per $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$, $\theta_0 = 40^\circ$ e riflessioni di

messa a terra di 0,00, di 0,25 e di 0,50. Il solo cambiamento nei modelli è che il Rayleigh che diffonde lo spessore ottico è $\tau^{(s,R)} = 0,0980$ in tutti i modelli. Questi modelli sono designati perfettamente. La tabella III mostra le intensità computate per i vari modelli con la riflessione al suolo zero. Nelle file tre e sei della tabella III, abbiamo indicato la modifica percentuale relativa dovuta all'anisotropia molecolare per l'atmosfera di Rayleigh (A' e B') e per le foschie atmosferiche (C' e D'). Il cambiamento massimo nei valori dell'intensità dovuto l'anisotropia molecolare è 1,6% per un'atmosfera di Rayleigh e 0,7% per le foschie

atmosferiche. La maggior parte del cambiamento nel modello di Rayleigh è associato alla dispersione primaria. Se i flussi diffusi discendenti sono calcolati per questi modelli integrando le intensità nel modo usuale, si vede che l'anisotropia molecolare non ha effetto. In Figura 2 viene mostrata la distribuzione angolare del grado di polarizzazione per i modelli con Rayleigh (curve A e B') e foschie (curve C ed atmosfere del D') e con la riflessione al suolo zero. E il modello è lo stesso del modello D', salvo che la riflessione al suolo è $A = 0,25$. Il cambiamento massimo dovuto all'anisotropia molecolare è del 6,7% per l'atmosfera di Rayleigh e del 5,0% per l'atmosfera nebbiosa. L'anisotropia molecolare provoca un cambiamento trascurabile nelle posizioni di punto neutrale ($-0,1^\circ$) per l'atmosfera di Rayleigh (modelli A e B') e nessun cambiamento nelle foschie atmosferiche. Dave, tuttavia, aveva trovato che l'anisotropia molecolare sposta il punto di Arago di 0,50. Da questi confronti troviamo che includendo l'anisotropia molecolare, soltanto nella matrice di fase di Rayleigh, si ha un flusso più debole e l'intensità cambia ma i cambiamenti sono uguali nel grado di polarizzazione paragonati ai modelli corrispondenti in cui l'effetto molecolare dell'anisotropia è incluso sia nello spessore ottico di Rayleigh che nella matrice di fase. Quindi il fattore molecolare dell'anisotropia va incluso soltanto negli spessori ottici di Rayleigh e non nella matrice di fase di Rayleigh. Studi precedenti hanno mostrato che i parametri di radiazione dipendono dallo spessore ottico.

3.6 Conclusioni

Il fattore molecolare dell'anisotropia può essere indipendente dalla lunghezza d'onda, dall'effetto dell'anisotropia sull'intensità, dal flusso e dal grado di polarizzazione che varia con la lunghezza d'onda, poiché questi parametri dipendono dalle dimensioni di dispersione multipla. Il cambiamento relativo nei parametri di radiazione inoltre dipende dalle caratteristiche di diffusione della foschia. I parametri della radiazione che lascia la cima dell'atmosfera sono affetti dalle stesse dimensioni dell'anisotropia molecolare, salvo la radiazione che lascia la cima che è sensibile alla natura della riflessione al suolo per le atmosfere con un non grande spessore ottico. Quindi, l'effetto relativo dell'anisotropia sulla radiazione uscente dipende dalla riflessione dalle superficie. Concludiamo facendo un attento studio sul trasferimento radioattivo nell'atmosfera della terra coinvolto dalla luce solare diffusa, l'effetto dell'anisotropia molecolare dovrebbe essere incluso nella sezione trasversale della diffusione di Rayleigh come pure nella matrice di fase di Rayleigh.

CAPITOLO 4: Polarizzazione della luce del cielo

Polarizzazione della luce del cielo(Smith)

E' qui presentato un modello analitico semplice per il calcolo delle caratteristiche principali della polarizzazione della luce del cielo sopra un emisfero concentrato su un osservatore al limite della terra. Il modello riunisce il materiale degli argomenti differenti dell'ottica:la polarizzazione delle onde piane,la luce naturale (non polarizzata) e la dispersione del dipolo.

4.1 Introduzione

La polarizzazione è una proprietà fondamentale della radiazione (luminosa) elettromagnetica e viene discussa a tutti i livelli, dai corsi introduttivi di fisica ai corsi di laurea in elettromagnetismo. La polarizzazione della luce del giorno del cielo e il suo uso da parte di insetti per la navigazione è un esempio pratico di grande interesse per gli studenti. La polarizzazione è facilmente osservabile ad occhio utilizzando un semplice polarizzatore lineare. La Figura 1 mostra i risultati di un chiaro cielo blu: in fig. 1 (a) il polarizzatore è orientato per la massima trasmissione, e in fig. 1(b), è orientato per un minimo di trasmissione.

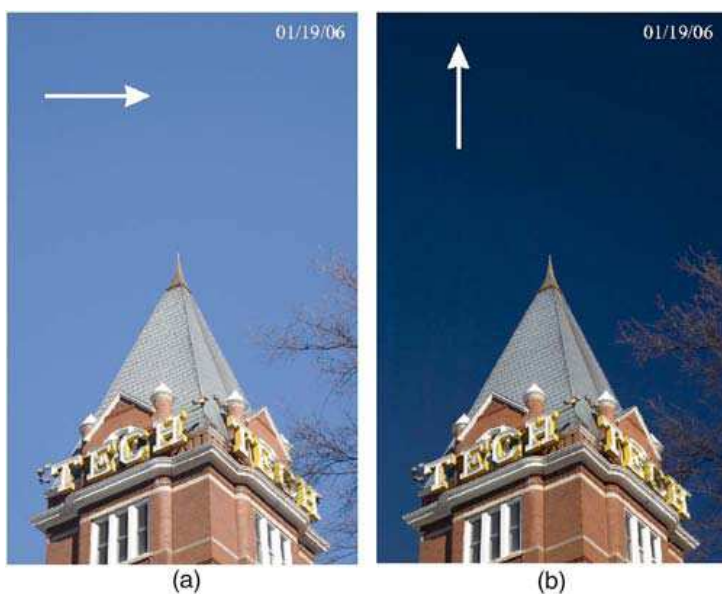


Figura 1

La prima osservazione scientifica della polarizzazione della luce del cielo è di solito attribuita al filosofo francese naturale Jean Dominique François Arago nel 1809. Non ci sono rivendicazioni riguardante il fatto che i vichinghi conoscevano questo fenomeno quasi 1000 anni prima e che lo utilizzavano per la navigazione. I Vichinghi si suppone avessero scoperto un minerale diecrico presente in natura, chiamato "pietra del sole", che è stato utilizzato come un polarizzatore lineare. Essi normalmente navigavano utilizzando la posizione del sole, ma quando il sole era oscurato da nuvole o sotto l'orizzonte, utilizzavano questo dispositivo per rilevare la direzione della polarizzazione per la parte visibile del cielo. Poi, conoscendo il rapporto tra la direzione della polarizzazione e la locazione del sole, si poteva dedurre la posizione del sole. E' stata discussa la rivendicazione della capacità di navigare da parte dei Vichinghi utilizzando la polarizzazione della luce del cielo. Nella letteratura di divulgazione scientifica, ci sono spiegazioni qualitative su suddetta polarizzazione. L'obiettivo di questo documento è quello di andare al di là di queste spiegazioni e di presentare un semplice modello analitico che non solo fornisce una spiegazione fisica per la polarizzazione della luce del cielo, ma può anche essere utilizzato per i calcoli quantitativi che possono essere paragonati a misurazioni. Il modello raccoglie materiale proveniente da diversi argomenti trattati in ottica: polarizzazione di onde piane, luce naturale (non polarizzata), e diffusione del dipolo. A differenza di altri studi, l'analisi viene fatta interamente in termini di campo temporale variabile, senza ricorrere al dominio della frequenza.

4.2 Modello semplice

La figura 2 è un disegno schematico con i dettagli di un'osservazione presentata nel "piano principale o nel "piano verticale" del sole, il quale è il piano che contiene lo zenit locale e il centro del sole. Questo piano è il piano y-z nella fig. 2 e contiene i punti centrati sul sole S, i diffusori P e M l'osservatore. Gli angoli di elevazione per il sole e per i diffusori sono ψ_s e ψ_p . La luce diretta del sole è luce naturale o non

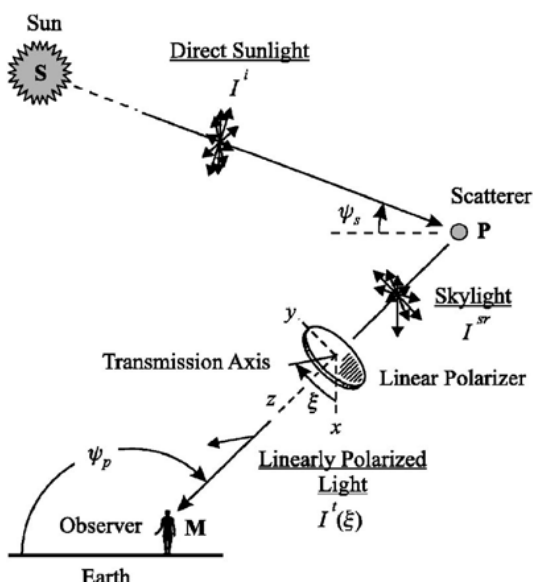


Figura 2

polarizzata. Questa luce è diffusa dalle molecole dell'aria o, in alternativa, dalle fluttuazioni della densità dell'aria. Gli elementi che si diffondono sono di piccole dimensioni rispetto a tutte le lunghezze d'onda significative, così la dispersione della luce è da scattering di Rayleigh. Le posizioni degli elementi sono casuali, per cui la dispersione da vari elementi è incoerente. Così, abbiamo solo necessità di considerare lo scattering di dipolo da un elemento. La luce diffusa è parzialmente polarizzata, ed è equivalente alla luce naturale più una componente lineare polarizzata.

L'osservatore vede la luce del cielo attraverso un

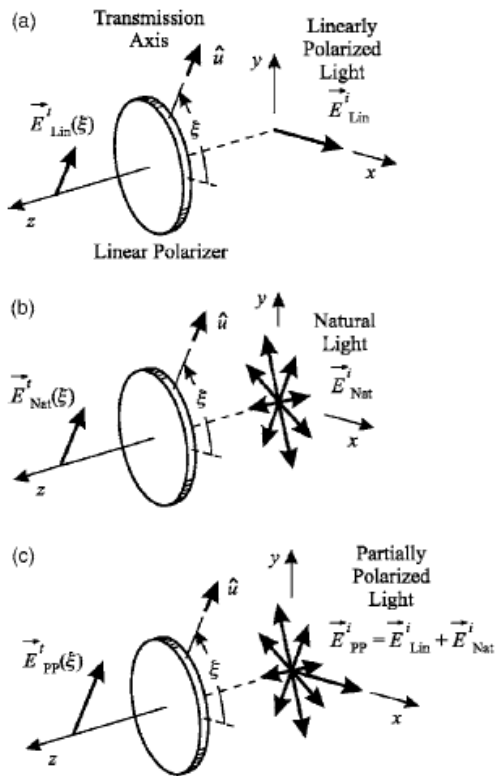


Figura 3

contrastò con il campo elettrico, per il quale non ci sono rilevatori disponibili che hanno un tempo di risposta abbastanza breve per risolvere la variazione temporale. L'irradianza di un'onda piana che si propaga nella direzione z è:

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{1}{T_D} \int_{t=-T_D/2}^{t=T_D/2} \hat{z} \cdot S(t) dt \\
 &= \frac{1}{T_D} \int_{t=-T_D/2}^{t=T_D/2} \frac{1}{\zeta_0} |E(t)|^2 dt = \frac{1}{\zeta_0} \langle |E(t)|^2 \rangle,
 \end{aligned} \tag{2}$$

dove S è il vettore di Poynting e ζ_0 è l'impedenza d'onda dello spazio libero. Il tempo medio nell'eq. 2, che è indicato dalle parentesi angolari, è finito all'intervallo di tempo T_D associato al rivelatore. In un esperimento, che dovrà essere abbastanza lungo da rendere la media praticamente indipendente da T_D , e per i calcoli matematici noi prendiamo $T_D \rightarrow \infty$. Per il familiare campo temporale armonico con una frequenza angolare ω , cioè, $E(t) = E_0 \cos(\omega t) \hat{x}$ noi otteniamo $I = IE_0^2 / 2\zeta_0$. Per il campo elettrico incidente nell'eq. 1, l'irradianza è:

polarizzatore lineare con il suo asse di trasmissione di un angolo ξ alla normale del piano principale (asse x). Come l'osservatore ruota il polarizzatore, egli vede un massimo e un minimo nell'irradianza $I_t(\xi)$ come mostra la figura 1. (è il potere temporale medio per unità di superficie).

Per sviluppare una descrizione per la luce naturale o non polarizzata del sole, noi prima consideriamo in quale campo elettrico l'onda del piano incidente è linearmente polarizzata nella direzione x . Al polarizzatore il campo elettrico è:

$$E_{lin}^i(t) = E_{lin,x}^i(t) \hat{x}. \tag{1}$$

Studiato a fondo il documento noi saremmo interessati

all'irradianza di un'onda, perché per i segnali ottici questa quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

quantità può essere misurata con un pratico rilevatore, in

$$I_{\text{lin}}^i = \frac{1}{\zeta_0} \langle |E_{\text{lin}}^i(t)|^2 \rangle = \frac{1}{\zeta_0} \langle |E_{\text{lin},x}^i(t)|^2 \rangle. \quad (3)$$

L'asse di trasmissione del polarizzatore ideale lineare in fig.3(a) è l'angolo ξ rispetto l'asse x. Dopo il passaggio dell'onda attraverso il polarizzatore, la trasmissione del campo elettrico e dell'irradianza sono :

$$E_{\text{lin}}^i(t) = E_{\text{lin},x}^i(t) \cos(\xi) \hat{u}, \quad (4)$$

$$I_{\text{lin}}^i(\xi) = \frac{1}{\zeta_0} \langle |E_{\text{lin},x}^i(t)|^2 \rangle \cos^2(\xi) = I_{\text{lin}}^i \cos^2(\xi), \quad (5)$$

dove \hat{u} è un vettore unitario nella direzione della trasmissione dell'asse del polarizzatore. Qui e nel seguito, ignoriamo qualsiasi tempo di ritardo comuni a tutti i componenti del campo che è risultato dall'onda che passa attraverso il polarizzatore. Si noti che l'eq. 5 è la legge di Malus per l'azione di un polarizzatore lineare ideale su un'onda linearmente polarizzata. Siamo prossimi a considerare il caso di fig. 3 (b) in cui la luce dell'onda incidente è naturale o non polarizzata. Se potessimo misurare il campo elettrico della luce naturale, essa avrebbe prodotto una forma d'onda caotica, simile al rumore di tensione familiare associato ai circuiti elettronici. La descrizione delle luce naturale deve essere basata sulle quantità statistiche che possono essere misurate. La rappresentazione della luce naturale che useremo prevede un tempo medio, come nell'eq. 2. Nella fig. 3 (b) la coppia di assi ortogonali, x e y, hanno un'orientazione arbitraria, e il campo elettrico è :

$$E_{\text{nat}}^i(t) = E_{\text{nat},x}^i(t) \hat{x} + E_{\text{nat},y}^i(t) \hat{y}. \quad (6)$$

La componente di E_{nat}^i ha media zero, $[E_{\text{nat},x}^i(t)] = 0$ $[E_{\text{nat},y}^i(t)] = 0$, ed obbediscono alle relazioni:

$$\langle E_{\text{nat},x}^i(t) E_{\text{nat},x}^i(t - \tau) \rangle = \langle E_{\text{nat},y}^i(t) E_{\text{nat},y}^i(t - \tau) \rangle = F(\tau) \quad (7)$$

E

$$\langle E_{\text{nat},x}^i(t) E_{\text{nat},y}^i(t - \tau) \rangle = 0. \quad (8)$$

Questi risultati sono indipendenti dalla scelta dell'origine nel tempo e per tutti i τ . Noi diciamo che il tempo della funzione di autocorrelazione (7) per le componenti x e y del campo per la luce naturale sono uguali, e che il tempo per la funzione di cross-correlazione (8) delle componenti x e y del campo è zero. L'irradianza per la luce incidente naturale è :

$$I_{\text{nat}}^i = \frac{1}{\zeta_0} [\langle |E_{\text{nat},x}^i(t)|^2 \rangle + \langle |E_{\text{nat},y}^i(t)|^2 \rangle] = \frac{2}{\zeta_0} \langle |E_{\text{nat},x}^i(t)|^2 \rangle, \quad (9)$$

dove Eq. 7 con $\tau=0$ è stato utilizzato nello scorso passaggio. Dopo il passaggio dell'onda attraverso il polarizzatore lineare, il campo elettrico e l'irradianza trasmessa sono :

$$E_{\text{nat}}^t(t) = [E_{\text{nat},x}^i(t) \cos(\xi) + E_{\text{nat},y}^i(t) \sin(\xi)] \hat{u}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} I_{\text{nat}}^t &= \frac{1}{\zeta_0} [\langle |E_{\text{nat},x}^i(t)|^2 \rangle \cos^2(\xi) + \langle |E_{\text{nat},y}^i(t)|^2 \rangle \sin^2(\xi) \\ &\quad + 2 \langle E_{\text{nat},x}^i(t) E_{\text{nat},y}^i(t) \rangle \cos(\xi) \sin(\xi)] \\ &= \frac{1}{\zeta_0} \langle |E_{\text{nat},x}^i(t)|^2 \rangle = \frac{1}{2} I_{\text{nat}}^i. \end{aligned} \quad (11)$$

Le equazioni 7 e 8 con $\tau = 0$ sono state utilizzate per ottenere il risultato nell'eq. 11. L'irradianza della luce trasmessa I_{nat}^t è vista da metà della irradianza della luce incidente I_{nat}^i qualunque sia l'orientamento del polarizzatore lineare. Questo risultato è una caratteristica importante della luce naturale. Siamo prossimi a considerare il caso di fig. 3 (c) in cui l'onda incidente è pari alla somma della luce polarizzata linearmente in Fig. 3 (a) e la luce naturale nella fig. 3 (b), cioè il campo elettrico è l'eq. 1 più l'eq. 6. Questa combinazione viene definita come la luce polarizzata in parte, o, più precisamente, come luce parzialmente linearmente polarizzata. Si assumerà che la luce linearmente polarizzata e la luce naturale non sono in correlazione :

$$\langle E_{\text{lin},x}^i(t)E_{\text{nat},x}^i(t-\tau) \rangle = 0, \quad \langle E_{\text{lin},x}^i(t)E_{\text{nat},y}^i(t-\tau) \rangle = 0. \quad (12)$$

Semplici calcoli, simili a quelli che abbiamo già eseguito, mostrano che l'irradianza per la luce incidente e la luce trasmessa è :

$$I_{\text{pp}}^i = I_{\text{lin}}^i + I_{\text{nat}}^i \quad (13)$$

e

$$I_{\text{pp}}^t(\xi) = I_{\text{lin}}^t + I_{\text{nat}}^t = I_{\text{lin}}^t \cos^2(\xi) + \frac{1}{2}I_{\text{nat}}^t. \quad (14)$$

Si noti che l'irradiazione della luce parzialmente polarizzata per entrambe ,sia per l'onda incidente che per l'onda trasmessa è la somma delle irradianze individuali per le due componenti(luce linearmente polarizzata e luce naturale) quando vengono trattati separatamente. Il grado di polarizzazione lineare dell'incidente, della luce parzialmente polarizzata, è definito come :

$$d_l = \frac{\text{irradiance of linearly polarized component}}{\text{irradiance of total}} = \frac{I_{\text{lin}}^i}{I_{\text{pp}}^i} = \frac{I_{\text{lin}}^t}{I_{\text{lin}}^t + I_{\text{nat}}^t}. \quad (15)$$

Una espressione più utile ai fini della misurazione è ottenuta utilizzando l'eq.14 per scrivere l'eq.15 in termini di irradianza trasmessa :

$$d_l = \frac{I_{\text{pp}}^t(\xi=0) - I_{\text{pp}}^t(\xi=\pi/2)}{I_{\text{pp}}^t(\xi=0) + I_{\text{pp}}^t(\xi=\pi/2)} = \frac{\max(I_{\text{pp}}^t) - \min(I_{\text{pp}}^t)}{\max(I_{\text{pp}}^t) + \min(I_{\text{pp}}^t)}. \quad (16)$$

Come si è visto dal lato destro dell'eq.16, il grado di polarizzazione lineare può essere determinato ruotando il polarizzatore lineare e osservando i valori massimo e minimo dell'irradianza trasmessa.

