

La diffusione secondaria della luce durante le eclissi totali di sole

R. CIALDEA

La diffusione secondaria della luce da parte dell'atmosfera è uno dei problemi che furono oggetto di ricerca nelle due spedizioni da me organizzate per l'I.N.G. in occasione delle eclissi totali di sole; la prima a Khar-toum ⁽¹⁾ per l'eclisse del 25/2/1952 e la seconda a Lottorp ⁽²⁾ (Svezia) per quella del 30/6/1954. Nella presente nota riferirò sulle osservazioni dello stato di polarizzazione effettuate durante la fase di totalità di una eclissi e su una possibile verifica della schematizzazione di Hurion relativa alla distribuzione della polarizzazione della luce sulla volta celeste.

È noto che la semplice legge di Rayleigh ⁽³⁾ sulla diffusione primaria non spiega le anomalie che si riscontrano nella distribuzione sulla volta celeste dello stato di polarizzazione della luce diffusa. Secondo Rayleigh la depolarizzazione segue la semplice legge

$$\rho = \cos^2 \psi \quad [1]$$

dove ψ è l'angolo che la visuale forma con la direzione dei raggi solari; inoltre la componente polarizzata giace sempre nel piano normale al piano di diffusione (piano che contiene il sole, l'osservatore e la zona esaminata).

Il fenomeno quindi ha una perfetta simmetria rispetto alla retta che passa per il sole e per l'osservatore. Ma i risultati dell'osservazione sono completamente diversi: l'esistenza dei punti neutri (nei quali $\rho = 1$), in vicinanza del sole e dell'antisole, e l'inversione nella direzione della componente polarizzata hanno reso necessaria l'elaborazione di teorie o quanto meno di

schematizzazioni del fenomeno allo scopo di poter spiegare queste divergenze dalle semplici leggi di Rayleigh. Queste teorie tengono conto o solo della diffusione secondaria (tra gli altri Soret ⁽⁴⁾, Hurion ⁽⁵⁾, Ahlgrim ⁽⁶⁾, Tichanowski ⁽⁷⁾, Carrelli ⁽⁸⁾, Cialdea ⁽⁹⁾) o della diffusione multipla (Chandrasekhar ⁽¹⁰⁾).

Notevole per i risultati ottenuti relativamente alla semplicità di calcolo è l'ipotesi di Hurion che si basa sulla osservazione che le particelle diffondenti sono quasi tutte concentrate nella bassa atmosfera. Egli cioè ammette che l'asimmetria osservata nella distribuzione dello stato di polarizzazione sia dovuta all'azione della sola diffusione secondaria, che viene da lui schematizzata come se ogni punto dell'atmosfera ricevesse luce, oltre che direttamente dal sole, anche da due sorgenti secondarie e cioè:

a) da una mezza sfera uniformemente diffondente, identificabile con tutta l'atmosfera.

b) da un anello uniformemente diffondente posto parallelamente all'orizzonte; tale anello è identificabile con la zona della bassa atmosfera, dove esiste effettivamente la massima concentrazione dei centri diffondenti (molecole, pulviscolo ecc.).

Queste due sorgenti sono intimamente legate l'una all'altra e non è possibile separare l'azione dell'una da quella dell'altra. Ho pensato però che in occasione delle eclissi totali di sole sia possibile isolare una sola sorgente e precisamente l'anello orizzontale diffondente.

Infatti nella zona di totalità l'illuminamento è dovuto a due sorgenti:

1) le regioni dell'atmosfera che si trovano al di fuori della zona di totalità, le quali pur ricevendo luce dal sole parzialmente oscurato sono ancora notevolmente luminose;

2) la corona solare.

L'illuminamento dovuto alla corona solare è però del tutto trascurabile rispetto a quello prodotto dalle regioni esterne alla zona di totalità dell'atmosfera, le quali vengono a formare tutt'intorno all'orizzonte un anello luminoso, realizzando così praticamente la seconda sorgente di Hurion.

Allo scopo di verificare la validità della schematizzazione di Hurion, mi proposi di osservare la distribuzione dello stato di polarizzazione sulla volta celeste durante le eclissi totali di sole. Solo quella del '52 mi permise di effettuare delle osservazioni adatte a tale scopo, in quanto durante l'eclisse del '54 le condizioni meteorologiche resero impossibile lo studio della luce diffusa, poichè il cielo fu coperto da nubi. Ho già riferito sommariamente in altre note ⁽¹⁾ ⁽²⁾ ⁽¹¹⁾ sugli apparecchi adoperati e sulle osservazioni effettuate; qui riassumerò brevemente i risultati ottenuti.