4.3 Diffusione di dipolo

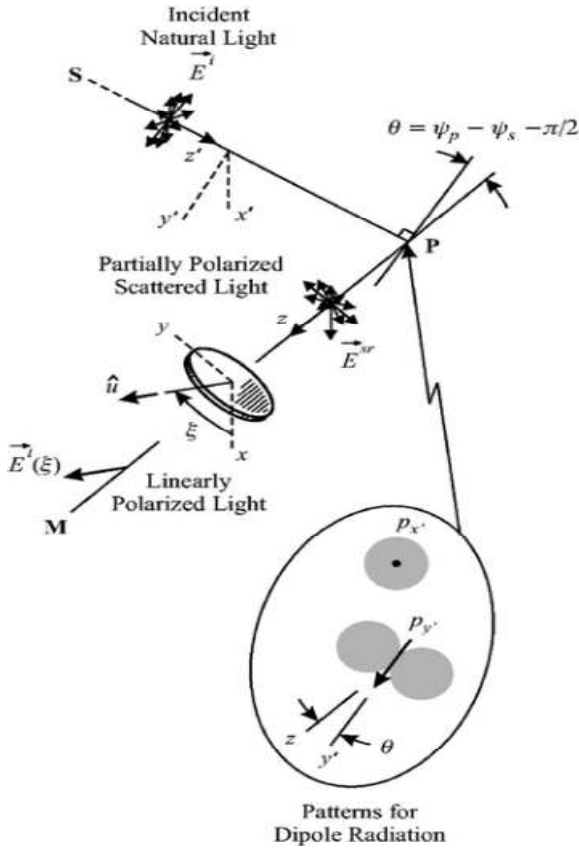


Figura 4

La figura 4 è lo schema della diffusione di un elemento (molecola o la densità di fluttuazione) nell'atmosfera. La luce naturale incidente (luce solare) è descritta dalle eq. 6-9 con x, y, z sostituiti da x', y', z' . L'onda si propaga nella direzione z' . Quindi, l'elemento del campo elettrico incidente e dell'irradianza sono :

$$E_{\text{nat}}^i(t) = E_{\text{nat},x'}^i(t)\hat{x}' + E_{\text{nat},y'}^i(t)\hat{y}' \quad (17)$$

e

$$I_{\text{nat}}^i = \frac{2}{\zeta_0} \langle |E_{\text{nat},x'}^i(t)|^2 \rangle. \quad (18)$$

Il campo incidente induce un momento di dipolo elettrico nell'elemento elettricamente piccolo :

$$p(t) = p_{x'}(t)\hat{x}' + p_{y'}(t)\hat{y}' = \alpha_e \epsilon_0 [E_{\text{nat},x'}^i(t)\hat{x}' + E_{\text{nat},y'}^i(t)\hat{y}'], \quad (19)$$

dove ϵ_0 è la permittività del vuoto, ed α_e è la polarizzabilità elettrica dell'elemento. Si noti che il momento di dipolo è parallelo alle componenti $p_{y'}$, e perpendicolare a $p_{x'}$, al piano principale. Nell'eq.19 abbiamo assunto che il momento di dipolo risponde istantaneamente al campo elettrico incidente (non si verifichi la dispersione). Questa ipotesi è buona per le molecole di aria a lunghezze d'onda ottiche. Se il momento di dipolo è espresso in termini del sistema delle coordinate osservate (x, y, z), abbiamo :

$$\vec{p}(t) = \alpha_e \epsilon_0 [E_{\text{nat},x'}^i(t)\hat{x} + E_{\text{nat},y'}^i(t)(-\sin(\theta)\hat{y} + \cos(\theta)\hat{z})], \quad (20)$$

dove l'angolo θ è :

$$\theta = \psi_p - \psi_s - \pi/2. \quad (21)$$

Questo momento di dipolo produce la radiazione che è la luce del cielo, e il campo elettrico di questa luce è

$$E^{sr}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \{ \hat{r} \times [\hat{r} \times \ddot{\mathbf{p}}(t - r/c)] \}, \quad (22)$$

dove μ_0 è la permeabilità del vuoto, $\mathbf{r} = r\hat{r}$ è il vettore radiale preso dal dipolo, e il doppio sopra la quantità indicata alla derivata seconda rispetto a tempo. Se inseriamo l'eq.20 nell'eq. 22, si ottiene il campo elettrico incidente sul polarizzatore, che si trova a una distanza z dal diffusore :

$$E^{sr}(z, t) = -\frac{\alpha_e}{4\pi c^2 z} [\ddot{E}_{\text{nat},x'}^i(t - z/c)\hat{x} - \ddot{E}_{\text{nat},y'}^i(t - z/c)\sin(\theta)\hat{y}]. \quad (23)$$

Dopo che l'onda passa attraverso il polarizzatore lineare, il campo elettrico trasmesso e l'irradianza sono :

$$E^t(z, t) = -\frac{\alpha_e}{4\pi c^2 z} [\ddot{E}_{\text{nat},x'}^i(t - z/c)\cos(\xi) - \ddot{E}_{\text{nat},y'}^i(t - z/c)\sin(\theta)\sin(\xi)]\hat{u} \quad (24)$$

e

$$\begin{aligned}
I'(\xi) &= \frac{\alpha_e^2}{16\pi^2 c^4 \xi_0 z^2} [\langle |\ddot{E}_{\text{nat},x'}^i(t-z/c)|^2 \rangle \cos^2(\xi) \\
&\quad + \langle |\ddot{E}_{\text{nat},y'}^i(t-z/c)|^2 \rangle \sin^2(\theta) \sin^2(\xi) \\
&\quad - 2\langle \ddot{E}_{\text{nat},x'}^i(t-z/c) \ddot{E}_{\text{nat},y'}^i(t-z/c) \rangle \sin(\theta) \cos(\xi) \sin(\xi)] \\
&= K[\langle |\ddot{E}_{\text{nat},x'}^i(t')|^2 \rangle \cos^2(\xi) + \langle |\ddot{E}_{\text{nat},y'}^i(t')|^2 \rangle \sin^2(\theta) \sin^2(\xi) \\
&\quad - 2\langle \ddot{E}_{\text{nat},x'}^i(t') \ddot{E}_{\text{nat},y'}^i(t') \rangle \sin(\theta) \cos(\xi) \sin(\xi)]. \quad (25)
\end{aligned}$$

Nell'ultima riga, abbiamo semplificato il risultato per il fatto che $1/z$ (cosa riconosciuta) cambia poco in prossimità del polarizzatore, così noi possiamo sostituire il fattore nelle parentesi con la costante K , e abbiamo fissato $t' = t - z/c$. Dopo aver eseguito una serie di operazioni su eq. 7 e 8 e impostato $\tau = 0$, possiamo dimostrare che :

$$\langle |\ddot{E}_{\text{nat},x'}^i(t')|^2 \rangle = \langle |\ddot{E}_{\text{nat},y'}^i(t')|^2 \rangle, \quad \langle \ddot{E}_{\text{nat},x'}^i(t') \ddot{E}_{\text{nat},y'}^i(t') \rangle = 0, \quad (26)$$

così l'equazione 25 la possiamo scrivere come :

$$I'(\xi) = K \langle |\ddot{E}_{\text{nat},x'}^i(t')|^2 \rangle [\cos^2(\xi) + \sin^2(\theta) \sin^2(\xi)]. \quad (27)$$

Se sostituiamo l'eq. 21 per l'angolo θ e riscriviamo i termini trigonometrici, otteniamo il nostro risultato finale per l'irradianza viste da un osservatore :

$$\begin{aligned}
I(\xi) &= K \langle |\ddot{E}_{\text{nat},x'}^i(t')|^2 \rangle [\sin^2(\psi_p - \psi_s) \cos^2(\xi) \\
&\quad + \cos^2(\psi_p - \psi_s)]. \quad (28)
\end{aligned}$$

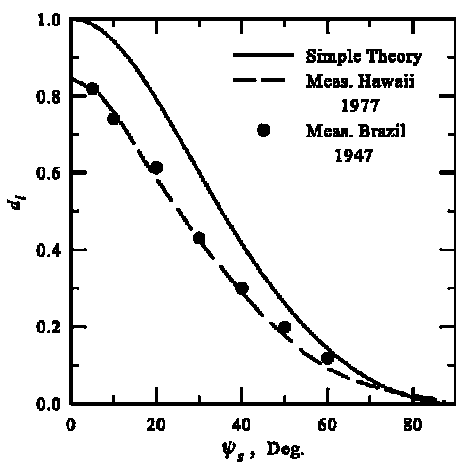
Il risultato dell'eq.28 ha la stessa forma della nostra espressione precedente per l'irradianza osservata con un polarizzatore lineare data dall'eq.14 per la luce polarizzata linearmente; entrambi hanno una durata che dipende da $\cos^2(\xi)$ così come un termine che è indipendente da ξ . Così, la luce del cielo che osserviamo è equivalente alla luce parzialmente polarizzata, che è composta da luce linearmente polarizzata e da luce

naturale. E' importante rendersi conto che questa equivalenza si applica alle irradianze osservate misurate con il polarizzatore e il rivelatore; i campi elettrici per i due tipi di luce potrebbero essere diversi e l'irradianza la stessa. Siamo in grado di calcolare il grado di polarizzazione lineare per la luce del cielo dall'eq.16 :

$$d_l = \frac{I(\xi=0) - I(\xi=\pi/2)}{I(\xi=0) + I(\xi=\pi/2)} = \frac{\sin^2(\psi_p - \psi_s)}{1 + \cos^2(\psi_p - \psi_s)}. \quad (29)$$

In sintesi, abbiamo trovato che la luce del cielo è equivalente a una miscela di luce polarizzata linearmente e di luce naturale (parzialmente polarizzata) con la componente polarizzata linearmente normale al piano principale, e il grado di polarizzazione lineare una semplice funzione data dalla differenza negli angoli di elevazione per il punto di osservazione (diffusore) e il sole, $\psi_p - \psi_s$. In particolare, il grado di polarizzazione lineare è massima quando il raggio dal sole al diffusore (SP) è ortogonale al raggio dal diffusore all'osservatore (PM), quando $\psi_p - \psi_s = \pi/2$ allora $d_l = 1$. Per altri orientamenti il grado di polarizzazione è inferiore; il minimo si verifica quando i raggi sono paralleli(0) o antiparalleli(π), $\psi_p - \psi_s = 0, \pi$ e $d_l = 0$.

L'esame dei modelli per la radiazione di dipolo, come mostrato nella fig. 4, permettono di individuare questi risultati. In un piano principale, la componente del momento di dipolo p_x irradia un campo elettrico che è normale a questo piano e indipendente da ψ_s e ψ_p . Le altre componenti del momento di dipolo p_y irradiano un campo elettrico che è in questo piano ed è proporzionale a $|\sin(\theta)| = |\cos(\psi_p - \psi_s)|$. Così quando abbiamo visto l'elemento in un angolo tale che $\theta=0$ ($\psi_p - \psi_s = \pi/2$), vediamo solo la componente del campo



elettrico che è perpendicolare al piano principale (la componente x');quindi, il campo elettrico è polarizzato linearmente. Per gli altri angoli di osservazione, vediamo una miscela di campi elettrici irradiati dalle due componenti del momento di dipolo; quindi, il campo elettrico è parzialmente polarizzato. Il semplice risultato per il grado di polarizzazione lineare della luce del cielo, eq.29, viene confrontata con le misure in fig. 5. Per queste misurazioni l'osservatore è la visualizzazione allo zenit del cielo ($\psi_p = \pi/2$) come il sole sorge (ψ_s aumenta). Sono mostrati i risultati per le due

misure; entrambi sono state misurate ad alta quota in una giornata limpida. I punti per i risultati misurati sono (spettro del visibile) a

Bocaiuva, in Brasile a una altitudine di 671 m nel 1947; la linea tratteggiata è per i risultati misurati ($\lambda = 0,71$

μm) su Mauna Loa alle Hawaii ad un'altitudine di 3400 m nel 1977. La tendenza generale è prevista dalla teoria semplice, cioè, una diminuzione del grado di polarizzazione lineare come sorge il sole. Tuttavia, il grado di polarizzazione è previsto sempre maggiore rispetto alla misura. Per esempio, il massimo grado di polarizzazione lineare, che si verifica al sorgere del sole, $\psi_s = 0$ è del 100% per la teoria, ma solo circa l'84% per le misurazioni. Fattori non inclusi nella semplice teoria causa questa differenza e saranno discussi in seguito.

4.4 Distribuzione della luce del cielo polarizzata

Dalla nostra conoscenza del grado di polarizzazione lineare sul piano principale (eq. 29) possiamo ottenere il grado di polarizzazione lineare su tutto il resto del cielo. In primo luogo, si introducono i vettori di unità mostrati in fig. 6 (a): \hat{n}_s punti dall'osservatore al sole lungo MS, e \hat{n}_p i punti dall'osservatore al punto di osservazione, lungo MP. A causa della grande distanza dal sole, il raggio MS in fig. 6(a) è parallela al raggio PS in fig. 2, ed entrambi sono a un angolo di elevazione ψ_s . Osserviamo inoltre che $\hat{n}_p \cdot \hat{n}_s = \cos(\psi_p - \psi_s)$, per cui l'eq. 29 può essere scritta come :

$$d_l = \frac{1 - \cos^2(\psi_p - \psi_s)}{1 + \cos^2(\psi_p - \psi_s)} = \frac{1 - (\hat{n}_p \cdot \hat{n}_s)^2}{1 + (\hat{n}_p \cdot \hat{n}_s)^2} \quad (30)$$

Dall'eq.30 è chiaro che il grado di polarizzazione lineare dipende solo dalla direzione del punto di

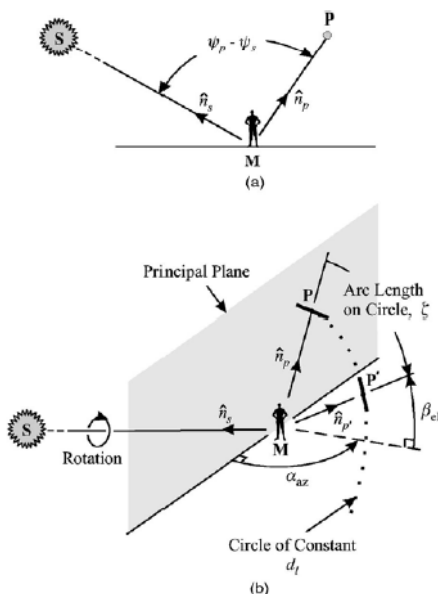
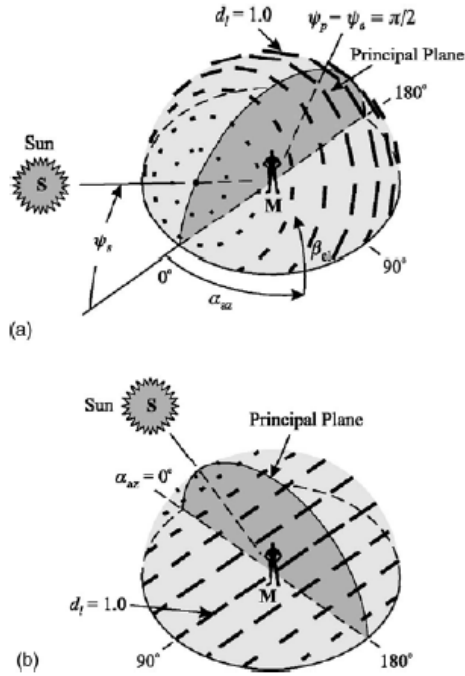


Figura 6

osservazione relativa alla direzione del sole. Consideriamo ora la costruzione di fig. 6(b). La linea MP (vettore unità \hat{n}_p) giace nel piano principale (grigio). Se questa linea è ruotata attorno alla linea che attraversa il sole, cioè, sulla MS (sul versore \hat{n}_s), la fine delle tracce della linea fuori dal cerchio (linea tratteggiata). In ogni punto su questo cerchio, il grado di polarizzazione lineare è lo stesso, perché il punto prodotto che compare nella eq. 30 è lo stesso. Ad esempio, per il punto P' abbiamo $\hat{n}_{p'} \cdot \hat{n}_s = \hat{n}_p \cdot \hat{n}_s$. In ogni punto su questo cerchio, la componente di polarizzazione lineare del campo elettrico è tangente al cerchio. Da queste osservazioni si possono costruire diagrammi di polarizzazione per l'intero cielo. Due di questi schemi sono

rappresentati nella fig. 7 per il caso $\psi_s = 35^\circ$. La figura 7(a) mostra principalmente il mezzo solare del cielo, e la fig. 7(b) mostra soprattutto il mezzo antisolare metà del

cielo. La lunghezza di una linea pesante indica il grado di polarizzazione lineare, e la linea è parallela alla direzione della componente polarizzata linearmente del campo elettrico. Si noti che il cerchio della costante d_l è centrato sulla linea attraverso il sole, MS, e che il massimo ($d_l=1$) si verifica, come previsto, quando $\psi_p - \psi_s = \pi/2$ ($n_p \cdot n_s = 0$). Mentre il sole si muove attraverso il cielo, questo modello per la



polarizzazione si muove sopra l'emisfero. E' conveniente avere una descrizione analitica per la polarizzazione della luce del cielo che si applica su tutto l'emisfero. A tal fine, una espressione parametrica per un cerchio della costante d_l (la curva tratteggiata in fig. 6(b)), può essere ottenuta in termini di lunghezza dell'arco. La posizione di un punto su questo cerchio, come P', è data dall'angolo azimutale rispetto alla direzione del sole α_{AZ} e l'angolo di elevazione β_{el} . Per punti sulla metà destra dell'emisfero, questi angoli sono ristretti al range $0 \leq \alpha_{AZ} \leq \pi$ e $0 \leq \beta_{el} \leq \pi/2$; i risultati nella metà sinistra dell'emisfero possono essere ottenute da quelle nella metà destra dalla simmetria. Quando ψ_s è specificato, le seguenti equazioni parametriche per α_{AZ} e β_{el} descrivono un cerchio della costante d_l :

Figura 7

$$\alpha_{az}(\zeta) = \frac{\pi}{2} + \tan^{-1} \left[\mp \sqrt{\frac{1-d_l}{2d_l}} \cos(\psi_s) \csc(\zeta) + \sin(\psi_s) \cot(\zeta) \right], \quad (31)$$

$$\beta_{el}(\zeta) = \sin^{-1} \left[\pm \sqrt{\frac{1-d_l}{1+d_l}} \sin(\psi_s) + \sqrt{\frac{2d_l}{1+d_l}} \cos(\psi_s) \cos(\zeta) \right]. \quad (32)$$

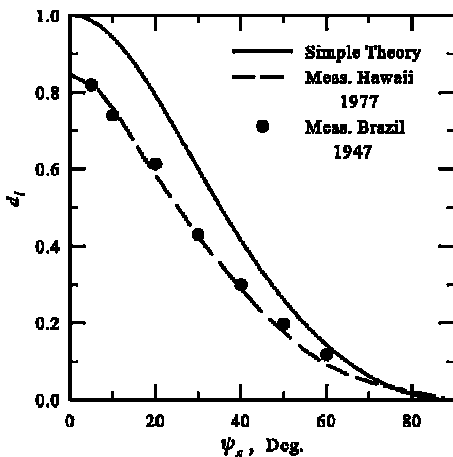
Per alcuni valori di d_l , ci sono due curve separate, ecco spiegati, i due segni in questa equazione. Il parametro ζ deve essere limitato a garantire che i punti sull'emisfero inferiore siano esclusi:

$$0 \leq \zeta \leq \begin{cases} \pi, & \left| \sqrt{\frac{1-d_l}{2d_l}} \tan(\psi_s) \right| \geq 1, \\ \cos^{-1} \left[\mp \sqrt{\frac{1-d_l}{2d_l}} \tan(\psi_s) \right], & \left| \sqrt{\frac{1-d_l}{2d_l}} \tan(\psi_s) \right| < 1. \end{cases} \quad (33)$$

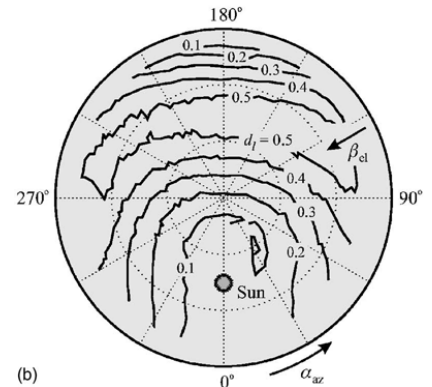
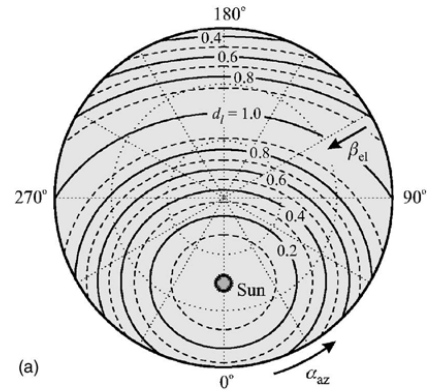
Noi usiamo soltanto i valori per i quali :

$$d_l > \left[\frac{\sin^2(\psi_s)}{1 + \cos^2(\psi_s)} \right], \quad (34)$$

escludendo i casi in cui l'intero cerchio di d_l si trova su l'emisfero inferiore. Nelle eq.31 - 33, i principali valori delle funzioni trigonometriche inverse sono assunti essere : $-\pi/2 \leq \sin^{-1}(\cdot) \leq \pi/2$; $0 \leq \cos^{-1}(\cdot) \leq \pi$; e $-\pi/2 \leq \tan^{-1}(\cdot) \leq \pi/2$.



La figura 8 presenta trame di contorno per il grado di polarizzazione lineare quando l'angolo di elevazione del sole è $\psi_s = 44.7^\circ$. Questi



sono i grafici polari in cui la variabile radiale è β_{el} (0° sul bordo esterno e 90° al centro) e la variabile angolare è α_z . I risultati di fig. 8 (a) derivano dalla semplice teoria, eq 31 - 34, e quelle in fig. 8 (b) sono dati misurati. Le misurazioni sono state effettuate alla lunghezza d'onda $\lambda = 0,439 \mu\text{m}$ in una giornata molto chiara nel febbraio 1996 all'Università di Miami a Miami. La misura dei risultati non è

riportata in prossimità dell'orizzonte ($\beta_{el} \leq 10^\circ - 15^\circ$) dove sono irregolari. La semplice teoria e le misurazioni mostrano la stessa struttura generale per la polarizzazione, in particolare la direzione della componente del campo polarizzata linearmente, che è parallela ad un contorno. Tuttavia, il massimo grado di polarizzazione lineare è del 100% per la teoria, ma solo del 50% - 60% per le misurazioni. In entrambe i casi, il massimo, come previsto, si verifica quando $\alpha_z \approx 180^\circ$ e $\beta_{el} \approx 90^\circ$ e $\psi_s \approx 45^\circ$. La differenza tra la teoria e le misurazioni può essere attribuita a diversi fattori non inclusi nella teoria semplice che diminuisce la componente di polarizzazione lineare della luce: la polarizzabilità anisotropa delle molecole d'aria, la multipla diffusione della luce tra le molecole d'aria, la dispersione della luce da particelle di aerosol, la presenza di polveri inquinanti nell'atmosfera, la luce solare riflessa dalle nuvole e la terra. Alcuni di questi fattori sono più

significativi per l'ambiente urbano di Miami che presso i siti di alta quota delle misurazioni mostrate in fig. 5. La differenza è dovuta al fatto che probabilmente la misura massima $d_1 \approx 0.5$ nella figura 8 (b) è significativamente bassa rispetto alla misura massima $d_1 \approx 0.84$ nella figura 5. Questo fattore aggiuntivo introduce altri interessanti effetti nelle misurazioni che non sono predette dalla teoria semplice. Per esempio, ci sono punti dove $d_1 = 0$ e altri con $\psi_p - \psi_s = 0$ e 180° che non sono predetti dalla teoria semplice.