A Khartoum, durante l'eclisse del 25/2/1952 osservai i seguenti fenomeni ⁽²⁾: tra il primo e il secondo contatto e tra il terzo ed il quarto contatto la distribuzione dello stato di polarizzazione fu del tutto normale, pur presentando una variazione dell'intensità totale della luce diffusa. Tra il secondo ed il terzo contatto, cioè durante tutta la fase di totalità, la luce diffusa su tutta la volta celeste fu del tutto depolarizzata ad eccezione di una stretta fascia di una altezza di circa 10° tutta intorno all'orizzonte, nella quale la depolarizzazione era di circa il 0,30. Inoltre la depolarizzazione massima presentata prima del secondo contatto, e dopo il terzo contatto fu costantemente di circa il 0,60; ciò è un indice della grande torbidità allora presente nell'atmosfera.

Secondo l'idea di Hurion il fenomeno avrebbe dovuto avere un andamento diverso. Benchè Hurion non eseguisse completamente il calcolo è possibile dalle formule da

lui stabilite risalire all'azione del solo anello illuminato dal sole. Nella sua nota ⁽⁵⁾ a pag. 490 e segg. si trovano le formule che danno l'illuminamento prodotto in un punto O dell'atmosfera (fig. 1) da parte di un

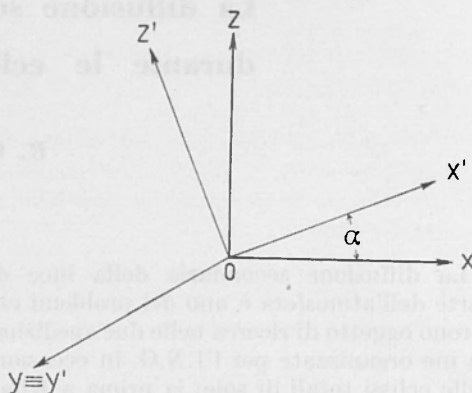


Fig. 1

anello parallelo all'orizzonte compreso tra i due almincarat di distanza zenitale φ e $\varphi + d\varphi$. Hurion stabilisce anzitutto due terne cartesiane ortogonali con origine comune in O , punto nel quale si deve calcolare l'illuminamento. La prima terna $Oxyz$ ha l'asse z parallelo alla verticale del luogo, il piano xy parallelo all'orizzonte e l'asse x contenuto nel piano verticale passante per il sole. La seconda terna $Ox'y'z'$ ha l'asse x' passante per il sole, l'asse y' coincidente con l'asse y e l'asse z' normale al piano $x'y'$. Hurion suppone che l'azione dell'anello infinitesimo di distanza zenitale φ ed ampiezza $d\varphi$ sia equivalente a tre oscillazioni rettilinee (per es. del campo elettrico) dirette rispettivamente secondo gli assi $x'y'z'$ e le cui intensità sono proporzionali a

$$X'^2 = \pi k (2 \cos^2 \varphi \sin^2 a + \sin^2 \varphi \cos^2 a + \\ - 2 \cos^4 \varphi \sin^4 a + \\ - 6 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \sin^2 a \cos^2 a + \\ - \frac{3}{4} \sin^4 \varphi \cos^4 a) \sin \varphi d\varphi$$

$$Y'^2 = \pi k (2 - \sin^2 \varphi - \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \sin^2 a + \\ - \frac{1}{4} \sin^4 \varphi \cos^2 a) \sin \varphi d\varphi$$

$$\begin{aligned}
 Z'^2 = & \pi k (2 \cos^4 \varphi \sin^4 a + \\
 & + 6 \sin^2 a \cos^2 a \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \\
 & + \frac{3}{4} \sin^4 \varphi \cos^4 a + \sin^2 \varphi + \\
 & + \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \sin^2 a + \\
 & + \frac{1}{4} \sin^4 \varphi \cos^2 a) \sin \varphi d\varphi
 \end{aligned}
 \quad [2]$$

dove a è l'altezza del sole sull'orizzonte e k una costante che tiene conto del numero e del tipo dei diffusori. Allo scopo di trovare l'azione dell'anello diffondente parallelo all'orizzonte e compreso tra l'orizzonte e l'altezza $\Delta\varphi$, occorre integrare le [2] da $\varphi = \pi/2$ a $\varphi = \pi/2 - \Delta\varphi$: si ottiene così per un $\Delta\varphi$ molto piccolo rispetto ad uno, trascurando le potenze di $\Delta\varphi$ superiori alla prima,

$$X'^2 = \pi k \cos^2 a \left(1 - \frac{3}{4} \cos^2 a\right) \Delta\varphi$$

$$Y'^2 = \pi k \left(1 - \frac{\cos^2 a}{4}\right) \Delta\varphi$$

$$Z'^2 = \pi k \left[1 + \frac{\cos^2 a}{4} (1 + 3 \cos^2 a)\right] \Delta\varphi. \quad [3]$$

Se l'angolo a è prossimo a 90° , Y'^2 e Z'^2 sono praticamente uguali, ma non così per X'^2 . Infatti nel caso di Khartoum si aveva durante l'eclisse $a \sim 65^\circ$ e quindi le [3] diventano

$$\overline{X'^2} = 0,15 \pi k \Delta\varphi$$

$$\overline{Y'^2} = 0,96 \pi k \Delta\varphi$$

$$\overline{Z'^2} = 1,07 \pi k \Delta\varphi.$$

La differenza tra Y'^2 e Z'^2 risulta molto piccola e perciò questi due valori si possono ritenere praticamente uguali. Si ha allora in prima approssimazione

$$\overline{X'^2} = 0,15 \pi k \Delta\varphi$$

$$\overline{Y'^2} = \pi k \Delta\varphi \quad [4]$$

$$\overline{Z'^2} = \pi k \Delta\varphi.$$

Il fenomeno presenta così una completa simmetria rispetto all'asse x' . Per trovare

la distribuzione dello stato di polarizzazione in queste condizioni è necessario calcolare la depolarizzazione ϱ in una direzione qualunque che formi un generico angolo ψ con l'asse delle x' . Si ruoti anzitutto la terna $Ox'y'z'$ intorno all'asse x' in modo che la visuale OV sia contenuta nel piano $x'z'$: il fenomeno non cambia in quanto l'asse x' è un asse di simmetria. Nella fig. 2 è riprodotto questo piano: la luce diffusa avrà allora due componenti, una

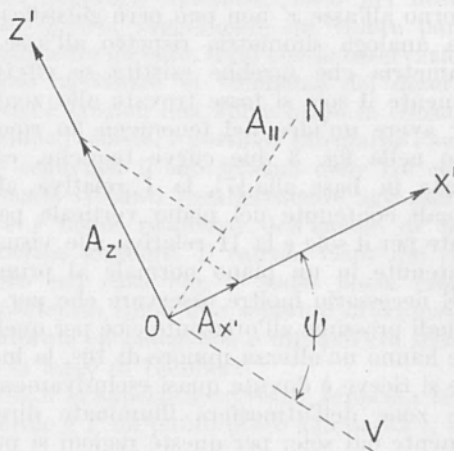


Fig. 2

contenuta nel piano $x'z'$ e l'altra normale a detto piano: nella figura sono rappresentate le ampiezze $A_{x'}$ e $A_{z'}$ relative alle componenti diffuse da O e la direzione di vibrazione ON della componente parallela. L'intensità $J_{\parallel}$ di questa componente è data da

$$J_{\parallel} = k' (\overline{X'^2} \sin^2 \psi + \overline{Z'^2} \cos^2 \psi)$$

l'intensità $J_{\perp}$ della componente normale è data da

$$J_{\perp} = k' \overline{Y'^2}$$

dove k' è una costante che dipende dalle condizioni del punto O , cioè dal numero e dal tipo dei diffusori presenti nel punto O . La depolarizzazione diventa

$$\varrho(\psi) = \frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}} = \frac{\overline{X'^2}}{\overline{Y'^2}} \sin^2 \psi + \frac{\overline{Z'^2}}{\overline{Y'^2}} \cos^2 \psi: \quad [5]$$

data la simmetria si ha

$$\overline{Y'^2} = \overline{Z'^2}$$

e quindi si ottiene

$$\varrho(\psi) = \frac{\overline{X'^2}}{\overline{Y'^2}} + \left(1 - \frac{\overline{X'^2}}{\overline{Y'^2}}\right) \cos^2 \psi \quad [6]$$

e introducendo le [4] per l'eclisse del '52

$$\varrho(\psi) = 0,15 + 0,85 \cos^2 \psi. \quad [7]$$

La simmetria che esiste praticamente intorno all'asse x' non può però giustificare una analoga simmetria rispetto all'asse z , simmetria che sarebbe esistita se effettivamente il sole si fosse trovato allo zenit: per avere un'idea del fenomeno ho riportato nella fig. 3 due curve teoriche, calcolate in base alla [7], la I relativa alle visuali contenute nel piano verticale passante per il sole e la II relativa alle visuali contenute in un piano normale al primo.

È necessario inoltre osservare che per le visuali prossime all'orizzonte cioè per quelle che hanno un'altezza minore di 10° , la luce che si riceve è dovuta quasi esclusivamente alle zone dell'atmosfera illuminate direttamente dal sole: per queste regioni si può supporre valida in prima approssimazione

la relazione [1] di Rayleigh, tenendo conto così solo della diffusione primaria. In generale quindi si dovrebbero avere due andamenti diversi per la depolarizzazione, uno valido per le visuali con altezza h minore di 10° e l'altro valido per le visuali di altezza h superiore ai 10° .