CAPITOLO 5 : Polarizzazione della luce del cielo a Siviglia

Polarizzazione della luce del cielo a Siviglia(Bellver)

E' stato effettuato un esteso studio su determinate caratteristiche ottiche del cielo soleggiato a Siviglia a partire dal marzo 1980 fino al settembre 1984. I valori di luminosità L e del grado di polarizzazione p della luce del cielo diffusa sulla terra sono stati misurati nella luce bianca durante il giorno, osservando due punti dell'altezza del sole: lo zenit ed il punto situato, ad ogni istante, a 90° dal sole. Il gran numero di dati rilevati da queste misure hanno fornito la conferma affidabile dei risultati ottenuti da simili osservazioni a tre lunghezze d'onda nello spettro del visibile, precedentemente riferito in questo stesso giornale. Inoltre è incluso uno studio sul comportamento della luminosità dovuto alla luce polarizzata. Sono stati studiati per parecchi mesi e per gli angoli solari che variano da 5° a -5° i cambiamenti nella luminosità e nella polarizzazione durante i periodi vicini al tramonto. E' stata usata una delle formule empiriche di Rubenson ed essa da una misura ragionevolmente buona quando mette a confronto i valori della p a 90° dal sole con quelli calcolati da questa espressione. E' inoltre incluso un breve riferimento ad un insieme delle misure realizzate in una posizione rurale. Per concludere, sono state individuate le variazioni nella posizione di polarizzazione massima rispetto all'altezza verticale del sole.

5.1 Introduzione

Sperimentalmente le misure hanno indicato (Sekera, 1956; Coulson, 1980, 1981, ecc.), che il cielo soleggiato esibisce sempre le variazioni notevoli di colore, di luminosità e di polarizzazione che sarebbero prodotte solamente dalla diffusione di Rayleigh, anche considerando il contributo di dispersione multipla e dell'anisotropia molecolare. Questa discrepanza è attribuita alla presenza delle particelle atmosferiche dell'aerosol le cui proprietà di diffusione sono differenti da quelle delle molecole dei gas. Particelle con i raggi inferiore o all'incirca 0,03 volte la lunghezza d'onda diffondono in accordo alla teoria di Mie. Poi, per esempio, le particelle sono polarizzatori molto meno efficaci delle molecole gassose e conseguentemente il grado di polarizzazione esibito dall'atmosfera reale è inferiore a quello che esisterebbe senza la presenza di aerosol (McCartney, 1976; Bohren e Huffman, 1983; van de Hulst, 1981). Così l'effetto della depolarizzazione dipende dalle caratteristiche dell'aerosol quali, la distribuzione di dimensione-frequenza della particella, l'indice di rifrazione dei materiali, la concentrazione in numero delle particelle, ecc. Poiché tutti questi parametri caratterizzano lo stato di torbidezza atmosferica, il grado di polarizzazione è misurato

solitamente per ottenere le informazioni proprio della torbidezza nell'atmosfera. D'altra parte, le variazioni nella polarizzazione allo zenit durante i periodi vicino all'alba o al tramonto sono state attribuite all'esistenza degli strati di aerosol nella stratosfera (Rozenberg, 1966). Così uno può ottenere le informazioni importanti sull'aerosol atmosferico dalle misure dell'intensità e della polarizzazione della luce di cielo diffusa che considera gli effetti (Rayleigh) di dispersione molecolare (Bullrich, 1964, Liou, 1980; Magill e Holden, 1956, ecc.). Il lavoro riferito in questo documento rappresenta la parte più estesa di uno studio generale sulla luminosità e sulla polarizzazione della luce di cielo diffusa a Siviglia. I risultati precedenti sul comportamento sia di luminosità che di polarizzazione a tre lunghezze d'onda nello spettro visibile per le elevazioni solari più superiore ai 5° sono stati descritti in un articolo fatto una decina di anni fa sempre da Bellver (Bellver, 1987). Le misure sono state effettuate osservando due punti dell'altezza verticale del sole (lo zenit ed il punto situato, ad ogni istante, a 90° dal sole). Nel lavoro attuale, la stessa analisi è stata eseguita per luce bianca. Tuttavia il numero delle osservazioni è molto più grande ed i considerevoli dati importati sono stati presi per gli angoli solari < 5° al crepuscolo. Inoltre, sono discussi parecchi punti non coperti nella parte precedente.

5.2 Dati sperimentale

Il sito urbano di misura era il piano del tetto della costruzione principale dell'università di Siviglia, vicino al centro urbano ma circondato da una zona verde. La luminosità è misurata con un fotometro digitale di "Tektronix J-16" digitale. Il fotometro è montato sopra il "Zeiss Th-4" il teodolite, in maniera da individuare esattamente con facilità qualsiasi punto del cielo. La luminosità è determinata con un'accuratezza del 5%. Per determinare il grado di polarizzazione, è disposto un analizzatore girante a forma circolare posto davanti alla sonda. Tenendo la direzione della costante di osservazione, l'analizzatore è rotante e per tre posizioni separate dagli angoli di 60°, la luminosità corrispondente è letta dall'esposizione del fotometro. L1, L2 e L3 sono i tre valori di luminosità, e il grado di polarizzazione è dato da:

$$p = 2 \frac{\sqrt{L1(L1 - L2) + L2(L2 - L3) + L3(L3 - L1)}}{L1 + L2 + L3}$$

L'analizzatore può essere facilmente rimosso per fornire le misure di luminosità. I valori della p sono misurati con un'accuratezza stimata del 15%. Per ottenere le informazioni sul contenuto atmosferico della particella, la raccolta sistematica dei campioni è stata effettuata all'altezza del sole di riferimento h = 30°. Questi campioni sono ottenuti tramite la filtrazione di un volume di aria misurato (solitamente 500 litri) attraverso un filtro di carta "Whatman 1", dove le particelle sistemate formano un punto grigiastro. L'oscuramento del campione è risolto per mezzo di un riflettometro "EEL". Una curva di calibratura sperimentale fornita dal O.C.D.E. (1964) per riflettometro "EEL" del diametro del filtro di carta "Whatman 1" ci permette di convertire la lettura del riflettometro in concentrazione polverizzata di superficie sul punto

del filtro (espresso in $\mu\text{g}\cdot\text{m}^{-2}$). Questo valore poi è convertito in concentrazione volumetrica facendo uso della superficie del punto ed in quantità di aria filtrata. La massa del particolato per volume unitario è espressa in $\mu\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$ ed è denominata M. Simultaneamente sono state prese le misure di inquinamento, della velocità del vento media w e dell'umidità relativa U dell'aria sempre nello stesso sito. Le determinazioni di umidità relativa inoltre sono state usate per limitare le misure a quei giorni in cui U era inferiore a 70%.

5.3 Luminosità e polarizzazione per altezze del sole superiore

a 5°

Tabella 1

Table 1. Correlation coefficients r between luminance of the diffuse sky light L and the inverse of its corresponding degree of polarization p measured in white light at the zenith and at 90° from the sun and at several sun elevations h (n is the number of pairs of values)

$h(^{\circ})$	$r(L_z, 1/p_z)$	$r(L_{90}, 1/p_{90})$	n
5	0.79	0.79	89
10	0.75	0.77	130
15	0.75	0.75	197
20	0.84	0.85	279
25	0.86	0.89	411
30	0.90	0.91	425
35	0.87	0.89	341
40	0.84	0.88	271
45	0.83	0.86	252
50	0.83	0.88	229
55	0.82	0.86	148
60	0.72	0.75	88

Durante il periodo tra marzo 1980 e settembre 1984, le determinazioni foto-polarimetriche sono state effettuate misurando la luminosità ed il grado di polarizzazione di luce diffusa da due punti del cielo che si trovano dentro l'altezza verticale del sole: lo zenit ed il punto situato, ad ogni istante, a 90° dal sole. Le misure sono state realizzate variando le elevazioni h del sole da 5° a 65° a 5° intervallando i giorni senza nuvole. I sottoscritti z e 90 denotano le misure in direzione dello zenit e a 90° dal sole, rispettivamente. Sono stati studiati complessivamente 374 dati sull'evoluzione giornaliera della L_z , della L_{90} , il p_z e il p_{90} . Sebbene tutti questi parametri subiscano considerevoli variazioni di giorno in giorno, le loro

evoluzioni giornaliere mostrano sempre le stesse tendenze generali: un aumento nella h conduce ad una diminuzione nel p_z e in p_{90} e ad un potenziamento dei valori della L_z e L_{90} . Anche i valori alti della torbidità atmosferica in determinati giorni non causano un cambiamento essenziale in questo modello. Inoltre, le curve giornaliere di evoluzione per ogni giorno sono molto simili a quelle ottenute ad altri posti nel mondo (Vassy, 1966; de Bary, 1964, Adams, 1981, ecc.). Il comportamento giornaliero caratteristico di luminosità e la polarizzazione fornisce le alte correlazioni fra la L_z e $1/p_z$ e fra la L_{90} e $1/p_{90}$ ad ogni elevazione del sole. I coefficienti di correlazione corrispondenti “ r ” rimangono alti per ogni h allo zenit come pure a 90° dal sole, raggiungendo i valori vicino a 0,90 in determinati casi (vedi la tabella 1). Questi valori alti della r possono essere considerati molto significativi a causa del numero indicativo dei dati che intervengono nella correlazione (più di 400 paia dei valori a $h = 25^{\circ}$ ed a $h = 30^{\circ}$).

Luminance and polarization of sky light in white light

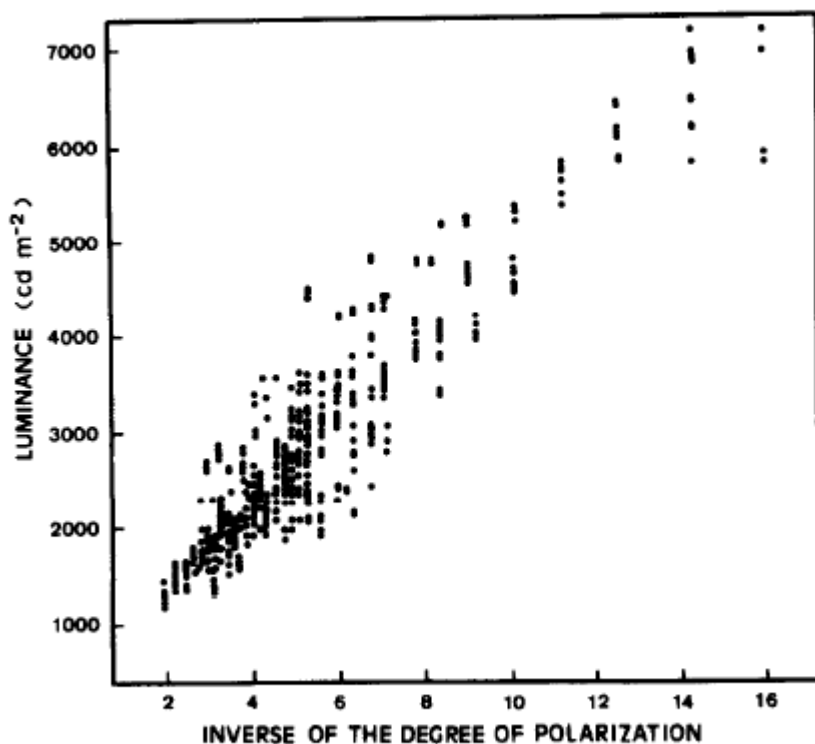


Fig. 1. Inverse of the degree of polarization of diffuse sky light vs luminance, both measured at the zenith in white light, and at a solar elevation of 30°.

Figura 1

massa del particolato sospeso nell'aria M contro questi parametri ottici. Complessivamente per 425 paia di valori su ogni caso, compaiono profonde correlazioni (vedi la tabella 2). Il diagramma della M contro la

L_{90° , a $h = 30^\circ$ è indicato nella fig. 2.

Table 2. Correlation coefficients r of particulate mass per unit volume M against luminance and degree of polarization of diffuse sky light measured in white light at the zenith and at 90° from the sun, at a sun elevation of 30° (n is the number of pairs of values)

	r	n
$r(L_z, M)$	0.70	425
$r(L_{90}, M)$	0.71	425
$r(p_z, M)$	-0.70	425
$r(p_{90}, M)$	-0.72	425

Tabella 2

ottenute pesando i campioni ottenuti tramite la filtrazione di un certo volume di aria tramite un filtro di carta per 34 h in una bilancia elettrica. Tuttavia, in determinati aspetti, può essere considerato particolarmente grezzo. Le misure sono state realizzate a livello del suolo. Per questi e ed altre ragioni, le correlazioni della M contro i parametri ottici possono essere considerare soltanto come una valutazione dell'influenza

E' stata studiato per 5 anni la possibile dipendenza dalle stagioni e dall'ambiente di questi parametri considerando soltanto i dati presi al riferimento dell'elevazione del sole $h = 30^\circ$. Si è visto che soltanto i fattori ambientali (particolarmente di torbidezza) sembrano influenzare i valori della L_z , L_{90° , p_z e p_{90° e non è stata trovata nessuna dipendenza definita con la stagione o il mese dell'anno. E' stata osservata una tendenza generale: un aumento nel contenuto atmosferico della particella conduce ad un aumento nei valori di luminosità (L_z e della L_{90°) e ad una diminuzione nei valori del grado di polarizzazione (p_z e di p_{90°). Per

questo motivo, vengono calcolati i coefficienti di correlazione della

Le limitazioni dei risultati elencati in tabella 2 possono essere riassunte come segue:

Il metodo impiegato per la determinazione della M fornisce le informazioni ragionevolmente buone sul contenuto atmosferico locale della particella ed i risultati ottenuti della sua applicazione si accostano ragionevolmente bene al nostro sito urbano con quelle

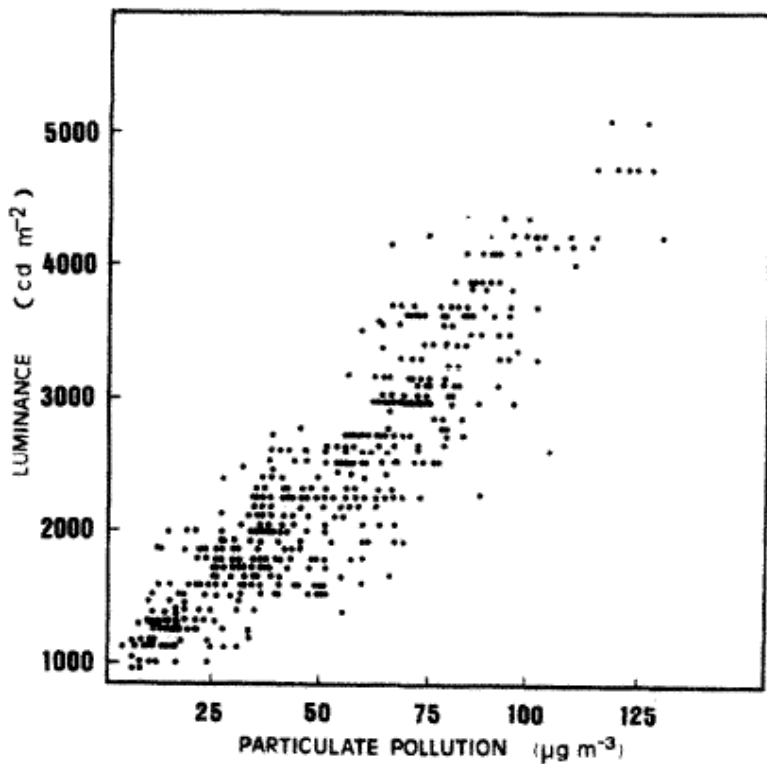


Fig. 2. Particle mass per unit volume vs luminance of diffuse sky light measured in white light at 90° from the sun and at a solar elevation of 30°.

Figura 2

$$p_z = \frac{p_{90^\circ} \sin^4 \alpha}{1 - p_{90^\circ} \cos^4 \alpha} \quad (1)$$

dove α è l'angolo di diffusione.

Nel corso di questo lavoro, dati sperimentali di p_{90° sono stati sostituiti in (1) ottenendo i valori di p_z . Il coefficiente di correlazione corrispondente fra i valori misurati e calcolati è $r = 0,89$ per 2926 paia dei valori. Quindi tutte le caratteristiche studiate di questi parametri e le loro relazioni reciproche confermano i risultati precedentemente ottenuti e riferiti alle tre lunghezze d'onda nello spettro visibile.

5.4 Luminosità dovuta alla luce polarizzata

La luminosità dovuta alla luce polarizzata è uguale al prodotto tra la luminosità totale e il grado corrispondente di polarizzazione. Questo parametro è denotato da L_p . I pedici z e 90° hanno lo stesso significato di prima. L'evoluzione giornaliera del L_{p_z} , parte contrassegnato da quella del $L_{p_{90^\circ}}$: nella maggior parte dei casi la diminuzione delle L_{p_z} e l'aumento delle $L_{p_{90^\circ}}$ sono legate all'aumento h . A questa caratteristica è dovuto il comportamento giornaliero peculiare della p_z , del p_{90° , della L_z e della L_{90° . Mentre l'elevazione del sole diventa maggiore, la L_z , tende ad aumentare molto più rapidamente della L_{90° ma la diminuzione brusca di p_z confrontata a quella del p_{90° produce il comportamento osservato. Così, verso la metà del giorno vicino a mezzogiorno locale, il L_{p_z} , risulta essere un poco più basso del

Lp90°. Tuttavia, nel primo mattino e nella sera, il Lpz ed il L90°, esibiscono valori molto simili. Solitamente i valori più bassi del Lp90° sono raggiunti intorno alle elevazioni del sole da 5° a 15°, poichè i valori corrispondenti di luminosità sono inoltre molto bassi (vedi la fig. 3). All'elevazione del sole di riferimento (h = 30°) i valori di Lpz ed Lp90° a malapena variano da un giorno all'altro. Questa caratteristica è maggiormente visibile ai valori della h >50° e < 15°. Come sopra, è stata osservata che la dipendenza stagionale dei valori di Lp non è definita. D'altra parte, l'influenza possibile della M su questi parametri è stata trovata per poterla trascurare.

5.5 Misura durante la penombra e alle altezze basse del sole

Sono state misurate la luminosità e la polarizzazione del cielo al crepuscolo complessivamente per 73 dati durante i mesi dell'autunno-inverno a partire da 1980 a 1982. Le misure sono state effettuate alle altezze del

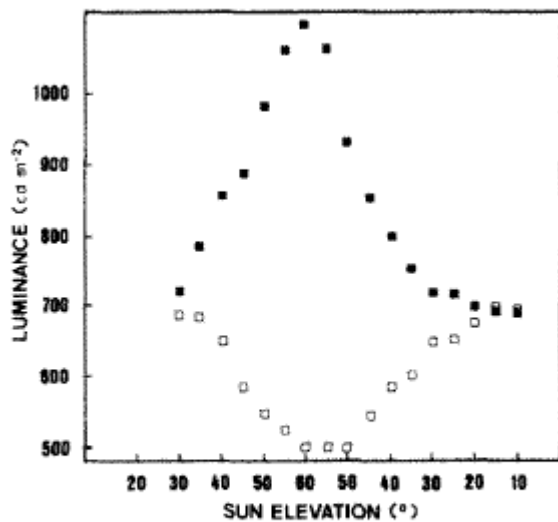


Fig. 3. Typical diurnal evolution of the luminance due to polarized light. □ Determinations at the zenith, ■ determinations at 90° from the sun.

Figura 3

trovato quando il sole era sull'orizzonte (h = 0°). Si noti che i valori del grado di polarizzazione >0.80 non sono stati misurati mai dal nostro sito urbano. Inoltre, è stato osservato il comportamento regolare della p durante il periodo da 5° a -5° nessun massimo secondario è stato individuato.

5.6 Formula empirica di Rubenson

Una delle formule empiriche sviluppate da Rubenson (Kartschaguin, 1925; Stamov, 1972) ci permette di valutare l'evoluzione giornaliera del grado di polarizzazione a 90° dal sole:

$$p_{90^\circ} = a + \frac{k}{b - x}$$

In questa espressione, la x è il tempo (in h) fra mezzogiorno e l'istante focale delle misure, e a, b e K sono tre parametri che variano da un giorno all'altro. In generale sono state osservate piccole discrepanze fra i valori misurati e calcolati da p_{90° e il coefficiente di correlazione corrispondente ($r = 0,75$) è più basso di quello ottenuto applicando la formula di MilchTikhanovskii.