Per la curva I si ha infatti

$$\varrho = \cos^2(65^\circ + h) \quad \text{per } 0^\circ < h < 10^\circ \text{ e} \\ \text{per } 170^\circ < h < 180^\circ$$

e

$$\varrho = 0,15 + 0,85 \cos^2(65^\circ + h) \\ \text{per } 10^\circ < h < 170^\circ$$

Per la curva II si ha

$$\varrho = \sin^2 65^\circ \sin^2 h = 0,82 \sin^2 h \\ \text{per } 0^\circ < h < 10^\circ \\ \text{per } 170^\circ < h < 180^\circ$$

e

$$\varrho = 0,15 + 0,85 \sin^2 a \sin^2 h = 0,15 + \\ + 0,70 \sin^2 h \quad \text{per } 10^\circ < h < 170^\circ;$$

poichè si ha, considerando il triedro $ovzx'$ (fig. 4),

$$\cos \psi = \sin a \sin h.$$

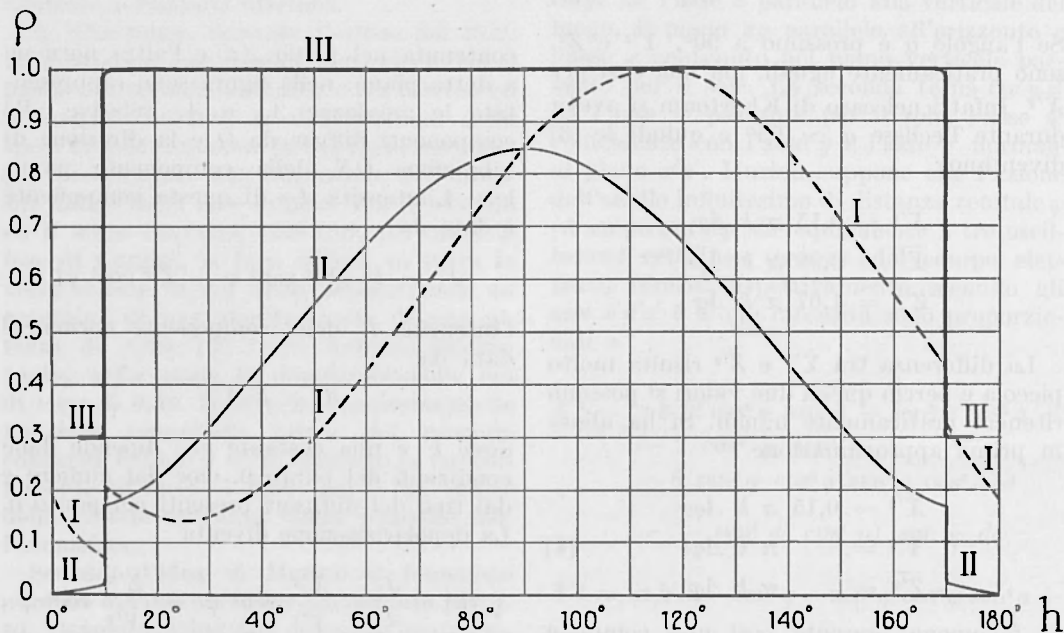


Fig. 3

Dall'esame delle tre curve si osserva però che anche nella zona dell'anello ($h < 10^\circ$) si è osservata una depolarizzazione più forte di quella teorica trovata tenendo conto semplicemente della diffusione primaria. Questo fatto potrebbe essere spie-

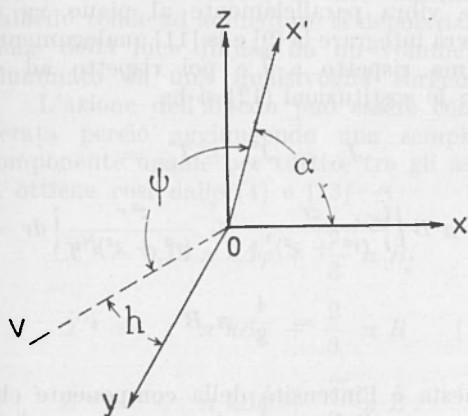


Fig. 4

gato facendo intervenire la diffusione secondaria anche nelle zone dell'atmosfera al di fuori della totalità, zone cioè illuminate direttamente dal sole, giacchè la diffusione secondaria tende sempre ad aumentare la depolarizzazione. In questo caso la depolarizzazione osservata per altezze $10^\circ < h < 170^\circ$ sarebbe ancora maggiore di quella teorica, giacchè nella [6] compaiono le intensità delle componenti che vibrano lungo l'asse X' e lungo l'asse Y' , intensità che sono state ricavate dalle [4], ottenute applicando semplicemente la legge di Rayleigh all'anello. Ma se l'anello diffonde una parte di luce naturale maggiore di quella che gli spetterebbe secondo tale legge (cioè che equivale a dire che la depolarizzazione dell'anello osservato direttamente è maggiore di quella teorica) ne consegue che il rapporto X'^2/Y'^2 sarà diverso e tenderà ad uno; la dipendenza però dall'angolo ψ risulterà sempre data da una funzione del tipo [6], a meno che l'anello non diffonda praticamente luce naturale, cioè $X'^2 \approx Y'^2$. Infatti ponendo il valore di ρ osservato a Khartoum nell'anello, la [6] diventerebbe

$$\rho(\psi) = 0,30 + 0,70 \cos^2 \psi.$$

Una relazione di questo tipo non è stata però osservata nell'eclisse di Khartoum; l'andamento della depolarizzazione in tale occasione è riportata nella fig. 3 (curva III) dalla quale risulta che, esclusi i tratti relativi all'anello diffondente, in tutto il resto della volta celeste non è stata osservata alcuna dipendenza dall'angolo ψ , almeno nei limiti dell'errore sperimentale: nel fenomeno è intervenuto quindi un altro fattore non ancora contemplato, e cioè l'albedo della superficie terrestre. Esso nel nostro caso doveva raggiungere un valore particolarmente elevato, dato che le osservazioni erano effettuate in vicinanza del deserto. Benchè Hurion non abbia preso in considerazione l'albedo, è possibile calcolarne l'azione, seguendo il suo schema delle tre componenti vibranti parallelamente agli assi x , y e z come risultanti dell'azione di una generica sorgente. Il calcolo viene qui eseguito nel caso che il suolo possa essere considerato come uno schermo otticamente uniforme ed omogeneo e diffondente secondo la legge di Lambert.

Sia σ la superficie terrestre supposta orizzontale e P un punto posto alla quota z , nel

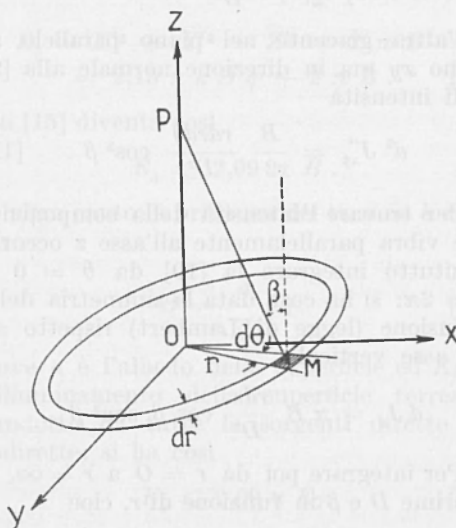


Fig. 5

quale si desidera trovare l'azione della luce diffusa da σ . Si consideri (fig. 5) un elemento $d\sigma$ della corona circolare compresa tra due circonferenze di raggio r ed $r + dr$ e limi-

tato da due rette di anomalia θ e $\theta + d\theta$. L'illuminamento prodotto in P è dato da

$$B \frac{r dr d\theta}{D^2} \cos \beta$$

dove B è la brillantezza del suolo diffondente, β l'angolo che la direzione del fascio diffuso forma con la normale a σ e D la distanza da un punto M di $d\sigma$ al punto P . Questo illuminamento si può però supporre dovuto a due fasci di luce polarizzati rettilineamente in due piani normali tra loro, il primo vibrante nel piano OPM e l'altro in un piano ad esso normale, di intensità uguale tra loro (si suppone che la luce diffusa sia naturale, data l'uniformità di diffusione già ammessa). La seconda componente giace quindi nel piano parallelo al piano xy passante per il punto P ed ha l'intensità

$$d^2 J'_{xy} = \frac{B}{2} \cdot \frac{r dr d\theta}{D^2} \cos \beta \quad [9]$$

mentre la prima si può supporre decomposta in due oscillazioni (fig. 6) una lungo l'asse z di intensità

$$d^2 J_z = \frac{B}{2} \cdot \frac{r dr d\theta}{D^2} \cos \beta \sin^2 \beta \quad [10]$$

e l'altra giacente nel piano parallelo al piano xy ma in direzione normale alla [9] e di intensità

$$d^2 J''_{xy} = \frac{B}{2} \cdot \frac{r dr d\theta}{D^2} \cos^3 \beta. \quad [11]$$

Per trovare l'intensità della componente che vibra parallelamente all'asse z occorre anzitutto integrare la [10] da $\theta = 0$ a $\theta = 2\pi$: si ha così, data la simmetria della diffusione (legge di Lambert) rispetto ad un asse verticale,

$$dJ_z = \pi B \frac{r dr}{D^2} \cos \beta \sin^2 \beta.$$

Per integrare poi da $r = 0$ a $r = \infty$, si esprime D e β in funzione di r , cioè

$$D = \sqrt{r^2 + z^2}$$

$$\cos \beta = \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \quad [12]$$

$$\sin \beta = \frac{r}{\sqrt{r^2 + z^2}};$$

si ottiene così

$$J_z = \pi B \int_0^\infty \frac{z r^2}{(r^2 + z^2)^{5/2}} dr = \frac{2}{3} \pi B.$$

Per trovare l'intensità della componente che vibra parallelamente al piano xy si dovrà integrare la [9] e la [11] analogamente prima rispetto a θ e poi rispetto ad r ; con le sostituzioni [12] si ha

$$\begin{aligned} J_{xy} &= J'_{xy} + J''_{xy} = \\ &= \pi B \int_0^\infty \left\{ \frac{z r}{(r^2 + z^2)^{3/2}} + \frac{z^3 r}{(r^2 + z^2)^{5/2}} \right\} dr = \\ &= \frac{4}{3} \pi B. \end{aligned}$$