5.7 Determinazioni foto-polarimetriche rurali insieme alle misure urbane

Insieme con le misure urbane, una più piccola serie di determinazioni di L_z, L_{90°, p_z e p_{90° sono stati effettuati vicino al villaggio di Sanlucas in una zona rurale a 18 km a ovest di Siviglia durante l'estate del 1980. Il comportamento esibito da tutti questi parametri è simile a quello osservato al sito urbano che mostra le curve giornaliere regolari di evoluzione. Il risultato principale è stato il verificarsi di altissimi valori del grado di polarizzazione vicino a 0.90. I valori di 0,88 e di 0,86 sono stati trovati durante la penombra di sera. Estremamente questi valori alti di polarizzazione, caratteristici delle atmosfere molto chiare, sono molto difficili da trovare nelle aree urbane. Bisogna dire anche ancora che i valori della p superiore a 0,80 non sono stati misurati mai sul nostro sito urbano durante questi 5 anni.

5.8 Posizioni di polarizzazione massima

È ben noto che tutte le discrepanze fra i valori di polarizzazione calcolati dalla teoria di Rayleigh e quelli trovati sperimentalmente sono generalmente costituite dal termine conosciuto come il difetto di polarizzazione. Una delle caratteristiche più notevoli del difetto è il fenomeno dei punti neutrali (dove la polarizzazione sparisce) che si trovano in direzioni particolari. Inoltre, una variazione nella posizione di polarizzazione massima dagli angoli retti teorici dal sole può essere considerata come un'altra caratteristica apparente di questo difetto. Nel corso del nostro lavoro, parecchie determinazioni di polarizzazione massima sono state effettuate esplorando le regioni del cielo sotto e sopra la posizione teorica. Queste esplorazioni sono state realizzate misurando il grado di polarizzazione sopra queste zone per ottenere un massimo. Quando è stato trovato il punto di polarizzazione massimo, è stata misurata la distanza angolare tra essa e la posizione prevista. Questa distanza angolare è nominata δ . I risultati hanno indicato che i vari δ hanno sempre lo stesso segno. Così le posizioni del massimo sono spostate a partire dalle posizioni presupposte e si trovano alle distanze angolari variando fra 90° e 94° dal sole. Così il delta varia da 0° a 4° per tutte le misure prese alle elevazioni differenti del sole.

CAPITOLO 6 : Misurazione della visibilità

Misurazione della visibilità dalle proprietà della polarizzazione della luce del giorno del cielo(Roy Clark)

E' stato scoperto un metodo e un apparecchio di percezione ottico (1) per la misurazione delle proprietà di polarizzazione della luce diffusa nel cielo che ci danno un'indicazione accurata sulla visibilità. Sono state misurate le intensità (I_1 e I_2) di due componenti della luce del giorno linearmente polarizzate, in modo che sia possibile calcolare il rapporto di polarizzazione (p) in maniera da poter fornire un indice di visibilità da cui possiamo trovare sia la qualità visiva che il campo visivo. Il seguente metodo e l'apparecchio possono essere anche utilizzati per determinare la nube inquinante paragonando le proprietà di polarizzazione di luce diffuse dal pennacchio alle proprietà di polarizzazione dello sfondo del cielo, con cui i modelli teorici di visibilità possono essere convalidati. In conclusione, un altro apparecchio (30) può essere utilizzato con un sistema di percezione (46) che impiega le tecniche di modulazione della polarizzazione, di modo che le proprietà di polarizzazione dell'intero cielo possono essere misurate nelle regioni UV e IR dello spettro elettromagnetico. Di conseguenza, le indicazioni sia della fase gassosa sia delle distribuzioni polverizzate della sostanza inquinante dell'atmosfera possono essere determinate simultaneamente secondo la grandezza del rapporto di polarizzazione (p) nelle regioni di assorbimento atmosferico della sostanza inquinante.

6.1 Settore tecnico

Questa invenzione si riferisce a un apparecchio di misurazione ottico e di un metodo in cui le proprietà di polarizzazione della luce diurna disperse in atmosfera, sono utilizzati per determinare sia la qualità visiva che il campo visivo. Inoltre, il metodo di cui sopra può essere applicato anche allo studio dell'inquinamento dovuto al trasporto batterico a lungo raggio. La presente invenzione può essere utilizzata nella regione del VIS dello spettro, nonché nelle regioni UV e IR dello spettro.

6.2 Arte del fondo

Le misurazioni affidabili di visibilità, sono diventate recentemente preoccupanti a causa del crescente impatto che gli eventi di bassa visibilità hanno sulla società contemporanea. A titolo di esempio, la visibilità

è considerata importante per le compagnie aeree e per gli ambientalisti. Più in particolare, gran parte della misura della visibilità nel settore del trasporto aereo si riferisce alla sicurezza e per l'identificazione e la misurazione delle avverse situazioni di visibilità all'interno delle distanze relativamente brevi (cioè in un campo visivo di circa 10 km) da un aeroporto. A titolo di ulteriore esempio, gli ambientalisti sono preoccupati, in quanto i livelli crescenti di inquinamento atmosferico artificiali hanno un impatto negativo sulle aree urbane così come la vegetazione e fauna selvatica in zone panoramiche in tutti gli Stati Uniti. Nel tentativo di diminuire gli effetti negativi creati da crescenti livelli di inquinamento, il Congresso degli Stati Uniti ha emanato una legge l'Atto dell'Aria Pulita e successive modificazioni. Uno degli scopi della normativa di cui sopra è stato quello di rimediare al degrado esistente e prevenire disturbi futuri della visibilità in alcune zone prescritte federale che erano insolitamente sensibili agli effetti negativi dell'inquinamento atmosferico provocati dall'uomo. Di conseguenza, alcune restrizioni sono state collocate sulle principali fonti fisse di inquinamento atmosferico, in modo da evitare l'emissione di sostanze inquinanti da cumulo che incidono negativamente sulla visibilità delle aree prescritte. A titolo di esempio, queste aree di cui sopra comprendono i parchi nazionali e i siti deserti negli Stati Uniti occidentali.

L'atto dell'Aria Pulita contemplava anche la tutela della visibilità nella vista integrale delle aree espressamente previste dalla legge". Cioè, la protezione della visibilità è stata estesa anche alle aree circostanti i parchi nazionali e le aree selvagge, in modo da assicurare l'effettivo godimento dei visitatori della stessa. Per porre rimedio all'esistente compromissione della visibilità, il Congresso ha anche introdotto il concetto di Best Available Technology Retrofit (BART: Migliore modifica disponibile di tecnologia). Quindi, una le principali fonti di inquinamento che hanno un impatto inaccettabile sulla visibilità sono tenute a diminuire le loro emissioni utilizzando le tecniche di BART. Tuttavia, come conseguenza della normativa relativamente severa e i controlli che sono stati enunciati nell'Atto dell'Aria Pulita, un grande onere finanziario è stato immesso sulle principali fonti di emissione. Come risultato, c'è stato un notevole impulso per lo sviluppo della strumentazione di misura e tecniche di modello della visibilità, per cui le fonti di inquinamento potrebbero essere monitorate in modo affidabile e le normative di riduzione dell'inquinamento applicate coerentemente. Un problema potenziale per il rispetto dell'Atto dell'Aria Pulita può risultare durante le modifiche delle emissioni che si verificano nei controlli delle emissioni delle varie fonti. Più in particolare, la maggior parte delle particelle e il biossido di zolfo sono opportunamente rimossi da apparecchiature attualmente disponibili per il controllo delle emissioni. Tuttavia, gran parte degli ossidi di azoto prodotto dalla combustione ad alta temperatura continueranno ad essere emessi in atmosfera, i quali ossidi vengono convertiti in parte in biossido di azoto. Tale è il biossido di azoto gassoso, materia che assorbe la luce nella parte visibile dello spettro elettromagnetico; assorbimenti di questo tipo possono portare al degrado indesiderato della visibilità. Pertanto, un problema che è stato finora irrisolto nella applicazione dei metodi tradizionali di rilevazione dell'inquinamento deve essere in grado di distinguere tra le particelle di scattering e di assorbimento di biossido di azoto, entrambi i quali possono causare una nebbia marrone rossastro in condizioni di osservazione certa. Purtroppo, non sono facilmente disponibili gli apparecchi di

monitoraggio remoto, in cui le particelle di scattering e di assorbimento di biossido di azoto possono essere facilmente e realmente distinti. In termini generali, la visibilità è in genere relativa alla misurazione del campo visivo (cioè la distanza più grande che una persona può vedere), e diversi dispositivi sono noti per indicare il range. Tuttavia, il degrado del campo visivo provoca di conseguenza cambiamenti nella colorazione degli obiettivi lontani. In generale, attualmente ci sono tre strumenti convenzionali e metodi rispettivi utilizzati al fine di ottenere l'indicazione di visibilità. Un tale strumento convenzionale per ottenere una misurazione della visibilità che è conosciuto come il trasmissometro. In termini generali, la trasmissometria è la misura diretta della attenuazione di un fascio di luce da parte dell'atmosfera. Il trasmissometro generale comprende una fonte per la generazione di un fascio di luce (che può o non può essere monocromatico). A titolo di esempio, il fascio di luce può essere generato da una sorgente laser. E' previsto un rivelatore per misurare l'attenuazione del fascio di luce. Se l'intensità iniziale della luce è nota, l'attenuazione della stessa può essere correlata al campo visivo. Il principale svantaggio della trasmissometria è che l'affidabilità della stessa è generalmente limitata a percorsi di miopia. Cioè, la massima sensibilità del trasmissometro è in genere limitata alla osservazione di attenuazione atmosferica su tutta la gamma di pochi chilometri. Un altro problema fondamentale nella trasmissometria è che le caratteristiche di trasmissione dell'atmosfera misurato su una distanza relativamente breve non necessariamente rappresentano le caratteristiche di trasmissione dell'atmosfera in un intervallo visivo molto più lungo. Questo risultato è dovuto in parte alla disomogeneità atmosferica lungo l'intera gamma visiva del percorso di vista e che altri effetti ottici, come lo scattering multiplo, di solito si manifestano solo su percorsi ottici molto lunghi. Quindi, il trasmissometro convenzionale è relativamente insensibile a più effetti di scattering, in modo che una misura di lunga portata visiva sia difficile e inattendibile. Inoltre, come sarà noto a coloro i quali sono competenti nella materia, il trasmissometro convenzionale è tipicamente suscettibile di perturbazioni di allineamento ottico. Un secondo strumento convenzionale per la misurazione della visibilità è conosciuto come il nefelometro. In termini generali, la nefelometria è la misura delle proprietà di scattering della luce di un piccolo volume di aria, e si presume che questo volume sia un campione rappresentativo dell'atmosfera, nel suo complesso. Quindi, un nefelometro è essenzialmente un dispositivo di sorgente puntiforme di misurazione. Tuttavia, e come sarà riconosciuto da tali competenti nella materia, utilizzando un nefelometro per ottenere l'indicazione della qualità dell'aria si possono prevedere dei risultati delle misure intrinsecamente imprecisi, in quanto la misura localizzata di un piccolo volume di aria è, in realtà, non necessariamente rappresentativo dell'atmosfera, nel suo complesso. Un tipo ben noto di nefelometro è quello noto come Nefelometro d'integrazione. Il nefelometro d'integrazione in genere include una sorgente di luce e un rivelatore che sono disposte l'una rispetto all'altra, in modo che la sorgente di luce illumina un piccolo volume di aria. La luce diffusa dall'aria è rilevata dal rivelatore. I filtri ottici possono essere installati per simulare la risposta dell'occhio umano. Tuttavia, il nefelometro potrebbe non essere sufficientemente sensibile alla dispersione della luce in tutti gli angoli di osservazione. Dal momento che in un lungo range visivo sono tipicamente associati bassi livelli di luce diffusa, la misurazione del campo visivo che si ottiene con il nefelometro convenzionale può essere piena di incertezze. Un terzo strumento convenzionale per

indicare la visibilità è conosciuto come telefotometro. In termini generali, la telefotometria è la misura della differenza di contrasto tra la luminosità di un obiettivo lontano e la luminosità del cielo all'orizzonte appena sopra il bersaglio. Per ottenere una gamma di misurazioni telefotometriche, l'obiettivo è di solito nero. La luminosità dell'obiettivo è generalmente causata dalla dispersione della luce atmosferica tra l'obiettivo e l'osservatore. Se la distanza del bersaglio è nota, il campo visivo può essere calcolato dal rapporto di contrasto misurato. Un telefotometro generalmente include un telescopio dotato di un rivelatore, in modo che sia in grado di misurare l'intensità dei segnali di luce incidente. Il telefotometro include anche un accordo di filtri ottici al fine di determinare la lunghezza d'onda della luce ricevuta dal rivelatore. Il telefotometro convenzionale può utilizzare anche un cambio del fascio, in modo da orientare nuovamente in maniera efficiente un fascio di luce incidente. In funzione, vengono misurate le rispettive intensità della luce ricevuta dal bersaglio e il cielo al di sopra dell'orizzonte del target e un rapporto di contrasto viene poi calcolato facendo una approssimazione del bersaglio nero. In pratica, la maggior parte degli obiettivi non sono neri, e, come conseguenza della tecnica di ravvicinamento dei target neri utilizzati dai telefotometri convenzionali, le misurazioni così ottenute possono contenere errori riguardanti la luminosità intrinseca di destinazione. In considerazione a quanto detto, quelli del mestiere si renderanno conto che gli apparecchi attualmente noti e i metodi per effettuare le misure di visibilità sono limitati ad osservazioni in prossimità del suolo. Come già sottolineato in precedenza, la nefelometria è una misura da fonti puntuali, e la trasmisometria è in genere limitata a lunghezze di vista relativamente brevi, in modo che la disomogeneità dei molteplici effetti atmosferici e di scattering non sono misurati. Per di più, la telefotometria richiede l'osservazione di un bersaglio distante. Inoltre, durante le tecniche di misurazione tipici, la telefotometria dipende dalla conversione di un rapporto di contrasto in un campo visivo basato su una approssimazione del bersaglio nero. Tale approssimazione del bersaglio nero può introdurre errori di grandezza sconosciuta. Per di più, nessuno degli strumenti di misurazione convenzionali di cui sopra è in grado di distinguere tra diffrazione della luce e assorbimento della luce. Più in particolare, il trasmisometro e il telefotometro misurano entrambi sia scattering che assorbimento simultaneamente. Nelle applicazioni convenzionali, il nefelometro misura solo la dispersione della luce. E ancora, l'apparecchio tradizionale di misurazione della visibilità è adeguato a fornire una indicazione limitata del campo visivo. Tuttavia, nessuno degli apparecchi convenzionali di misura della visibilità è anche in grado di fornire contemporaneamente un indicatore preciso di qualità visiva. A titolo di esempio, un documento che riguarda gli effetti della diffusione della luce nell'atmosfera di visibilità è quella intitolata "radiazioni diffuse nell'atmosfera e l'aerosol naturale", di KF Bullrich, i progressi nella Geofisica, Volume 10, pagina 99 (1964). Tuttavia, né il presente documento, né qualsiasi altro documento noto svela un metodo o apparecchi per la misura delle caratteristiche di polarizzazione del cielo per fornire un'indicazione accurata della qualità visiva e del campo visivo.

6.3 Sintesi della invenzione

Brevemente, e in termini generali, saranno descritti un unico metodo e l'apparecchio ottico per misurare accuratamente la visibilità. Il presente metodo si basa sulla polarizzazione lineare della luce del cielo e la fisica di base della diffusione della luce atmosferica; essi sono in grado di fornire un indice indicativo sia per la qualità visiva che per il campo visivo. Il metodo attuale comprende i passi del calcolo del rapporto di polarizzazione misurando le intensità di due componenti a polarizzazione lineare della luce del giorno, i quali componenti sono allineati perpendicolarmente l'uno all'altro. La dipendenza dalla lunghezza d'onda del rapporto di polarizzazione può essere utilizzato per fornire la visibilità sia in aree urbane che in quelle incontaminate quando sono presenti in atmosfera le diffusioni di Rayleigh e di particelle. Le intensità di cui sopra sono preferibilmente misurate allineando l'apparato ottico di misura a formare un angolo di 90° rispetto al piano verticale formato tra il sole e il punto di osservazione. La determinazione della qualità visiva e del campo visivo si ottengono esaminando la luce del giorno del cielo a circa 5° sopra l'orizzonte. Tuttavia, l'apparecchio di misurazione ottica può anche essere volto in modo che ogni punto del cielo può anche essere studiato, in cui il presente metodo può essere esteso a studiare la nube inquinante industriale. Una indicazione del degrado della visibilità come conseguenza di una nube inquinante è fornito stabilendo il rapporto di confronto da paragonare con le proprietà di polarizzazione della luce diffusa da una nube con le proprietà di polarizzazione della luce diffusa dallo sfondo del cielo (generalmente più chiara). L'apparecchio di misurazione della presente invenzione comprende la combinazione di un polarizzatore lineare e un telefotometro convenzionale ruotabile multi-lunghezza d'onda. A differenza delle tecniche tradizionali telefotometriche, non è necessario un obiettivo quando si eseguono misure della visibilità con un telefotometro modificato secondo il metodo preferito, come sopra descritto. L'eliminazione di un obiettivo facilita lo studio delle nubi inquinanti su tutto il cielo, così come l'esame delle situazioni di visibilità nelle zone relativamente piatte in cui un obiettivo non è facilmente distinguibile. Le misure delle intensità delle due componenti linearmente polarizzati del telefotometro modificato della luce diurna su una gamma di lunghezze d'onda generalmente corrisponde ad una porzione dello spettro visibile dal blu al rosso. La dipendenza dalla lunghezza d'onda del rapporto di polarizzazione calcolato è particolarmente utile per distinguere l'assorbimento della luce dalla diffusione della luce.

VANTAGGI della presente invenzione

Questo metodo sfrutta le proprietà di polarizzazione della luce diffusa nell'atmosfera. Pertanto, le misurazioni della visibilità ottenute secondo la teoria, non sono limitati all'osservazione dell'orizzonte vicino, che è un limite comune dei telefotometri convenzionali. Quindi, in virtù del presente metodo, la nube d'inquinamento dovuta al trasporto a lungo raggio possono essere opportunamente studiate. Come saranno comunicati in seguito più dettagliatamente, le tecniche di misurazione presenti non necessitano di

obiettivi. Di conseguenza, incertezze che sono inerenti alle tecniche di misurazione convenzionali di visibilità in cui sono richiesti obiettivi sono stati eliminati. Inoltre, a differenza dei tradizionali metodi di misurazione di visibilità, l'attuale metodo è vantaggiosamente sensibile agli effetti di scattering multiplo in atmosfera. Il presente metodo per la misurazione della visibilità fornisce un'indicazione semplice ma accurata della qualità visiva. Per di più, tendenze a lungo termine in termini di qualità visiva può essere misurata con precisione mettendo in pratica il metodo qui divulgato. Oltre al vantaggio di fornire un'indicazione accurata della qualità visiva, il presente metodo può essere utilizzato anche per misurare la portata visiva. Inoltre, in virtù di praticare il metodo attuale, le misure indicative della qualità visiva e del campo visivo possono essere raccolti simultaneamente senza l'esigenza di eventuali obiettivi. Ciò è particolarmente vantaggiosa in aree pianeggianti dove ci sono pochi obiettivi idonei. Un ulteriore vantaggio della presente invenzione è che il metodo per la misurazione della visibilità che sarà descritto di seguito può anche essere opportunamente applicato per lo studio delle nubi inquinanti industriali. Dato che l'attuale metodo non si limita alle indagini vicino l'orizzonte, tutto il cielo può essere studiato, per cui può essere esaminata anche una nube inquinante. Un vantaggio ancora più della presente invenzione è quello di fornire una tecnica affidabile per distinguere tra l'assorbimento della fase gassosa dalla diffusione della luce e l'aerosol in atmosfera. Avendo la capacità di rendere con precisione la distinzione di cui sopra, gli ingegneri ambientali possono essere in grado di determinare la vera origine delle grandi concentrazioni di inquinamento nell'atmosfera. In più, un tale metodo, consente potenzialmente ai grandi inquinatori di poter essere facilmente controllati, quindi, conformi alla normativa anti-inquinamento, come desidera il Patto dell'Aria Pulita e simili. E ancora, la tecnica attuale può essere applicata allo sviluppo di modelli e linee guida che consenta i controlli rigorosi sull'inquinamento, ma con coerenza, eseguita in tutte le aree del paese. Un ulteriore vantaggio della presente invenzione è quello di fornire un apparecchio di facile applicazione per effettuare misurazioni in modo affidabile sulla visibilità, per cui possono essere richieste le indicazioni precise della qualità visiva, del campo visivo e delle nubi inquinanti industriali. Ancora un altro vantaggio della presente invenzione è quello di fornire un apparato ottico di misura che può rappresentare un mezzo per misurare la visibilità nell'ultravioletto e nella regione infrarossa dello spettro al fine di esaminare la distribuzione dell'inquinamento sia dei gas che dei particolati.

6.4 Breve descrizione dei disegni

FIG. 1 illustra l'orientamento delle due componenti a polarizzazione lineare della luce del giorno del cielo, le intensità relative dei quali fornisce un indicatore della qualità visiva e del campo visivo in atmosfera.

FIG. 2 rappresenta l'allineamento preferito di un apparato di misurazione ottica rispetto al Sole e l'orizzonte per effettuare le misurazioni della qualità visiva e del campo visivo.

FIG. 3 illustra la dipendenza della lunghezza d'onda del rapporto di polarizzazione P in condizioni di buona visibilità, intermedio, e poca visibilità.

FIG. 4 rappresenta l'allineamento preferito di un apparato di misurazione ottica rispetto al Sole per misurare l'effetto di una nube inquinante sullo sfondo del cielo.

FIG. 5 è uno schema di un apparecchio di misurazione ottico per misurare l'intensità delle componenti a polarizzazione lineare della luce del giorno del cielo che sono rappresentate in FIG. 1. FIGS. 6a e 6b e rappresentano le rispettive forme d'onda dei segnali in uscita da apparecchi di misura della FIG. 5 inseguendo il sole che sorge in due posizioni diverse nel cielo.