Questa è l'intensità della componente che vibra parallelamente al piano xy ma data la simmetria del fenomeno rispetto all'asse z , tale componente si può supporre decomposta in due altre componenti, una che vibra parallelamente all'asse x e l'altra che vibra parallelamente all'asse y e di uguale intensità; si ha così

$$\begin{aligned} J_x &= \frac{2}{3} \pi B \\ J_y &= \frac{2}{3} \pi B \\ J_z &= \frac{2}{3} \pi B. \end{aligned} \quad [13]$$

Immaginiamo di osservare ora la luce diffusa da un volumetto posto in O nella generica direzione OV , che forma l'angolo ψ con l'asse x ; si ruoti la terna xyz intorno all'asse z in modo che la visuale OV sia contenuta nel piano xz : la luce diffusa ha due componenti una che giace nel piano xz e l'altra che giace in un piano normale: la componente parallela al piano xz ha come intensità

$$J_{||} = k' (J_x \sin^2 \psi + J_z \cos^2 \psi) = \frac{2}{3} \pi k' B$$

dove k' è una costante che dipende dal numero e dal tipo dei diffusori presenti nel

volumetto in O . Per la componente normale si ha invece

$$J_z = k' J_y = \frac{2}{3} \pi k' B.$$

Quindi la luce diffusa è luce naturale; l'albedo tende ad aumentare la depolarizzazione della luce diffusa da un volumetto illuminato da una qualsivoglia sorgente.

L'azione dell'albedo può essere considerata perciò aggiungendo una semplice componente uguale per tutti e tre gli assi, si ottiene così dalle [4] e [13]

$$\begin{aligned} \bar{X}'^2 &= 0,15 \pi k \Delta \varphi + \frac{2}{3} \pi B \\ \bar{Y}'^2 &= \pi k \Delta \varphi + \frac{2}{3} \pi B \\ \bar{Z}'^2 &= \pi k \Delta \varphi + \frac{2}{3} \pi B. \end{aligned} \quad [14]$$

In una generica direzione, che formi un angolo ψ con l'asse x' , si dovrà osservare una depolarizzazione ϱ che, in base alle [6] e [14], è

$$\begin{aligned} \varrho(\psi) &= \frac{0,15 k \Delta \varphi + \frac{2}{3} B}{k \Delta \varphi + \frac{2}{3} B} + \\ &+ \frac{0,85 k \Delta \varphi}{k \Delta \varphi + \frac{2}{3} B} \cos^2 \psi. \end{aligned}$$

Da qui si vede che, aumentando l'albedo, aumenta il termine al denominatore del coefficiente di $\cos^2 \psi$, diminuendo così l'influenza dell'angolo ψ sulla depolarizzazione.

Dalle osservazioni effettuate a Khartoum si può anche dare un limite inferiore all'albedo in quella occasione: infatti se si impone che per $h = 15^\circ$ la depolarizzazione sia già praticamente 1, si ottiene

$$\begin{aligned} &\frac{0,15 k \Delta \varphi + \frac{2}{3} B}{k \Delta \varphi + \frac{2}{3} B} + \\ &+ \frac{0,85 k \Delta \varphi}{k \Delta \varphi + \frac{2}{3} B} \cos^2 80^\circ \geq 0,95 \end{aligned}$$

essendo 0,05 l'approssimazione delle misure eseguite a Khartoum: si ha così

$$\frac{2 B}{3 k \Delta \varphi} \geq 15. \quad [15]$$

Si osservi ora che l'illuminamento E_a prodotto dall'anello e dall'albedo della super-

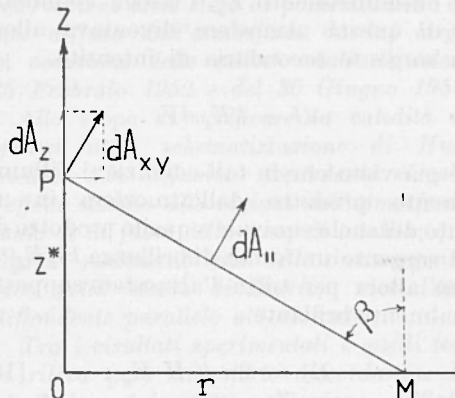


Fig. 6

ficie terrestre in un punto qualunque dell'atmosfera è dato dalle [4] e [13], cioè

$$\begin{aligned} E_a &= \bar{X}'^2 + \bar{Y}'^2 + \bar{Z}'^2 + 2 \pi B = \\ &= 2,15 \pi k \Delta \varphi + 2 \pi B. \end{aligned} \quad [16]$$