FIG. 7 è uno schema di un sistema di misurazione ottico per la misurazione delle caratteristiche di polarizzazione della luce del cielo utilizzando tecniche di modulazione di polarizzazione per ottenere l'indicazione di visibilità.

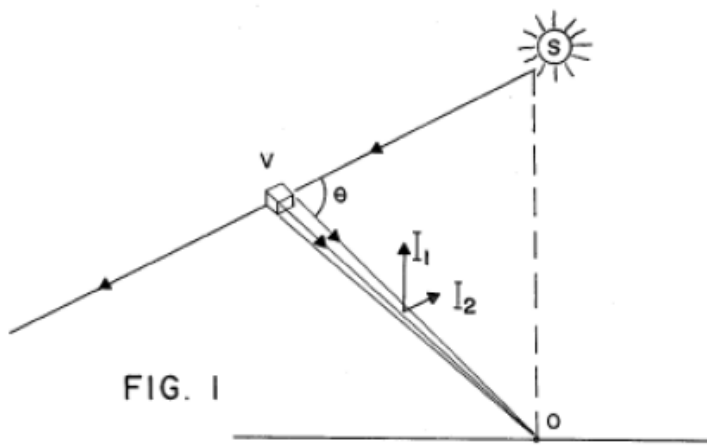
FIGS. 8a, 8b, 8c mostrano tre differenti configurazioni di un modulatore fotoelastico per la formazione di un dispositivo di modulazione di polarizzazione del sistema di misurazione ottico di FIG. 7.

FIGS. 9a e 9b rappresentano le forme d'onda rispettive dei modulatori di FIGS. 8 bis-8c durante le operazioni a metà e a un quarto d'onda.

6.5 Descrizione del metodo

In termini generali, la visibilità può essere definita come lo studio della transizione in atmosfera da scattering Rayleigh a scattering di aerosol. Un aumento della sezione d'urto di diffusione in atmosfera porta alla degradazione del campo visivo. Inoltre, il cambiamento nella dipendenza della lunghezza d'onda della luce diffusa dà luogo a un degrado della qualità visiva. Sia la qualità visiva che il campo visivo sono strettamente collegati alle stesse transizioni di scattering della luce. In conformità con gli insegnamenti della presente invenzione e a differenza di ciò che è conosciuto nell'arte di misurazione della visibilità, si è scoperto che le proprietà di polarizzazione della luce del giorno dispersa in atmosfera sono in grado di fornire parametri affidabili per misurare sia la qualità visiva che il campo visivo. Nella misura in cui la visibilità dipende dal passaggio dallo scattering di Rayleigh allo scattering di aerosol, una breve descrizione della natura di ciascuno di questi effetti di scattering di luce viene riportato di seguito. E' da notare, tuttavia, che gli effetti cumulativi di scattering multiplo in atmosfera (cioè la luce diffusa da un gran numero di particelle di aerosol) riguarda anche, in misura, la polarizzazione della luce diurna. Lo scattering di Rayleigh è la diffusione della luce da molecole d'aria. In condizioni di visibilità molto chiara, lo scattering di Rayleigh è responsabile del colore azzurro del cielo e della polarizzazione della luce. L'intensità dello scattering di Rayleigh in atmosfera è inversamente proporzionale alla quarta potenza della lunghezza d'onda della luce. Di conseguenza, la luce con lunghezza d'onda più corta (nella regione blu dello spettro) è diffusa molto più fortemente della luce con lunghezze d'onda maggiori (nella parte rossa dello spettro), in modo che in condizioni di visibilità ideale, la luce del cielo di giorno appare blu. La dispersione di aerosol è generalmente

causato da smog o da particelle di nubi inquinanti in atmosfera. L'intensità dello scattering da aerosol è inversamente proporzionale a circa la prima potenza della lunghezza d'onda della luce, in modo che la dipendenza dalla lunghezza d'onda dello scattering di aerosol è inferiore a quella dello scattering di Rayleigh. Allorquando la quantità di contenuti di aerosol in atmosfera aumenta, l'aria diventa tipicamente grigia(perché l'intensità di luce rossa nello scattering di aerosol aumenta rispetto all'intensità della luce blu). Secondo una prima descrizione della seguente invenzione, è stato trovato un metodo unico con la quale viene utilizzata la proprietà di polarizzazione della luce del cielo per determinare sia la qualità visiva che il campo visivo. Molti esperti della materia sono in grado di esaminare le caratteristiche di polarizzazione della luce diurna. Tuttavia, non sono noti i metodi con cui le caratteristiche di polarizzazione della luce solare diffusa nell'atmosfera sono misurate per lo scopo particolare di determinare sia la qualità visiva che il campo visivo, come si realizza con il presente metodo. Al fine di ottenere l'indicazione sia della qualità visiva che del campo visivo, sono state misurate le intensità di due componenti della luce diurna a polarizzazione



lineare. Un apparato unico per misurare le intensità delle due componenti della luce polarizzata saranno descritte in seguito, quando ci si riferirà alla FIG. 5. Più in particolare, e in riferimento alla FIG. 1 disegno, le due componenti polarizzate

della luce del giorno, di cui sopra, caratterizzate dalle intensità I_1 e I_2 sono, rispettivamente, perpendicolari e parallele al piano che contiene il punto di osservazione, O, il sole, S, e un volume arbitrario, V, d'aria che si trova in atmosfera. Il volume V viene irradiato in diverse condizioni di visibilità dalla luce del sole. La luce del giorno che è diffusa nel volume V, con un angolo di scattering θ , è polarizzata linearmente in varia misura per effetto dello scattering in atmosfera. Per cui, il piano rispetto al quale le intensità delle due componenti della luce polarizzata linearmente sono studiate può essere geometricamente descritto come OVS. Un rapporto di polarizzazione P, rispetto alle due misure dell'intensità della luce polarizzata linearmente è definito secondo la seguente relazione:

$$P = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

La determinazione del rapporto o grado di polarizzazione fornisce un'indicazione semplice e accurata della qualità visiva, in quanto tale rapporto è indicativo del tipo di diffusione della luce nell'atmosfera, come pure il numero e la natura delle particelle di aerosol che hanno una tendenza a

limitare la qualità di visibilità. In assenza di particelle di aerosol in atmosfera, la luce del sole è polarizzata al massimo grado quando diffonde ad un angolo θ di dispersione di 90° . Tale effetto è caratteristico dello scattering di Rayleigh. In particolare, quando la luce è diffusa ad un angolo $\theta = 90^\circ$, la luce diffusa è completamente polarizzata linearmente in una direzione perpendicolare al piano OVS. Pertanto, l'intensità corrispondente a I_1 è massima, mentre l'intensità I_2 della

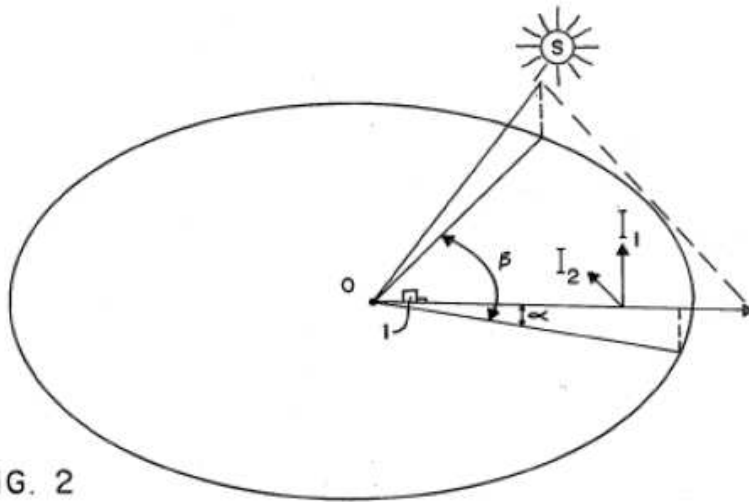


FIG. 2

componente della luce polarizzata parallela al piano OVS è ridotta al minimo, in modo tale che il rapporto di polarizzazione P raggiunge un massimo (cioè circa 1.0). La luce solare che viene diffusa dalla dispersione di aerosol e per effetti di scattering multiplo a $\theta = 90^\circ$, sarà meno polarizzata della luce solare diffusa per dello scattering di

Rayleigh con $\theta = 90^\circ$. Pertanto, il rapporto di polarizzazione diminuirà dal suo massimo quando saranno introdotti gli effetti di aerosol e di scattering multiplo della luce.

Per essere adeguatamente sensibile agli effetti della dispersione da aerosol della luce che aumentano vicino all'orizzonte, le intensità I_1 e I_2 delle componenti della luce polarizzata sono preferibilmente misurate relativamente vicino all'orizzonte (ossia con un angolo di elevazione $\alpha = 5^\circ$ soprastante). Inoltre, poiché la regione di cielo in cui si verifica la polarizzazione massima è di circa 90° dal sole, le intensità I_1 e I_2 sono misurate ad un angolo di osservazione azimutale $\beta = 90^\circ$ a partire dal piano verticale passante per sole S e il punto di osservazione O . La FIG. 2 del disegno illustra l'angolo di elevazione α sopra l'orizzonte e l'angolo di osservazione β rispetto al sole per orientare un apparecchio di misurazione ottica (1) al fine di determinare la qualità visiva e il campo visivo secondo il metodo detto sopra. Quando si effettuano misure di polarizzazione al variare della posizione del sole nel cielo, gli apparecchi di misura (1) sono orientati diversamente rispetto all'orizzonte, ma gli angoli α e β mantenuti invariati. Il rapporto di polarizzazione può essere utilizzato per formare un indice di qualità visiva quando P è espressa in percentuale. L'indice assume valori da 0% a 100%. Un indice di polarizzazione grande implica una concentrazione di particelle di aerosol piccola, e, di conseguenza, una migliore qualità visiva. Poiché la luce diffusa dallo scattering di Rayleigh è altamente polarizzata, ciò implica anche un indice di polarizzazione grande relativamente a un intervallo visivo.

Facendo riferimento alla FIG. 3 del disegno, tre esempi sono forniti per illustrare diverse misure di qualità visiva in condizioni di visibilità differenti rispetto alla variazione della grandezza e della dipendenza dalla lunghezza d'onda del rapporto di polarizzazione P. Il coefficiente di polarizzazione rispettivo è calcolato su quella porzione di spettro a cui l'occhio umano è sensibile (ad esempio, a lunghezze d'onda di circa 400-750 nm, che corrispondono ad una gamma di colori dello spettro dal blu al rosso).

ESEMPIO 1

In un primo esempio, è stato scoperto che quando la diffusione della luce nell'atmosfera è vicina allo scattering di Rayleigh o molecolare, il campo visivo è relativamente lungo (in genere superiore a 50 km) e il rapporto di polarizzazione è corrispondentemente elevato. Tali caratteristiche sono indicative di buona qualità visiva. Un rapporto di polarizzazione di 0,7-1,0 (ossia dal 70% al 100%) rappresenta una condizione di buona qualità visiva. Tuttavia, si è scoperto che il rapporto di polarizzazione diminuisce passando dal rosso al blu nella parte dello spettro visibile.

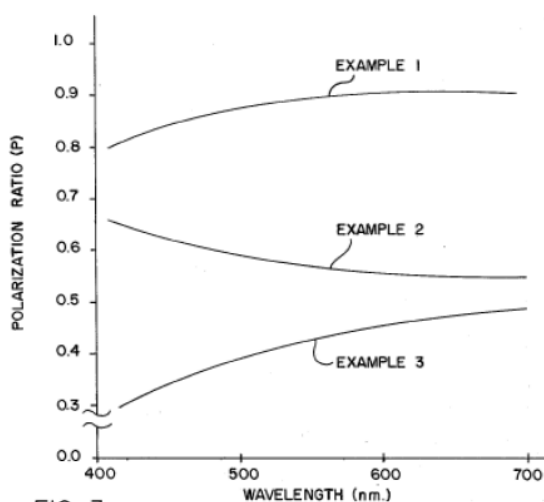


FIG. 3

ESEMPIO 2

In un secondo esempio, è stato accertato che in condizioni atmosferiche intermedie di qualità visiva (vale a dire meno qualità di quella caratterizzata dal rapporto di polarizzazione nell'esempio 1), la diffusione della luce è mista. Cioè, la diffusione della luce nell'atmosfera in condizioni di qualità intermedia consiste tipicamente di una combinazione dello scattering di Rayleigh e di aerosol. Inoltre, è stato trovato che il campo visivo è diminuito (rispetto a quello dell'esempio 1) da 20 a 50 km. Il rapporto di polarizzazione corrispondente scenderà ad un livello che essendo contenuto nell'intervallo va da 0,5 a 0,7 (ossia il 50% al 70%). Per di più, la dipendenza dalla lunghezza d'onda del rapporto di polarizzazione misurata in un'atmosfera con qualità intermedia è generalmente opposta a quella prevista in un clima di buona qualità visiva. Cioè, il rapporto di polarizzazione aumenta al diminuire della lunghezza d'onda dal rosso al blu per la parte dello spettro visibile. In generale, il rapporto di polarizzazione diminuisce al diminuire della lunghezza d'onda, ma la differenza nella dipendenza dalla lunghezza d'onda tra lo scattering di Rayleigh e quello di aerosol (come è stato già discusso) è la causa di tale varianza.

ESEMPIO 3

In un terzo esempio, la visibilità è ridotta ad una qualità inferiore a quella rappresentata dalle condizioni atmosferiche in uno degli esempi 1 o 2. Una situazione di scarsa visibilità si verifica generalmente quando la diffusione della luce è quasi interamente dovuta alla dispersione da aerosol. Più in particolare, si è scoperto che in una situazione di scarsa qualità visiva, il campo visivo è sensibilmente ridotto, in genere sotto i 20 km. Inoltre, i rapporti di polarizzazione corrispondenti diminuiscono, in genere essendo inferiori a 0,5 (pari al 50%). E 'da intendersi, però, che la distanza precisa di campo visivo ed i valori dei rapporti di polarizzazione utilizzati per illustrare le situazioni di scarsa e intermedia qualità visive possono variare leggermente, a seconda della natura degli aerosol.

Così, si può osservare che i rapporti di polarizzazione rilevati in atmosfera con elevata concentrazione di aerosol sono in genere inferiori a quelli in cui si verifica principalmente lo scattering di Rayleigh. Finora, il campo visivo è stato definito come la distanza più lunga che poteva essere vista dall'occhio umano. Tale concetto produce misurazioni non ben definite. Una determinazione del rapporto di polarizzazione vicino all'orizzonte e a 90° dal sole, come già annunciato, è in grado di fornire un'indicazione accurata del campo visivo, in quanto il rapporto di polarizzazione in diminuzione si manifesta come una serie decrescente visiva, come è stato illustrato negli esempi di cui sopra. La dipendenza precisa tra il rapporto di polarizzazione e il campo visivo in parte dipende dalla natura degli aerosol in atmosfera. Tuttavia, a causa degli effetti di scattering multiplo, il rapporto di polarizzazione è più sensibile al numero di particelle di scattering che alla loro esatta natura. A condizione che la distribuzione dimensionale dell'aerosol non modifichi in modo significativo il numero di particelle di aerosol in aumento, l'accertamento può essere fatto per quanto riguarda la dipendenza del rapporto di polarizzazione dal campo visivo, in modo che le misure precise del campo visivo e della qualità visiva possono essere fatte contemporaneamente e senza la necessità di utilizzare un bersaglio (come altrimenti richiesto nelle tecniche di misurazione convenzionali). La dipendenza tra il rapporto di polarizzazione e il campo visivo sarà tipicamente una formazione uniformemente variabile. E' da notare che la misurazione delle caratteristiche di polarizzazione della luce diurna del cielo non devono essere limitate alle osservazioni vicino all'orizzonte e a 90° dal sole, come è stato ben illustrato in FIG. 2. Le due intensità di luce I_1 e I_2 (come è descritto in FIG. 1) possono essere misurate su tutto l'intero cielo ed ancora fornire informazioni adeguate relativamente alla degradazione della visibilità. Un'utile applicazione in particolare del rapporto di polarizzazione in qualsiasi punto del cielo è la misura delle nubi inquinanti industriali. L'osservazione dei cambiamenti del rapporto di polarizzazione a causa di una nube inquinante che copre una porzione di cielo è in grado di fornire una misura diretta dell'impatto visivo della nube. E 'stato riscontrato che la presenza della nube provoca un cambiamento nella intensità misurata di I_1 e I_2 (rispetto a quelli con cielo pulito) e un cambiamento significativo per il rapporto di polarizzazione. Le modifiche del rapporto di polarizzazione può essere correlato all'assorbimento della luce, invece che alla sua dispersione. Più in particolare, l'assorbimento di NO_2 in atmosfera cambia solo l'intensità della luce, mentre lo scattering da particella cambia sia l'intensità che il rapporto di polarizzazione. Queste caratteristiche possono essere estremamente utili (ad esempio alle agenzie

governative) per distinguere tra l'assorbimento della fase gassosa e lo scattering da aerosol. La capacità di rendere semplice e affidabile questa distinzione è importante. Facendo riferimento alla FIG. 4 del disegno, per una nube di dispersione PL in una regione del cielo, è auspicabile che la direzione di osservazione sia organizzata in maniera che gli angoli (ϕ e ϕ'), siano immagini speculari l'uno dell'altro, e si formino su entrambi i lati di un piano verticale a un osservatore. In questo modo, la nube PL può essere osservata da un apparecchio di misura ottico (1) su un lato del piano verticale e poi confrontata con detto apparecchio (tratteggiato) orientato verso il cielo sereno dall'altra parte del piano. Più in particolare, le proprietà di polarizzazione della luce diffusa della nube sono confrontate con la polarizzazione dello sfondo del cielo. Questo confronto può fornire un rapporto di contrasto, indicato come C_{PL} , per la nube, in base al quale si misurano gli effetti negativi della nube in atmosfera. Il rapporto di contrasto C_{PL} è determinato misurando l'intensità delle due rispettive componenti della luce linearmente polarizzata di ciascuno dei settori di cielo in cui la nube è disperdente e anche dal cielo chiaro allo stesso angolo della nube, ma dal lato opposto rispetto al piano verticale dell'osservatore. L'intensità totale I_{pt} della luce diffusa dalla nube è la somma delle intensità $I_{p1} + I_{p2}$ delle componenti della luce diffusa dalla nube allineate perpendicolarmente tra di

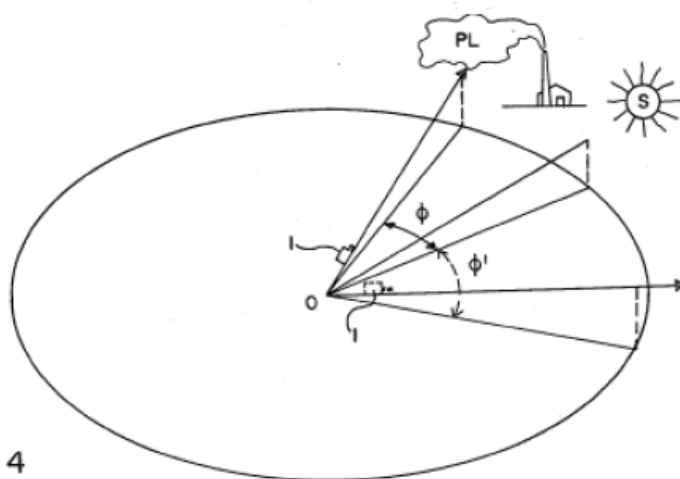


FIG. 4

loro. L'intensità totale I_{st} della luce diffusa dal cielo chiaro, è pari alla somma delle intensità $I_{s1} + I_{s2}$ delle componenti della luce diffusa dal cielo allineate perpendicolarmente al di là del piano verticale. Di conseguenza, il rapporto di contrasto può essere definito dalla seguente relazione:

$$C_{PL} = \frac{I_{PL} - I_{st}}{I_{st}}$$

Il rapporto di contrasto, come sopra descritto, sarà negativo se la nube è più scura dello sfondo del cielo, positivo se la nube è più luminosa dello sfondo del cielo. La polarità del rapporto di contrasto fornisce quindi un utile indicatore del degrado introdotto dalla nube. Inoltre, in virtù del metodo attualmente dispiegato di esaminare la nube inquinante attraverso l'identificazione delle componenti della polarizzazione della nube e dello sfondo del cielo, ci fornisce un modello teorico messo a punto per prevedere le proprietà della nube che può essere adeguatamente testato e convalidato. In base a questa invenzione, l'apparecchio di

misurazione ottica viene utilizzato per determinare il rapporto di polarizzazione, in modo che la qualità visiva e il campo visivo possano essere misurati con precisione, come sopra descritto, e come mostrato in fig. 5. L'apparecchio utilizza una pluralità di elementi ottici noti collegati tra loro in un rapporto unico. A titolo di esempio, un telefotometro multi-lunghezza d'onda convenzionale (1) può essere modificato per effettuare le misure di polarizzazione del caso (di I_1 e I_2 di fig. 1). Il telefotometro modificato include un telescopio cilindrico (2), con dentro una lente obiettivo (3) per la raccolta della luce. Un sistema di filtraggio (4), ad esempio un noto filtro ruotante è posizionato per ricevere la luce incidente che è rivolta dalla lente (3). La ruota porta filtri (4) è ruotata, in modo che diversi filtri possono essere selettivamente allineati per ricevere segnali di luce incidente sulla lente (3). Un rivelatore, ad esempio un PIN diodo convenzionale (6), è posizionato per misurare l'intensità dei segnali luminosi che vengono trasmessi attraverso la ruota porta filtri (4) a diverse lunghezze d'onda. Il rivelatore (6) è interfacciato con il telefotometro convenzionale (7). Il telefotometro (1) può essere combinato con un montaggio adatto per l'inseguimento del sole attraverso il cielo. Il telefotometro (1) è modificato per fornire misurazioni che sono indicative sia della qualità visiva che del campo visivo collegando un polarizzatore lineare (10) alla luce che riceve. Il supporto (12) per il polarizzatore (10) include un anello (13) che monta il polarizzatore (10) su un collare girevole (14) di fronte alla lente dell'obiettivo (3), in modo che il polarizzatore (10) sia allineato al telescopio (2) ricevente. Il polarizzatore (10) può essere ruotato di fronte all'obiettivo (3) per mezzo del collare girevole (14), in base al quale diventa sensibile alle componenti della luce polarizzata del giorno in esame. Uno schermo di luce convenzionale (16) circonda il collare (14) e racchiude il polarizzatore (10), in modo da bloccare gli effetti di spuri segnali luminosi. Di conseguenza, i segnali della luce incidente che vengono forniti al telescopio dall'atmosfera sono trasmessi attraverso il polarizzatore (10) e l'obiettivo (3). A titolo di esempio particolare, le misure della polarizzazione possono essere ottenute utilizzando un modello di telefotometro MRI 3010. Il polarizzatore lineare (10) può essere un foglio circolare di polaroid NH22. Per facilitare l'allineamento in campo, un minimo (18) è esteso radialmente verso l'esterno del collare (14). A titolo di esempio, il minimo (18) comprende la vite di bloccaggio del supporto del polarizzatore che è convenzionalmente usato per il fissaggio del collare (14) alla fine del telescopio ricevente (2). La ruota porta filtri (4) del telefotometro modificato è caricato con filtri ad interferenza a 630 nm, 550 nm, 450 nm e 405 nm, oltre ad un'apertura senza filtro per le osservazioni visive. Come sarà noto a coloro che sono competenti in materia, in un telefotometro convenzionale, un deviatore di fascio (non mostrato), come una lastra di vetro girevole, o simili, può essere situato di fronte al diodo PIN (6) al fine di spostare l'immagine su un target. Tuttavia, quando si misura la visibilità secondo il metodo preferito, come sopra descritto, il deviatore di fascio può essere bloccato in una posizione diretta verso il cielo, in tal modo la necessità di utilizzare un target è evitata. Inoltre, uno specchio deflettore (anch'esso non mostrato) e un oculare (21), che sono strumenti ben noti per l'avvistamento degli obiettivi in applicazioni dei telefotometri convenzionali sono usati solo per verificare l'allineamento vicino all'orizzonte. Ai fini di convenienza, l'ombra del sole può essere utilizzata per scopi di allineamento idoneo. Cioè, l'ombra creata dal pezzo di avvistamento (ad esempio, vite di bloccaggio) (18) sullo schermo di luce (16) fornisce una buona indicazione delle impostazioni del

telefotometro per ricevere sia la componente parallela che perpendicolare della luce del giorno polarizzata corrispondenti rispettivamente al massimo e al minimo di intensità della stessa. L'orientamento del telescopio (2) può essere determinato mediante l'uso ben noto di cerchi graduati. A titolo di esempio, il campo di vista

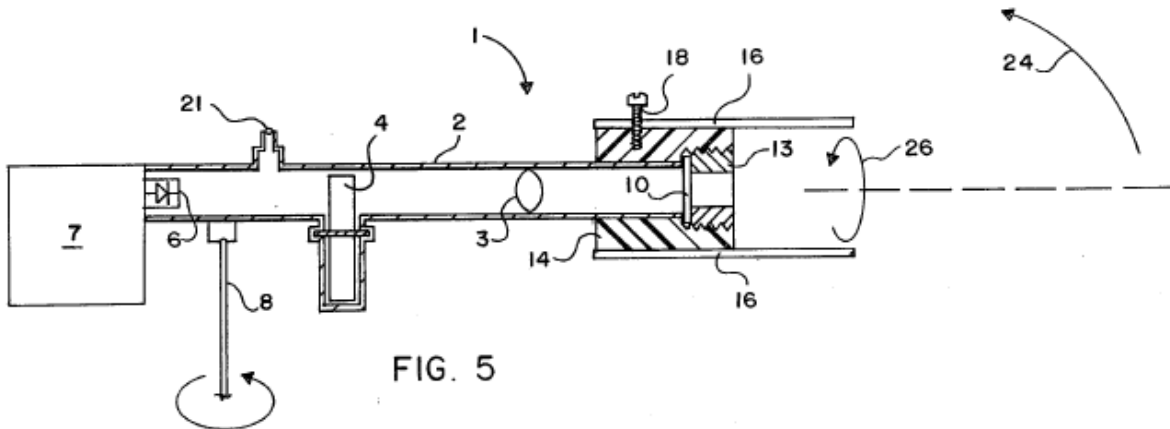
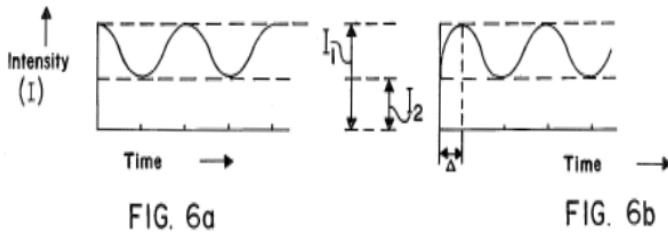


FIG. 5

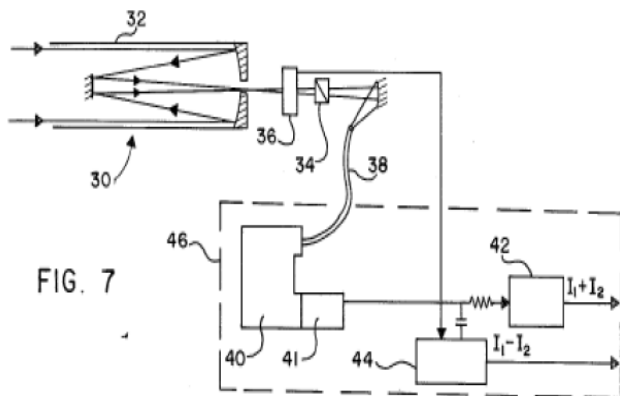
del diodo (6) è $0,035^\circ$, in modo che il diodo (6) sia sensibile a un cerchio di sei metri di diametro ad una distanza di 1 km. Nella misura in cui la posizione del sole nel cielo cambia di circa 15° ogni ora, un sistema di azionamento opportunamente automatizzato (non mostrato) può essere incorporato nel telefotometro modificato (1), in modo da regolare automaticamente questo cambiamento di posizione. Il telefotometro modificato (1) è portato a un'elevazione desiderata (ad esempio a 5° sopra l'orizzonte) e allineato a formare un angolo di 90° rispetto al piano che contiene il sole e il punto di osservazione. Il polarizzatore lineare (10) è inizialmente impostato in modo da trasmettere la prima componente polarizzata della luce, e la corrispondente intensità della luce I_1 è successivamente misurata dal rivelatore (6) per i segnali luminosi trasmessi attraverso ciascuno dei (quattro) filtri che vengono caricati nella ruota del filtro (4). Il polarizzatore (10) è successivamente ruotato al fine di trasmettere la seconda componente polarizzata della luce, e la corrispondente intensità I_2 è successivamente misurata dal rivelatore (6) a diverse lunghezze d'onda nella ruota per mezzo dei filtri (4). Le intensità misurate I_1 e I_2 sono poi correlate a fornire i rispettivi rapporti di polarizzazione e, di conseguenza, la qualità visiva e il campo visivo. Tale telefotometro modificato o nefelometro che risponda alla polarizzazione del cielo per fornire una misura della qualità visiva o della portata visiva è ritenuto unico nell'arte della strumentazione di misura della visibilità. L'attuale metodo di determinazione della qualità visiva e del campo visivo in atmosfera, misurando le proprietà di polarizzazione della luce diurna del cielo, può essere opportunamente automatizzato. A titolo di esempio, per le osservazioni di visibilità vicino all'orizzonte e a 90° da un piano verticale contenente il sole (come mostrato in fig. 2), il telefotometro modificato (1) illustrato in FIG. 5 può essere dotato di un meccanismo convenzionale detto orologio guida per mantenere l'allineamento desiderato, mentre il sole si muove nel cielo (in una direzione indicata dalla freccia 24). Il collare del telescopio (14) e il polarizzatore (10) sono ruotati (nel senso indicato dalle frecce 26), per ottenere le misurazioni successive del rapporto di polarizzazione. La direzione di polarizzazione massima varia a seconda della posizione del sole in movimento attraverso il

cielo. In funzione, il polarizzatore (10) è ruotato una volta ogni cinque minuti, e il filtro a ruote (4) viene cambiato dopo ogni rotazione. Due massimi e minimi d'intensità di polarizzazione (I_1 e I_2) vengono



misurati alle lunghezze d'onda corrispondenti a ciascuno dei (quattro) filtri nella ruota (4), in modo che le misurazioni di polarizzazione siano realizzate in un totale di venti minuti. Le FIGS. 6a e 6b rappresentano le forme d'onda dei due segnali di uscita dal telefotometro automatizzato (1) che insegue il sole che sorge in due posizioni diverse nel cielo. La durata di ogni

forma d'onda corrisponde al tempo per il polarizzatore (10) di essere ruotato di 180° . Pertanto, ogni forma d'onda di uscita completa corrisponde a due cicli del tempo necessario per una rotazione completa del polarizzatore (10). Il picco di ogni forma d'onda di uscita corrisponde al massimo dell'intensità della luce polarizzata I_1 , mentre la depressione di ogni forma d'onda di uscita corrisponde al minimo d'intensità della luce polarizzata I_2 . Come il sole sorge durante il giorno, ci sarà un graduale spostamento di fase nella forma



d'onda di uscita del telefotometro (1) con un cambiamento della posizione dello stesso durante il corso della giornata. Più in particolare, la forma d'onda mostrata in FIG. 6b è spostata in fase di una quantità, designato Δ , rispetto alla forma d'onda mostrata in FIG. 6 bis, come il sole si muove più alto nel cielo. Riferendosi ora alla FIG. 7, è illustrato un sistema di misurazione ottico sensibile che utilizza tecniche di

modulazione della polarizzazione per effettuare misure a distanza di polarizzazione della luce del giorno su tutto il cielo. Il sistema include un apparato ottico con una luce di raccolta (30), costituito da un telescopio tubolare convenzionale (32), e un elemento di polarizzazione lineare (34). Il polarizzatore (34) non è più ruotato ed è mantenuto in allineamento fisso in direzione del cielo della componente polarizzata di luce con intensità I_1 . Posizionata tra il polarizzatore (34) e il telescopio (32) vi è un dispositivo di modulazione di polarizzazione (36). A titolo di esempio il dispositivo di modulazione della polarizzazione (36) è un modulatore fotoelastico. Il modulatore fotoelastico consiste generalmente in un blocco di materiale otticamente trasparente che viene periodicamente stressato da un trasduttore convenzionale. L'elemento ottico del modulatore fotoelastico può essere realizzato da quarzo, fluoruro di calcio, seleniuro di zinco, o materiali simili, in modo che lo spettro elettromagnetico disponibile si trovi in un intervallo che va da 185 mm a 16μ . Un modulatore fotoelastico di questo tipo è vantaggioso, perché è resistente, non richiede grandi campi magnetici o elettrici, ha delle proprietà di trasmissione buone, ed è caratterizzato da grandi aperture e angoli di accettazione. In termini generali, il modulatore fotoelastico funziona come un chopper della

polarizzazione ed è adatto per fornire un segnale che rappresenta il grado di polarizzazione della luce. Tale modulatore fotoelastico è prodotto dalla Hinds International, Inc., Portland, Oreg. Le FIGS. 8a, 8b, 8c mostrano configurazioni differenti per tre modulatori fotoelastici che sono adatti per l'applicazione del sistema di FIG. 7. In FIG. 8a, un modulatore fotoelastico (50) dispone di un elemento ottico rettangolare (52), che è stressato da una coppia di trasduttori (54) e (56). I trasduttori (54) e (56) si trovano agli estremi opposti dell'elemento ottico (52). In FIG. 8b, un modulatore fotoelastico (58) dispone di un elemento ottico rettangolare (60) che viene stressato da un trasduttore singolo (62) situato ad una estremità della stessa. In FIG. 8c, un modulatore fotoelastico (64) comprende un elemento ottagonale ottico (66) che è stressato da una coppia di trasduttori (68) e (70) e si trova di fronte alle facce dell'elemento ottico (66). Un modulatore fotoelastico ottagonale con un elemento ottico (cioè 66) è particolarmente utile per ottenere misure di polarizzazione nella regione infrarossa dello spettro, in quanto un elemento ottico che possiede la geometria ottagonale in generale non è suscettibile di rottura alle elevate sollecitazioni meccaniche che in genere si hanno durante il funzionamento a infrarossi. I modulatori fotoelastici (50), (58) e (64) che si trovano nelle FIGS. 8a, 8b e 8c sono preferibilmente dispositivi risonanti, cioè i rispettivi trasduttori e elementi ottici dei modulatori vibrano alla stessa frequenza, il che riduce vantaggiosamente le richieste di potenza e determina un apparato con maggiore stabilità. L'ampiezza dello sforzo applicato dai trasduttori agli elementi ottici corrispondenti (52), (60), o (66) può essere adeguatamente regolato, di modo che la birifrangenza indotta dallo sforzo risultante in un rispettivo elemento ottico causi un'oscillazione di onda piatta a mezza o un quarto della lunghezza d'onda particolare. Per l'operazione a semi onda, la velocità di modulazione è due volte la frequenza fondamentale del modulatore. Per l'operazione a un quarto di lunghezza

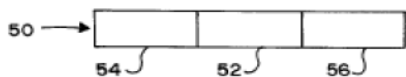


FIG. 8a

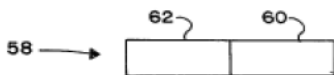


FIG. 8b

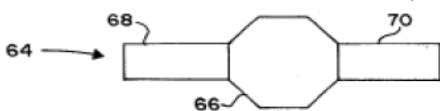
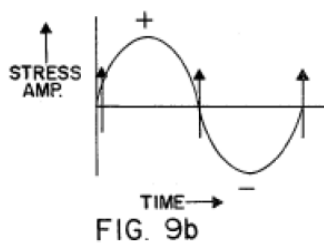
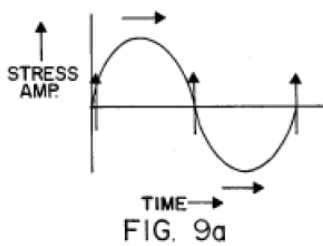


FIG. 8c

dell'onda, la rapidità di modulazione è alla frequenza fondamentale. Quando un polarizzatore lineare non-ruotante è posizionato dietro uno dei modulatori fotoelastici (50), (58), o (64) (come è indicato nella fig. 7) e a 45° dall'asse di sforzo, il segnale in uscita da questo porta un fascio con intensità modulata da polarizzazione fissa. La dipendenza dalla lunghezza d'onda della polarizzazione può essere analizzata da un reticolo a diffrazione. La profondità di modulazione del segnale in uscita è proporzionale alla polarizzazione del raggio luminoso incidente lungo gli assi del polarizzatore. Le forme d'onda d'uscita da uno dei modulatori illustrati sopra sia per il funzionamento a semi onda che per il funzionamento a un quarto d'onda del dispositivo di modulazione sono illustrate in FIGS. 9a e 9b, rispettivamente. Riferendosi ancora una volta



alla fig. 7, i segnali della luce incidente ricevuti dal telescopio (32) sono trasmessi tramite il modulatore (36) ed il polarizzatore (34). La combinazione del modulatore (36) e del polarizzatore (34) è equivalente a un polarizzatore ruotante (simile a quello illustrato nella fig. 5), di modo che le misure delle intensità I_1 e I_2

delle componenti della luce polarizzata possono essere misurate. La luce modulata poi è messa a fuoco su una fibra ottica (38), o sui simili mezzi di trasmissione. La fibra ottica (38) funge da accoppiamento flessibile per trasmettere i segnali dal polarizzatore (34) ad un analizzatore che comprende un monocromatore(40) che serve a distinguere la lunghezza d'onda delle intensità misurate. Il monocromatore (40) è collegato con un fotomoltiplicatore (41) e una ben nota rivelazione elettronica, di modo che una rappresentazione ottica di polarizzazione possa essere convertita in rappresentazione elettrica. Un amplificatore convenzionale (42) è collegato per ricevere i segnali elettrici dell'uscita dal fotomoltiplicatore (40). La grandezza del segnale di tensione dell'uscita dall'amplificatore (42) fornisce un'indicazione della somma delle intensità misurate $I_1 + I_2$. Il segnale in uscita dal modulatore (36) può anche essere usato per fornire un segnale di riferimento direttamente ad un rivelatore sincrono, come un convenzionale lock-in amplifier (44). Il lock-in amplifier dell'amplificatore (44) demodula il segnale in uscita dal modulatore (36). La grandezza del segnale di tensione (dc) in uscita dal lock-in amplifier (44) fornisce un'indicazione della differenza delle intensità misurate $I_1 - I_2$. I segnali in uscita di tensione dagli amplificatori (42) e (44) possono essere registrati (per esempio da un registratore su carta), di modo che i rapporti di polarizzazione possano essere calcolati alle lunghezze d'onda differenti, dai quali una misura di visibilità può essere determinata come precedentemente è stato rivelato. Inoltre, il monocromatore (40), il fotomoltiplicatore (41) e gli amplificatori (42) e (44) possono essere situati in un ambiente sicuro (46), con cui proteggere la sensibilità del sistema indicato nella fig. 7.

Tutte le sostanze inquinanti dell'aria che si trovano in fase gassosa hanno proprietà caratteristiche di assorbimento della luce nelle regioni ultraviolette ed infrarosse dello spettro elettromagnetico. L'effetto generale dell'assorbimento della luce è di cambiare la dipendenza angolare dello scattering, di far diminuire l'intensità della luce di scattering ed aumentare la polarizzazione. Quindi, misurare la polarizzazione della luce del cielo nelle regioni di assorbimento molecolare può fornire simultaneamente, per mezzo di una singola misura, un'indicazione sia delle distribuzioni delle dimensioni delle particelle dell'aerosol che delle concentrazioni della sostanza inquinante nell'aria in fase gassosa. La distribuzione delle dimensioni delle particelle d'aerosol può essere esaminata invertendo i dati di scattering, di modo che la distribuzione per dimensioni dell'aerosol può essere calcolata dalle proprietà misurate di dispersione della luce dell'aerosol in una gamma delle lunghezze d'onda dello spettro da 200 nanometro a 16μ . Il sistema illustrato nella fig. 7 è

adatto a ottenere i dati di scattering, affinché la distribuzione per dimensioni dell'aerosol possa essere determinata direttamente a partire dalle proprietà di dispersione della luce dell'atmosfera senza ricorrere a misure dirette di dimensione delle particelle e al conteggio delle particelle. Tuttavia, uno spettrometro infrarosso con trasformata di fourier (FTIR) potrebbe sostituire il monocromatore (40) nel sistema della fig. 7. Sarà evidente che mentre un metodo di realizzazione preferito dell'invenzione è stato indicato e descritto, le varie modifiche e i vari cambiamenti possono essere fatti senza allontanarsi dallo spirito e dallo scopo vero dell'invenzione.

CAPITOLO 7 :STIMA DEL “CLOUDINESS INDEX”

Stima del “cloudiness index” attraverso misure di polarizzazione della luce solare diffusa emisferica(Parretta)

In sintesi si è costruito uno strumento per la misura integrale del grado di polarizzazione e sono state eseguite misure sperimentali preliminari. Da esse risulta esserci una certa correlazione tra grado di polarizzazione relativa media e grado di copertura del cielo

7.1 Misure di polarizzazione locali

Viene schematizzata l’atmosfera come una volta sferica diffondente e si indica con θ l’angolo di diffusione, formato dalla direzione dei raggi solari con la direzione di osservazione. Si esamina per semplicità il piano di diffusione verticale passante per l’osservatore (Figura 1).

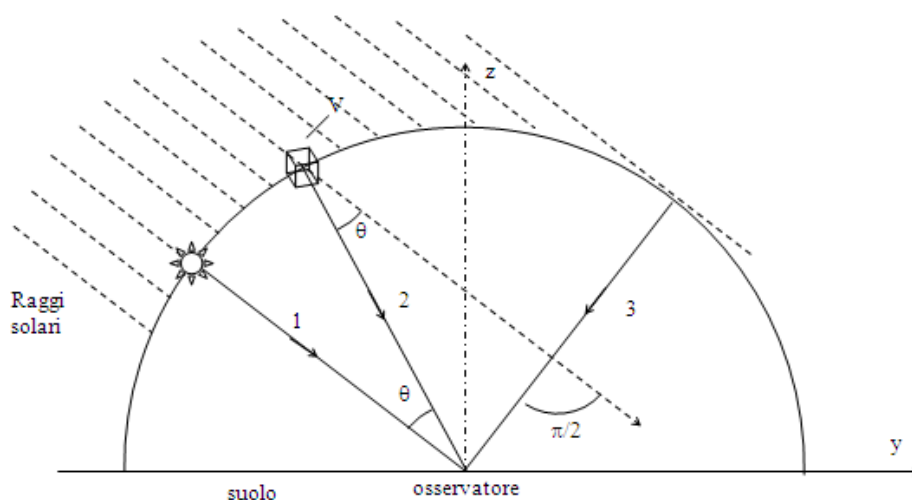


Figura 1: Atmosfera schematizzata come una volta sferica diffondente. Luce diretta 1: non polarizzata (NP); luce diffusa 2: parzialmente polarizzata (PP); luce diffusa 3: totalmente polarizzata (TP).