La [15] diventa così

$$E_a \leq 2,09 \pi B.$$

D'altro canto la brillantezza del terreno è data da

$$B = \frac{a}{\pi} E_T \quad [17]$$

dove a è l'albedo della superficie ed E_T è l'illuminamento della superficie terrestre prodotto da tutte le sorgenti dirette ed indirette; si ha così

$$E_a \leq 2,09 a E_T \quad [18]$$

e nel caso della sabbia (le osservazioni furono fatte in vicinanza del deserto) per la quale si ha ⁽¹²⁾ $a \sim 0.3$

$$E_a \leq 0,6 E_T.$$

È possibile ora fare un calcolo approssimato di E_T , dato che l'illuminamento sulla

superficie terrestre era dovuto, in questo caso, esclusivamente all'atmosfera illuminata dall'anello; infatti l'anello, essendo posto praticamente nel piano orizzontale, (la sua altezza sull'orizzonte non sorpassava i 10°) non vi influiva che in minima parte. In queste condizioni si può supporre che l'atmosfera fosse illuminata uniformemente con l'illuminamento E_a . Ciascun volumetto dV di questa atmosfera diventava allora una sorgente secondaria di intensità.

$$dI = kE_a dV.$$

Si è già visto che in tali condizioni l'illuminamento prodotto dall'atmosfera in un punto del suolo equivale a quello prodotto da una sorgente uniforme di brillantezza $kHE_a^{(9)}$: si ha allora per tutta l'atmosfera supposta egualmente brillante

$$E_T = 2\pi k H E_a; \quad [18]$$

così la [18] diventa

$$E_a \leq 13,1 a k H E_a,$$

cioè

$$a k H > 8 \cdot 10^{-2},$$

ed introducendovi il valore medio di H ($8 \cdot 10^5$ cm), si ha

$$a k > 10^{-7} \text{ cm}^{-1}. \quad [19]$$

Quindi nelle condizioni meteorologiche di Khartoum durante l'eclisse, questo prodotto dovette essere certamente superiore a 10^{-7} .

Inoltre dall'analisi di questo fenomeno si possono trarre le seguenti conclusioni: se è verificata la [19], l'azione dell'albedo è tanto forte da annullare completamente l'azione dell'anello. D'altra parte esisterà certamente un limite superiore al prodotto ak , tale che per i valori più piccoli di ak l'azione dell'albedo può essere trascurata di fronte a quella dell'anello. Per trovare questo limite basta imporre la condizione che la depolarizzazione calcolata tenendo conto dell'albedo sia minore o tutt'al più uguale a quella calcolata senza l'albedo più un termine ε che rappresenta l'approssima-

zione delle misure di depolarizzazione, cioè

$$\begin{aligned} & \frac{0,15 k \Delta \varphi + \frac{2}{3} B}{k \Delta \varphi + \frac{2}{3} B} + \\ & + \frac{0,85 k \Delta \varphi}{k \Delta \varphi + \frac{2}{3} B} \cos^2 \psi \leq 0,15 + \\ & + 0,85 \cos^2 \psi + \varepsilon \end{aligned}$$

ponendo $\varepsilon = 0,05$ si ha, nel caso peggiore di $\psi = 90^\circ$,

$$\frac{k \Delta \varphi}{B} \geq 21,34$$

e sostituendovi le [16] e [17]

$$\frac{E_a}{a E_T} \geq 24,94$$

ed ancora in base alla [18], ponendo sempre $H = 8 \cdot 10^5$ cm,

$$ak < 10^{-8} \text{ cm}^{-1}; \quad [20]$$

quindi 10^{-8} rappresenta il valore limite di tale prodotto.

Orbene in condizioni di cielo particolarmente terso, si ha ⁽¹³⁾

$$k \simeq 10^{-1}$$

da cui

$$a < 1.$$

Ma per definizione l'albedo non può mai essere superiore ad uno, quindi nel caso di un cielo particolarmente limpido l'azione dell'albedo può essere trascurata. Ma tali condizioni sono verificate solo nel caso del tutto eccezionale di estrema limpidezza dell'atmosfera. Invece è frequente l'osservazione di brillanze dell'atmosfera molto più grandi, cioè di k maggiore di 10^{-8} per un fattore 10 o più. In tali condizioni non è più possibile trascurare l'azione dell'albedo, in quanto il limite superiore di a diventa ovviamente più piccolo.

Da tutte le considerazioni sin qui fatte sembrerebbe che nel caso di un albedo superiore ad un certo valore non sarebbe mai

possibile vedere i punti neutri e l'inversione della polarizzazione. È necessario però osservare che fino a questo punto è stata presa in considerazione l'azione della superficie terrestre, considerata però solo in relazione alla luce proveniente dall'anello luminoso, sia pure tramite l'intera atmosfera. In realtà nelle condizioni normali esiste generalmente una sorgente primaria di luce molto più forte e cioè il sole. La luce diffusa dal suolo è dovuta in parte all'anello, in parte all'atmosfera ed in parte al sole. Quindi nelle condizioni ordinarie l'azione dell'albedo è molto più complicata di quel che è stato considerato finora; infatti mentre nel caso di Khartoum si poteva supporre una diffusione secondo la legge di Lambert, data la simmetria di illuminazione rispetto ad un asse verticale, nel caso ordinario l'uniformità di diffusione non può più essere ammessa. In questo caso si dovrà considerare una legge di diffusione più complicata e generalmente non nota specialmente in riferimento al piano di vibrazione, giacché i raggi solari, incidendo sul suolo con un angolo diverso da 90° , certamente presentano dopo la diffusione una più o meno forte polarizzazione.