Figura 2 – Polarimetro

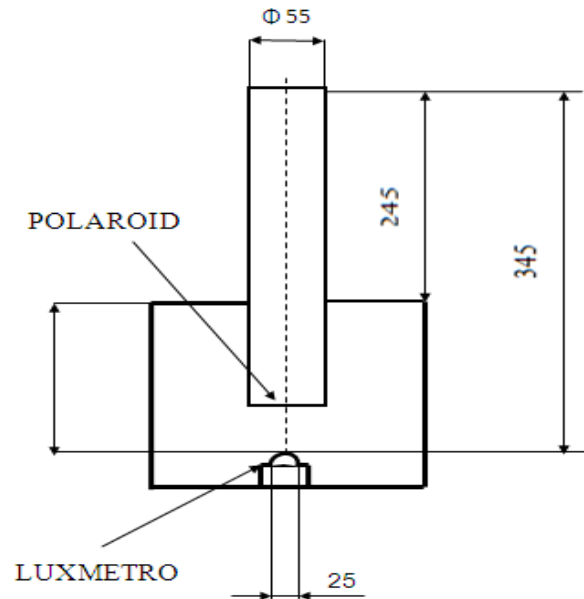


Figura 3 - Schema polarimetro

Si dovrebbe vedere sempre luce parzialmente polarizzata ($\Omega < 1$) tranne che per $\theta = \pi/2$ dove è totalmente polarizzata ($\Omega = 1$). La direzione di polarizzazione della luce è sempre perpendicolare al piano passante per il Sole, il volumetto V e l'osservatore. Nel caso della Figura 1, la direzione di polarizzazione coincide con l'asse x ortogonale al piano del foglio. Per le misure di polarizzazione locale, si è costruito uno strumento capace di misurare il grado di polarizzazione del cielo allo zenit. Questo strumento (Figura 2 - 3) è costituito da un cilindro su cui si è inserita una lamina polaroid, un luxmetro, un goniometro per misurare l'angolo azimutale con cui è orientato l'asse del polarizzatore e un contenitore in grado di proteggere il luxmetro dalla luce che non è utile alla misura in questione.

Con questo strumento si è in grado di ricavare il grado di polarizzazione locale allo zenit nei vari momenti della giornata. L'espressione del grado di polarizzazione in funzione dell'angolo di diffusione θ è data da :

$$\Omega = \frac{\sin^2 \vartheta}{1 + \cos^2 \vartheta} = \frac{I^*}{I_{tot}} = \frac{I_{\xi} - I_{\psi}}{I_{\xi} + I_{\psi}} \quad (1)$$

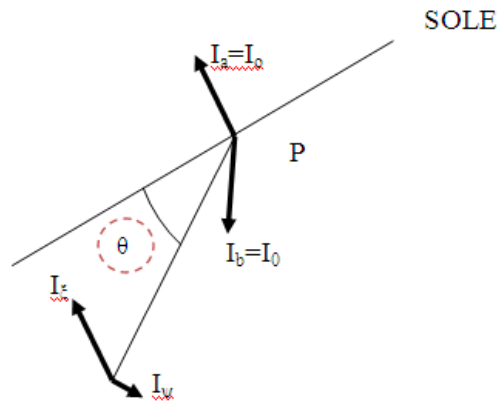


Figura 4 – Intensità misurate dal luxmetro

Dove I_{ξ} e I_{ψ} sono rispettivamente il valore massimo e il valore minimo dell'intensità misurata ruotando il polarizzatore e sono misurati dal luxmetro. Il valore di θ si può ricavare a partire dalle coordinate angolari ξ e ψ del punto particolare sulla volta celeste e dall'altezza angolare del sole h :

$$\theta = \cos^{-1}(\cos \psi \cdot \sinh - \sin \psi \cdot \sin \chi \cdot \cosh) \quad (2)$$

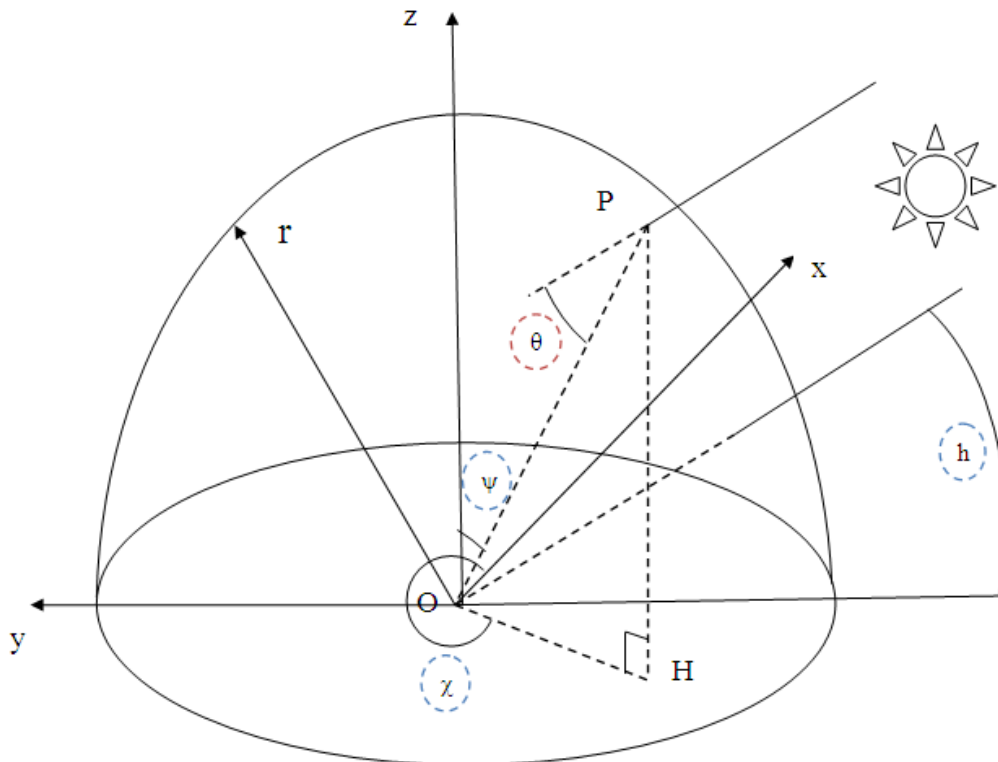


Figura 5 – Disegno in cui vengono indicati tutti gli angoli presi per le misure

A questo punto viene calcolato θ in funzione di ψ , χ , h , nel caso in cui il centro diffusore di cui si va a calcolare il grado di polarizzazione sia quello allo zenit; si ha che :

$$\psi = 0$$

$$\chi = 0$$

Quindi si può scrivere:

$$\cos\theta = (\cos\psi \cdot \sinh - \sin\psi \cdot \sin\chi \cdot \cosh)$$

$$\cos\theta = (\cos 0 \cdot \sinh - \sin 0 \cdot \sin 0 \cdot \cosh)$$

$$\cos\theta = (\sinh - 0)$$

$$\sin(90 - \theta) = \sinh$$

$$90 - \theta = h \quad \rightarrow \quad \theta = 90 - h$$

Si deduce che:

$$\Omega = \frac{\sin^2\theta}{1 + \cos^2\theta} = \frac{\sin^2(90 - h)}{1 + \cos^2(90 - h)} \quad (3)$$

Viene quindi diagrammato l'andamento del grado di polarizzazione teorico in condizioni di cielo sereno, in funzione dell'angolo che individua l'altezza del sole "h" (figura 6)

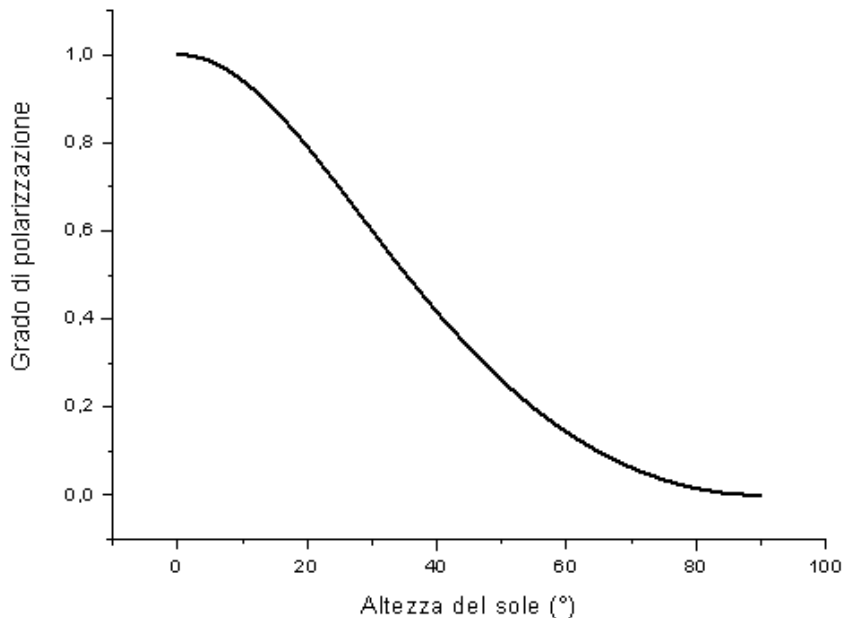


Figura 6 - Andamento teorico in condizioni di cielo sereno del grado di polarizzazione del centro diffusore allo zenit

Si vede chiaramente che, quando il sole si trova allo zenit ($\theta=0$), il grado di polarizzazione raggiunge il valore minimo ($\Omega=0$); viceversa se il sole si trova all'alba o al tramonto ($\theta=90^\circ$) il grado di polarizzazione raggiunge il valore massimo ($\Omega=1$).

Nella realtà, un esame accurato della polarizzazione della luce del cielo mostra che la condizione $\Omega = 1$ non si verifica mai; Ω differisce da 1 di una quantità detta "difetto di polarizzazione". Tale difetto è attribuito a fenomeni di diffusione multipla o ad anisotropia della distribuzione dei centri diffondenti.

Le misure sono state effettuate a Ferrara (latitudine 44,83) sul tetto del dipartimento di fisica. Per calcolare il grado di polarizzazione si ruotava il cilindro solidale al polarizzatore, e si eseguiva un giro completo di 360° , segnando i due massimi e i due minimi dell'intensità del vettore campo elettrico. La fase successiva era quella di calcolare la media matematica del max. e del min. dei valori misurati, e infine si determinava il grado di polarizzazione tramite la formula:

$$\Omega = \frac{\max - \min}{\max + \min} \quad (4)$$

Per ogni misura si doveva indicare il giorno e l'ora per poter calcolare successivamente l'altezza del sole.

Le misure sono state eseguite sia in condizioni di cielo sereno che in condizioni di cielo nuvoloso. Ovviamente quello che ci si aspetta è che il grado di polarizzazione del cielo con presenza di nubi, sia inferiore al grado di polarizzazione del cielo sereno. I dati ottenuti vengono diagrammati nel grafico in figura 7, in cui si mette a confronto la curva teorica di Ω in funzione di h (valida solo per lo scattering di Rayleigh), con i dati sperimentali sia in condizioni di cielo sereno, che in condizioni di cielo coperto.

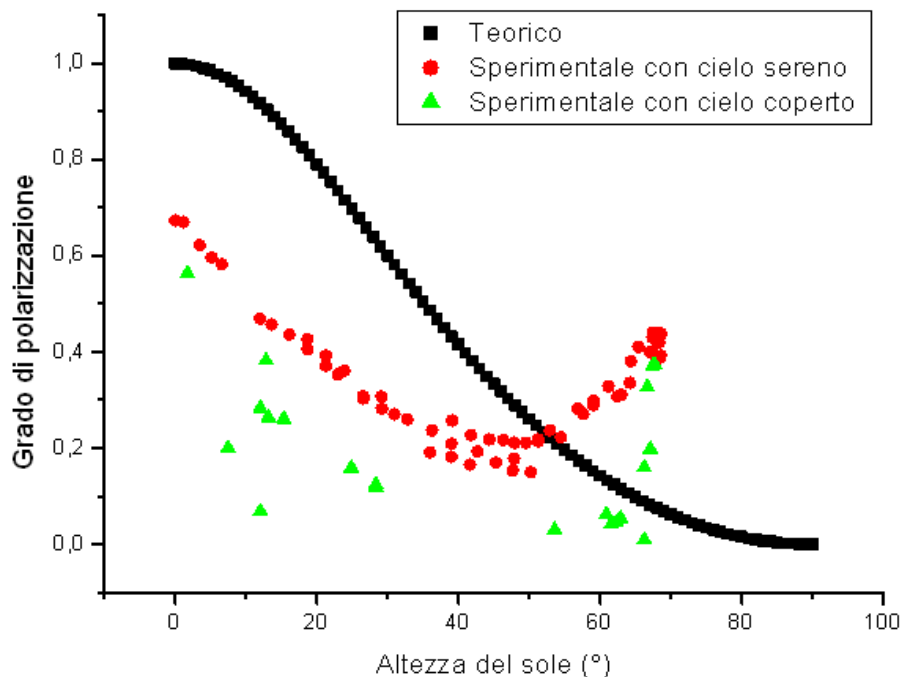


Figura 7 - Andamento di Ω in funzione di h nel caso teorico, sperimentale con cielo coperto e sperimentale con cielo sereno

Come si può notare dalla figura 7, il grado di polarizzazione del cielo in presenza di nubi è inferiore al grado di polarizzazione del cielo sereno. Questo perché quando non è rispettata la condizione di piccole particelle, ossia la dimensione delle molecole è maggiore della lunghezza d'onda della luce incidente, la teoria di Rayleigh non è più valida e si applica la teoria di Mie.

Dalla figura 7, si riscontra inoltre che per valori di $h \geq 50^\circ$ le polarizzazioni misurate sono sistematicamente inferiori a quelle teoriche e il massimo grado di polarizzazione misurato è intorno a 0.7. Le cause di questa discrepanza sono molteplici e tutte tendono a diminuire il grado di polarizzazione: polarizzabilità anisotropa delle molecole, scattering multiplo della luce tra le molecole d'aria, scattering da particelle di aerosol e da polveri, luce riflessa dalle nubi e dal terreno.

Un'ulteriore discrepanza si nota per valori di altezza del sole molto alti $h > 50^\circ$, perché il grado di polarizzazione invece di diminuire (θ basso) aumenta. Per capire se questa anomalia è legata al tipo di misura che viene effettuata (le misure con il luxmetro sono misure fotometriche perché lo strumento è sensibile a diverse lunghezze d'onda della radiazione incidente) abbiamo selezionato l'azzurro con un filtro azzurro Hoya 80A posto prima del polarizzatore per vedere se il grado di polarizzazione variava rispetto alle misure senza filtro. Sono state svolte diverse misure con e senza filtro per diversi valori di "h" in condizioni di cielo sereno, e si è concluso che il grado di polarizzazione non variava significativamente nei due diversi tipi di misura. Nella figura 8 viene riportato il grado di correlazione tra $\Omega_{\text{con filtro}}$ e $\Omega_{\text{senza filtro}}$.

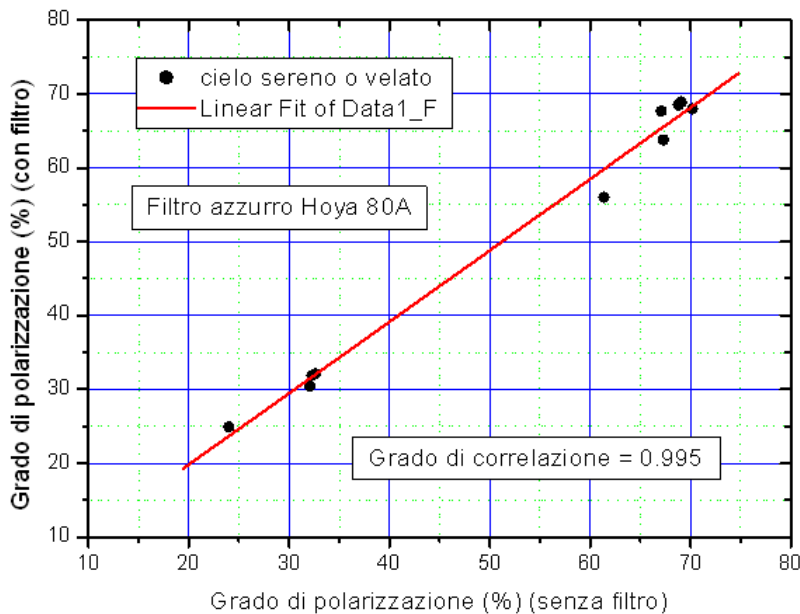


Figura 8 - grado di correlazione tra $\Omega_{\text{con filtro}}$ e $\Omega_{\text{senza filtro}}$

Si deduce che l'anomalia riscontrata non dipende dallo strumento di misura, ma la causa va ricercata in altri fenomeni. Una teoria complessa sviluppata da Mie prevede che il punto corrispondente alla massima polarizzazione si sposti formando angoli diversi da $\pi/2$ al crescere delle dimensioni delle particelle. Inoltre, gli spettri dell'intensità della luce diffusa variano al variare di θ e possono raggiungere diversi massimi. Oltre all'effetto dovuto alle dimensioni non molecolari delle particelle sospese nell'atmosfera, bisogna considerare anche che la luce diffusa è costituita in parte da luce solare riflessa dalla superficie terrestre, anch'essa polarizzata, che contribuisce così alle anomalie osservate.

Nella polarizzazione della luce diffusa si possono individuare delle singolarità, due nei pressi del sole e due attorno l'antisole. Le irregolarità di maggior rilievo sono i cosiddetti "punti neutri", i punti cioè in cui non si osserva polarizzazione. Da quanto detto sinora, risulterebbe che i punti neutri sono quello solare ($\theta=0$), e quello antisolare ($\theta=\pi$). Sperimentalmente però in condizioni normali si osservano altri 4 punti neutri. Le prime sono note come punto di Brewster (superiore) e di Babinet (inferiore), le altre come punto di Arago (superiore) e secondo punto di Brewster (inferiore). Questi punti sono rappresentati in figura 9 :

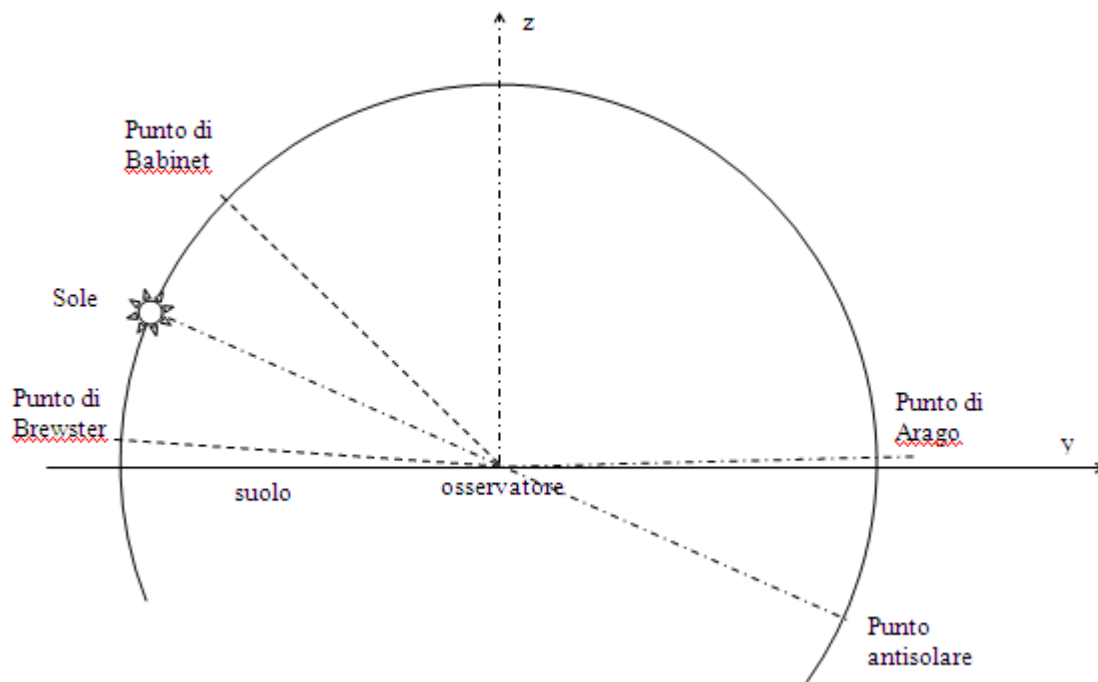


Figura 9 - Principali punti neutri in cui non si osserva polarizzazione.

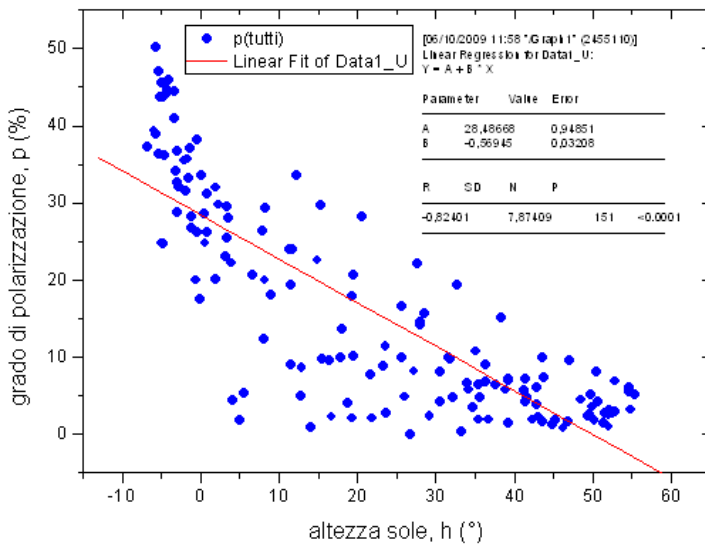
La presenza delle singolarità può essere spiegata grazie allo scattering multiplo subito dalla luce solare. E' da notare infine che, in eccezionali circostanze, quali ad es. violente eruzioni vulcaniche che rendono l'atmosfera superiore particolarmente torbida, il numero dei punti neutri può notevolmente aumentare.

7.2 Misure del grado di polarizzazione confrontate al “cloudiness index”

L'obiettivo del prof. Parretta è quello di stimare il cloudiness index (l'indice di nuvolosità) tramite misure di polarizzazione emisferica della luce solare diffusa. Sappiamo che la luce diffusa dal cielo sereno è una luce polarizzata e presenta un grado di polarizzazione variabile a seconda della direzione in cui noi la osserviamo; invece la luce che attraversa le nubi e viene riflessa da esse è una luce non polarizzata e quindi lui parte dal presupposto che un cielo sereno dovrebbe distinguersi da quello nuvoloso con la misura della polarizzazione della luce diffusa emisferica. Lui ha messo a punto una nuova metodologia di misurazione della polarizzazione. Utilizza un polarimetro con cui effettua misure di polarizzazione emisferiche e il primo prototipo è fatto in questa maniera :



Figura 10 e Figura 11 – Polarizzatore per misure emisferiche



$$\Delta p / \Delta h = -0,57 \text{ (\%/}^\circ\text{)}$$

Figura 12 – Misure effettuate nel luglio-settembre 2009

In figura 12 sono riportati tutti i dati di polarizzazione acquisiti nella breve campagna di misure di luglio-settembre 2009. I punti occupano una regione di forma triangolare e la loro distribuzione dipende dalle condizioni di cielo esistenti nel momento della misura. Il grado di polarizzazione medio scende con l'altezza del Sole e il gradiente è di $-0.57\%/^\circ$.

I dati sperimentali presi (figura 12) sono stati classificati in funzione dei vari tipi di cielo (figura 13)

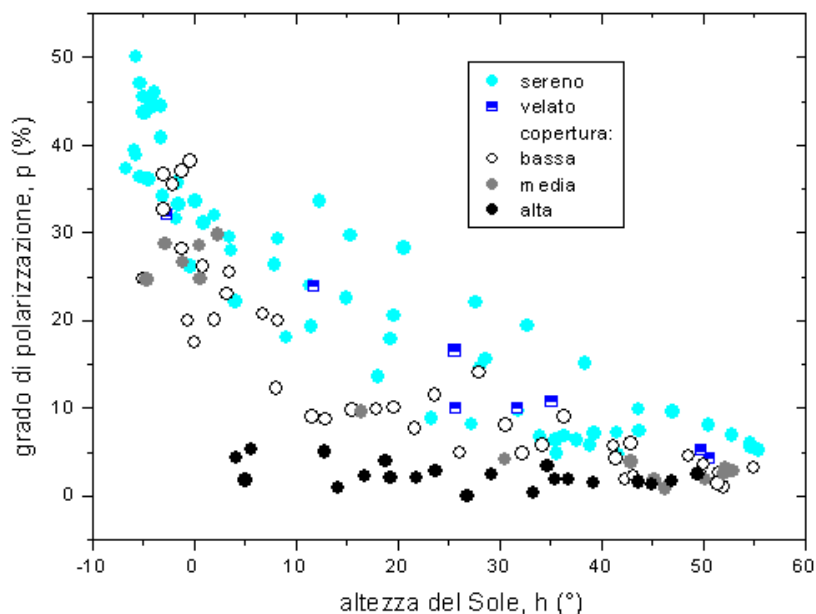


Figura 13 – Vari tipi di cielo in funzione del grado di polarizzazione

Qui ha distinto il cielo coperto in tre classi: bassa, media e alta copertura. Per distinguere al meglio i tipi di copertura nuvolosa è stata fatta un'analisi dell'immagine del cielo presa fotografando uno specchio parabolico posto orizzontalmente sul terreno (figura 14). L'analisi qualitativa della copertura è stata fatta suddividendo la parte di cielo misurata in ottavi. Nella figura 11 sono riportati degli esempi di associazione tra l'immagine del cielo, la sua copertura e il valore misurato di p.

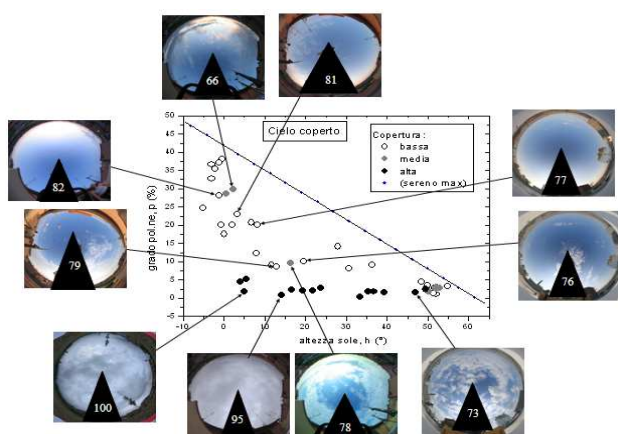


Figura 14 - Analisi di immagine

Si potrebbe obiettare che la misura dell'intensità della luce diffusa potrebbe essere sufficiente per individuare la copertura di cielo, così non è. Infatti, mentre la polarizzazione distingue discretamente bene il cielo sereno da quello velato e da quello coperto, la stessa cosa non avviene se si esamina l'intensità della luce diffusa.

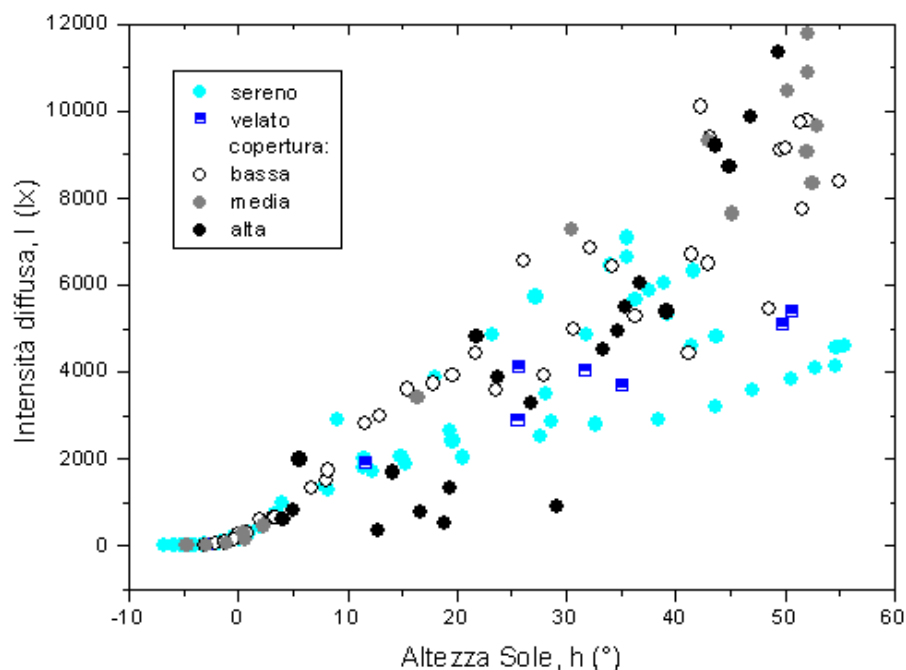


Figura 15 – Vari tipi di cielo in funzione dell'intensità diffusa

la distinzione tra i vari tipi di cielo è piuttosto ardua. Perciò non è possibile trovare una buona correlazione tra intensità della luce diffusa e grado di copertura nuvolosa. Il grafico di figura 16 che riporta il grado di polarizzazione in funzione dell'intensità della luce diffusa non mostra l'esistenza di una correlazione tra queste due grandezze.

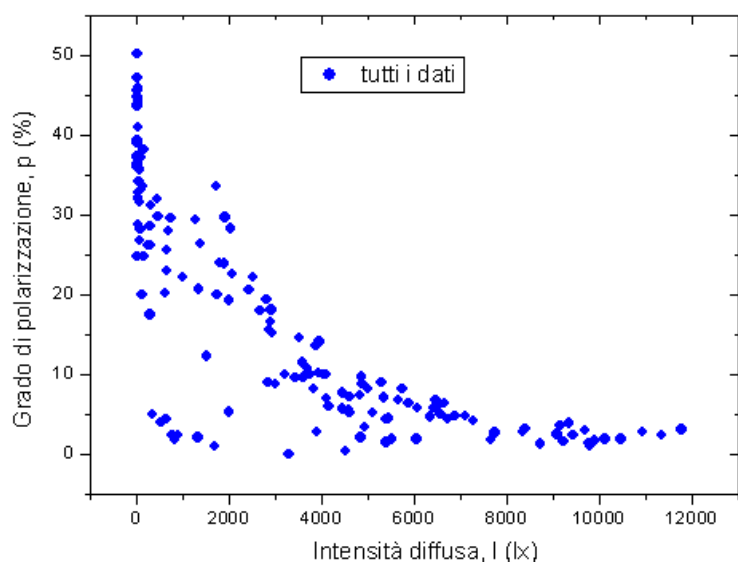


Figura 16 – Grado di polarizzazione in funzione dell'intensità diffusa

Come si vede dalla figura 15, i vari tipi di cielo sono qui mescolati.

Ci si aspetterebbe che l'intensità diminuisca all'aumentare della copertura (CI).

In realtà si trova che anche con coperture alte si possono avere alte intensità di luce diffusa. L'intensità della luce diffusa mediamente aumenta all'aumentare dell'altezza del sole, ma

Essendo che I non si correla bene con la copertura del cielo, mentre ciò avviene con p, allora si dovrà trovare che I e p non sono correlate tra loro per qualche condizione di copertura del cielo. Si è trovato che c'è una completa mancanza di correlazione tra p ed I in condizione di alta nuvolosità (vedere figura 17)

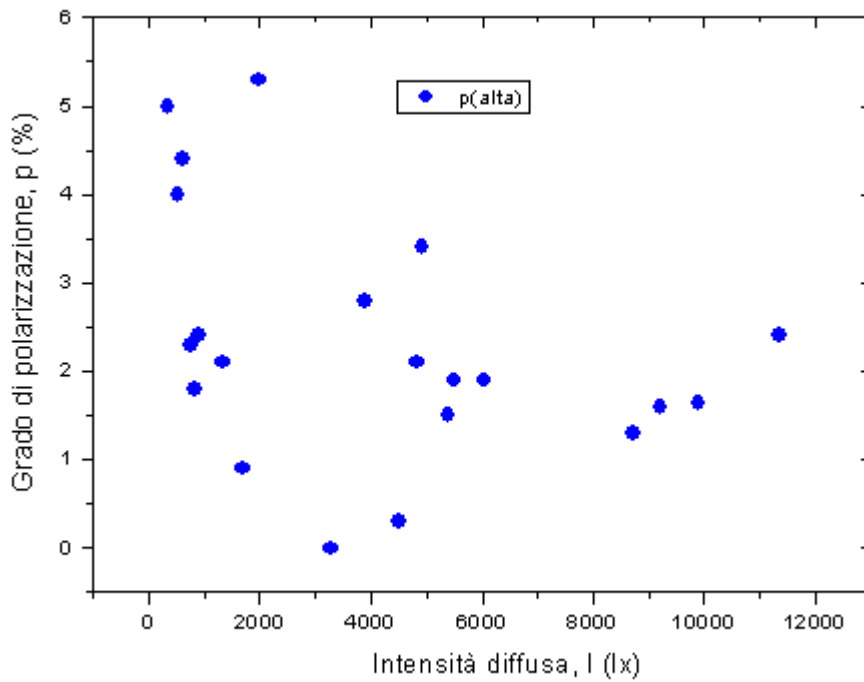


Figura 17 – Correlazione tra p e I in presenza di alta nuvolosità

I dati di polarizzazione raggruppati in funzione della copertura nuvolosa sono stati poi trasformati in polarizzazione relativa, data dal rapporto tra polarizzazione misurata e polarizzazione massima misurata però per lo stesso valore di h. I dati di polarizzazione relativa, corrispondenti a ciascun tipo di copertura nuvolosa, sono stati poi mediati. Il valor medio e le corrispondenti deviazioni standard sono stati riportati in figura 18 in funzione del CI (cloudiness index). L'andamento di polarizzazione relativa media (p_{rel} medio) in funzione di CI mostra chiaramente un andamento decrescente. Il fit di questi dati ha prodotto la seguente funzione di p_{rel} :

$$p_{rel} = 0.74 - 0.63 \cdot CI$$

$$CI = 1.18 - 1.59 \cdot p_{rel}$$

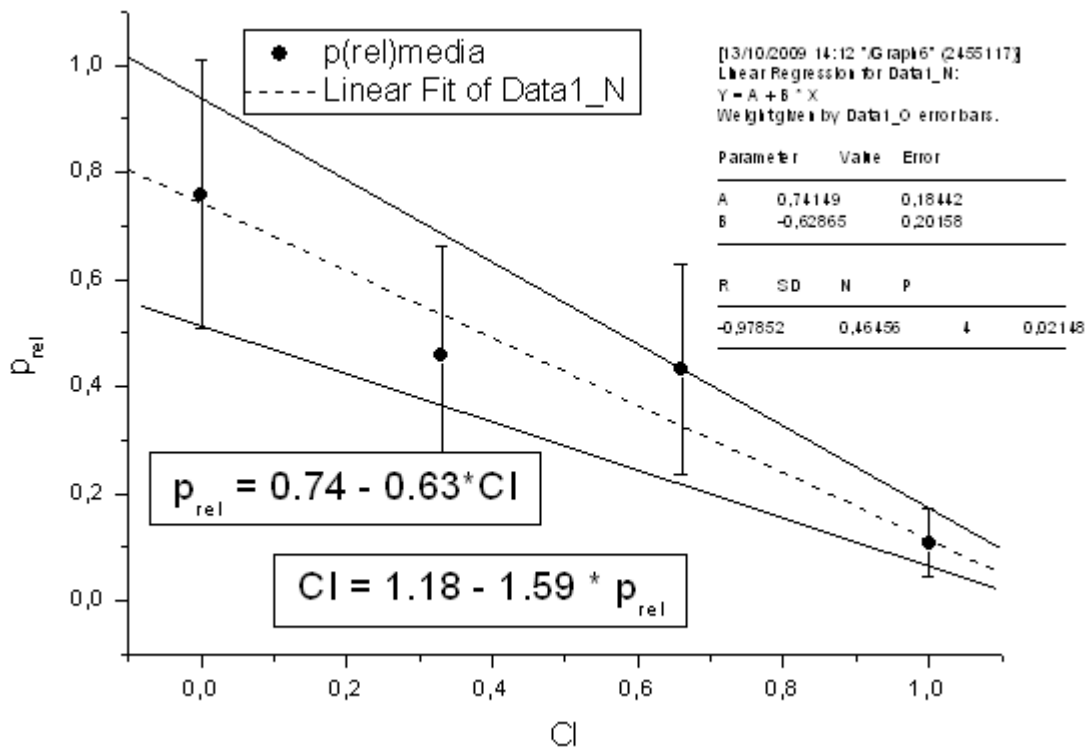


Figura 18 - Valor medio e le corrispondenti deviazioni standard in funzione del CI

7.3 Conclusioni

Misure preliminari di polarizzazione della luce solare diffusa su piano orizzontale effettuate con un polarimetro sperimentale mostrano che il grado di polarizzazione è in una certa misura correlato con il grado di copertura del cielo, a parità di altezza del Sole. Sicuramente il grado di polarizzazione è condizionato anche da altri fattori (umidità relativa, particelle disperse, ...), il cui contributo però non è stato ancora indagato. Si è visto poi che il grado di polarizzazione sembra essere, comunque, meglio correlato con il grado di copertura del cielo rispetto a quanto osservato per l'intensità della luce diffusa. L'obiettivo che si era posto il prof. Parretta è quindi quello di fare misure della polarizzazione della luce diffusa emisferica in maniera che contribuiscano a migliorare la conoscenza dello stato dell'atmosfera e quindi che il suo nuovo strumento possa essere messo a disposizione per chi studia i cambiamenti climatici. Lo strumento attuale, quello con il quale sono stati prodotti i dati sperimentali riportati fino a ora e realizzati con un luxmetro, dovrà essere sostituito da un polarimetro più idoneo nel quale il sensore è una cella solare e non un luxmetro. In entrambi i casi lo strumento richiede la rotazione del filtro polaroid. E' stato allora progettato e brevettato un modello più avanzato di polarimetro che non richiede parti mobili; esso sarà realizzato nel prossimo futuro nel dipartimento di fisica dell'università di Ferrara.

CONCLUSIONE

Quello che si è cercato di approfondire in questo elaborato è la teoria della polarizzazione solare diffusa facendo una correlazione del grado di copertura del cielo con il grado di polarizzazione della luce. E' stata formulata una teoria che è in grado di determinare il grado di polarizzazione teorico in condizioni di cielo sereno, di un qualsiasi punto dell'atmosfera conoscendo l'angolo zenitale e azimutale del centro diffusore di cui si vuole calcolare il grado di polarizzazione, e conoscendo l'angolo che individua l'altezza del sole. Si è poi visto che una combinazione di luci parzialmente polarizzate, come possono essere quelle provenienti dai centri diffusori dell'atmosfera, è ancora una luce parzialmente polarizzata; quindi la luce che viene misurata da uno strumento posto sul piano orizzontale per la misura del grado di polarizzazione della volta celeste, è ancora una luce parzialmente polarizzata. Sono stati approfonditi due strumenti in grado di analizzare l'intensità della luce solare diffusa. Il primo utilizza un polarizzatore accoppiato a un telefotometro convenzionale modificato in grado di non utilizzare gli obiettivi che ci danno solo grandi errori nella misura dell'intensità della luce proveniente dal cielo e il secondo strumento è un polarimetro accoppiato a un luxmetro in grado di fare misure dell'intensità della luce diffusa dal cielo in maniera emisferica. Il primo strumento ideato da Roy Clark è in grado di analizzare le due componenti della intensità della luce solare diffusa dall'atmosfera linearmente polarizzate per trovare l'indice di visibilità mettendo a confronto il grado di polarizzazione ottenuto. Clark ha poi fatto due tipi di misure: la prima fatta per trovare il grado di polarizzazione in maniera da scoprire la visibilità con misure ottenute all'orizzonte quindi con un angolazione molto bassa; la seconda è stata fatta studiando la nube inquinante mettendo in correlazione i dati ottenuti dallo strumento in direzione della nube con i dati ottenuti sempre dallo stesso strumento ma girato di un angolo speculare rispetto alle misure effettuate sulla nube inquinante ma stavolta puntato su cielo sereno; in questa maniera è riuscito a trovare un indice di contrasto C_{PL} che ci dice in base al segno se la nube inquinante è più scura o meno dello sfondo del cielo. E' riuscito poi a sfruttare le informazioni sull'assorbimento dello spettro dei gas appartenenti alla nube inquinante per poter distinguere i gas della nube. Il secondo strumento ideato da Parretta analizza la luce diffusa dal cielo attraverso misure emisferiche che ci permettono di trovare il grado di polarizzazione della luce diffusa; il grado di polarizzazione ci servirà per trovare l'indice di nuvolosità, il "cloudiness index", che sarà messo in relazione proprio con quest'ultimo. In questa maniera ha ottenuto una relazione tra la polarizzazione media relativa e il cloudiness index.

BIBLIOGRAFIA

PARRETTA A., CAMPA M., COLOMBANI A., LEZZIERO M., MALAGÙ C., STEFANICICH M., *“Stima del cloudiness index attraverso misure di polarizzazione della luce solare diffusa emisferica”* sottoposto al XCV Congresso Nazionale SIF, Bari 28 Settembre – 3 Ottobre 2009.

ROY CLARK, *“Method and apparatus for measuring visibility from the polarization properties of the daylight sky”* – 22 August 1980

BELLVER C., *“Luminance and polarization of the sky light at seville (spain) measured in white light”* – 2 September 1987

OM P. BAHETHI , ROBERT S. FRASER, *“Effect of molecular anisotropy on the intensity and degree of polarization of light scattered from model atmospheres”* - 15 April 1980 / Vol. 19, No. 8 / APPLIED OPTICS

GLENN S. SMITH, *“The polarization of skylight: An example from nature”* – January 2007/ Vol.75, No.1/AM. J. PHYS.

RINGRAZIAMENTI

E si..sono proprio giunto a uno dei miei (spero) tanti traguardi. E' stata dura ma ce l'ho fatta e devo dire che sono proprio delle belle soddisfazioni ma alla fine tanti sacrifici mi hanno portato a tutto questo. Devo prima di tutto ringraziare le due persone che hanno permesso che tutto questo potesse avvenire e grazie ai loro sacrifici ho sempre avuto la forza di proseguire questo mio bellissimo cammino, quindi grazie mamma e papà. Certo forse ci ho messo un po' troppo ma fidatevi che la vita universitaria è proprio bella e forse mi ci sono troppo affezionato. Comunque a parte gli scherzi grazie mille di cuore a mamma Antonella e a papà Igino. Che dire degli amici. Un grazie va anche a loro perché sopportare uno come me ce ne vuole e mi riferisco soprattutto ai miei coinquilini con cui vivo assieme ormai da quattro bellissimi anni quindi un grazie ad Andrea, Giuseppe, Francesco e Giovanni. Un ringraziamento particolare lo devo fare a una persona di nome Rosa perché ha condiviso con me parte di questa mia avventura; un grazie speciale anche al mio caro amico di ex-corso il mitico Dedo. Un grazie anche ai mie amici e colleghi(colleghi è un parolone, infatti loro si che sono dei geni mica come me che sono un essere normale) di facoltà Fish, Cama, Romio, Walla, Zanca e tutti gli altri. Un ringraziamento va anche al prof. Antonio Parretta per l'aiuto datomi durante l'elaborazione della tesi e al prof. Federico Porcù per i consigli sempre utili. Quindi dichiaro il sottoscritto dottore in "Meteorologia e ambiente"