Lo scopo del presente lavoro è stato quello di mostrare sperimentalmente e teoricamente come la schematizzazione di Hurion non possa essere sufficiente, nella maggior parte dei casi, a descrivere la distribuzione dello stato di polarizzazione sulla volta celeste, a meno che non si aggiunga alle due sorgenti di Hurion già menzionate una terza sorgente e cioè una superficie diffondente parallela al suolo. Infatti l'azione dell'albedo esaminato solo in riferimento all'azione dell'anello non può essere generalmente trascurato; infatti se il prodotto ak è maggiore di 10^{-8} l'albedo introduce una depolarizzazione non trascurabile e se il prodotto ak è maggiore di 10^{-7} l'azione dell'albedo è tanto forte da annullare completamente l'effetto dell'anello. In quest'ultimo caso l'anello luminoso, considerato complessivamente insieme al corrispondente albedo, non farebbe che aumentare la depolarizzazione e non potrebbe mai produrre quella inversione della posizione del piano di vibrazione della componente polarizzata, fenomeno questo che

aveva richiesto la semplicistica schematizzazione di Hurion dell'anello uniformemente diffondente.

RIASSUNTO

Nel presente lavoro l'A. riferisce su alcune osservazioni dello stato di polarizzazione della luce diffusa dall'atmosfera, da lui eseguite in occasione delle eclissi totali di sole del 25 Febbraio 1952 e del 30 Giugno 1954.

Allo scopo di verificare la validità delle ipotesi nella schematizzazione di Hurion relativa alla diffusione secondaria si calcola l'effetto dovuto alle regioni dell'atmosfera situate al di fuori della zona di totalità; queste regioni realizzano una delle due sorgenti di luce della teoria di Hurion, cioè l'anello diffondente parallelo all'orizzonte.

Tra i risultati sperimentali e quelli teorici si rileva però una forte discordanza. L'A. attribuisce tale fatto all'azione dell'albedo della superficie terrestre che, nel caso di Khartoum, raggiungeva un valore notevole. Si calcola perciò l'illuminamento prodotto da una superficie piana diffondente che segua la legge di Lambert e si verifica che esso può raggiungere dei valori che generalmente non possono essere trascurati.

Si conclude che la schematizzazione di Hurion non può essere sufficiente a descrivere la distribuzione dello stato di polarizzazione sulla volta celeste. Se si vuole adoperare tale schematizzazione, che presenta dei notevoli vantaggi per la sua semplicità, è necessario aggiungere alle due sorgenti di Hurion una terza sorgente formata da una superficie diffondente parallela al suolo.

ABSTRACT

In this paper the A. reports some observations of the polarization of the skylight during the total solar eclipse on 25th February 1952 and 30th June 1954.

In order to verify the validity of the Hurion's hypotheses, the A. calculates the illumination produced by the regions of the atmosphere which are outside the totality zone. These regions realize the scattering ring of the Hurion's theory.

But the observations do not agree with the theoretical results. The A. attributes this disagreement to the albedo of the terrestrial surface, which was big at Khartoum. Therefore the A. calculates the illumination produced by a surface which scatters according to the Lambert's rule and he verifies that this illumination can be so big that it cannot be generally omitted.

The A. concludes that the Hurion's scheme cannot be sufficient in order to describe the distribution of polarization over the sky. But this scheme can be utilized, if on takes into consideration the two Hurion's sources and a third source, which is formed by a scattering surface parallel to ground.

BIBLIOGRAFIA

- (1) CIALDEA, R., *Annali di Geof.* V, 409 (1952).
— DOMINICI, P., *Annali di Geof.* V, 581, (1952).
- (2) — *Scient. Proc. of the Intern. Ass. of Meteor.* X Ass. p. 556.
- (3) RAYLEIGH, Lord: *Phil. Mag.*, 41, 107 (1871).
- (4) SORET, J. L., *Ann. de Chimie et de Phys.* 14, 503, (1888).
- (5) HURION, A., *Ann. de Chimie et de Phys.* 7, 456, (1896).
- (6) AHLGRIMM, F., *Jh. Hamburg. Wiss. Anst.*, 32, 1, (1915).
- (7) TICHANOWSKY, J. J., *Physikal. Zeit.*, 28, 252 e 680 (1927).
- (8) CARRELLI, A., *Rend. Acc. Lincei*, I, 493, 907, 1012, 1242 (1946).
- (9) CIALDEA, R., *Annali di Geof.* III, 357 (1950).
- (10) CHANDRASEKKAR, S., *Radiative Transfer*, Oxford, 1950.
- (11) CIALDEA, R., *Scient. Proc. of the Intern. Ass. of Meteor.* X Ass., 540 e 538.
- (12) *Compendium of Meteorology*, Amer. Meteorol. Soc. Boston, 1951.
- (13) CABANNES, J., *La diffusion moléculaire de la lumière*, Paris, 1929.