

SU UN APPARATO FOTOGRAFICO A GRANDE CAMPO PER LA RIPRESA DELLA VOLTA CELESTE

RENATO CIALDEA

Un nuovo tipo di sistema ottico grandangolare a grande luminosità per la ripresa della volta celeste si è andato diffondendo in questi ultimi anni. Tale sistema è stato impiegato per studiare tra l'altro, la distribuzione dello stato di polarizzazione della volta celeste ⁽¹⁾ e la emissione della luce del cielo notturno ⁽²⁾.

Esso è costituito da uno specchio sferico concavo o convesso e da una normale macchina fotografica, che può essere dotata di un qualsiasi obiettivo, anche a piccolo campo ed a grande luminosità. Lo specchio forma della volta celeste una immagine reale o virtuale, immagine ripresa poi con la macchina fotografica, puntata verso il centro di curvatura dello specchio; nella fig. 1 è rappresentato un apparato di questo tipo, realizzato da me presso l'I. N. G., dotato di specchio convesso e di obiettivo Zeiss aperto a $f: 4,5$.

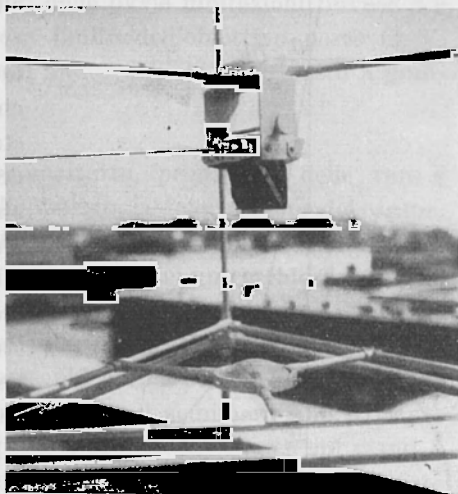


Fig. 1

Lo specchio, come vedremo in seguito, altera l'apertura relativa del sistema di un fattore $1/\pi R$ (dove R è il coefficiente medio di riflessione dello specchio) a meno di un coefficiente, in generale poco diverso da uno; pertanto la luminosità dell'apparato è praticamente determinata dalla luminosità dell'obiettivo adoperato. Un tale sistema presenta notevolissimi vantaggi rispetto ai comuni obiettivi a grande campo, ed è anzi l'unico sistema finora esistente che permetta di fare fotografie con angoli

di campo superiori a 90° (specchio convesso). Inoltre esso è insostituibile, qualora di debbano eliminare le rifrazioni con forti incidenze attraverso i vetri delle lenti.

In tutti gli obiettivi grandangolari infatti la prima lente è una collettrice, cioè un forte menisco divergente, che deve riportare dentro all'obiettivo i raggi che provengono dalle regioni estreme del campo; di conseguenza tali raggi presentano un angolo di incidenza molto grande sulle prime superficie diottriche. Queste rifrazioni così forti producono ovviamente una alterazione notevole dello stato di polarizzazione della luce trasmessa dall'obiettivo; perciò se si deve studiare lo stato di polarizzazione della luce proveniente anche dalle regioni estreme del campo, questi tipi di obiettivi non si possono adoperare che con grande dif-

coltà ed il loro uso è molto complesso, a causa delle notevoli correzioni da apportare alle misure effettuate.

Scopo della presente nota è lo studio del sistema ottico specchio obiettivo sia dal punto di vista geometrico, relativamente alla deformazione del campo ed alle aberrazioni da esso presentate, sia dal punto di vista fotometrico, relativamente alla luminosità complessiva del sistema. Limiterò lo studio al caso di uno specchio convesso, poichè il caso di uno specchio concavo è facilmente derivabile da esso.

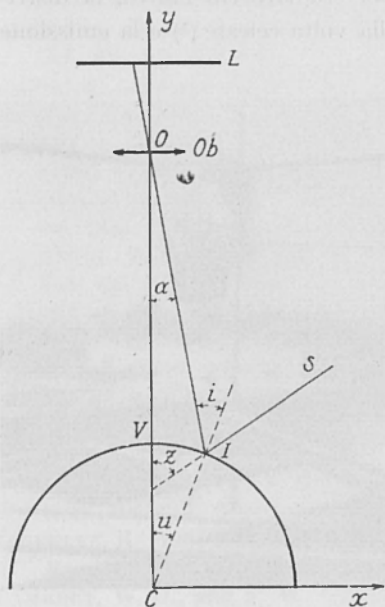


Fig. 2

curvatura C e raggio R , l'obiettivo fotografico Ob , schematizzato come una lente sottile di centro ottico O e la lastra fotografica L . L'asse y è l'asse ottico del sistema che unisce il centro di curvatura dello specchio con il centro ottico dell'obiettivo. Si è tracciato il raggio principale SIO di un fascio di raggi che provengono da un oggetto S puntiforme, a distanza praticamente infinita, oggetto che chiamerò stella.

1. *Simboli.* — Nella fig. 2 è riportato lo schema dell'apparato con lo specchio sferico di centro di

Allo scopo di definire completamente tale sistema ottico dal punto di vista geometrico e fotometrico, introdurrò tre coefficienti così definiti:

$\beta = R/D$ coefficiente di distanza ($D = \overline{OC}$): esso definisce la posizione delle immagini formate dallo specchio,

$\gamma = 2r/R$ coefficiente di nitidezza ($2r$ è il diametro della pupilla di entrata dell'obiettivo): esso definisce la nitidezza dell'immagine delle stelle,

$\varphi = 2r/p$ coefficiente di luminosità (p è la distanza della lastra L da O): esso definisce la luminosità del sistema complessivo.

È evidente che mentre in teoria γ e φ possono assumere qualunque valore positivo, in pratica essi hanno delle ovvie limitazioni; invece β è un coefficiente compreso tra 1, caso limite dell'obiettivo posto in V , proprio sopra allo specchio, e 0, caso limite dell'obiettivo posto a grandissima distanza dallo specchio.

2. *Deformazioni.* — Esaminerò anzitutto, prima cioè delle vere e proprie aberrazioni geometriche dell'apparato, la deformazione del campo. Tutto il campo visibile dall'apparato viene focalizzato da Ob sul piano L e, data la simmetria del sistema, esso appare come un cerchio: in ciascun punto di esso, posto genericamente ad una distanza $\varrho = p \operatorname{tg} \alpha$ dal suo centro, si forma l'immagine di una stella posta alla distanza zenitale z . Se fissiamo poi un semimeridiano passante per l'asse ottico dell'apparato ed una coordinata azimutale θ' , angolo che il semimeridiano passante per S forma con il primo, si vede facilmente che l'azimut θ sul piano L è identico all'azimut vero di S . Tale apparato mentre mantiene inalterate le distanze azimutali, trasforma invece le distanze zenitali in segmenti e quindi presenta una deformazione. Per determinare questa deformazione, cioè per trovare la corrispondenza tra ϱ e z , è sufficiente osservare che, da facili considerazioni geometriche, si ha

$$\operatorname{tang} i = \frac{\operatorname{sen} u}{\cos u - \beta}$$

$$z = i + u \quad [1]$$

$$\alpha = i - u .$$

Da queste tre relazioni ho calcolato la funzione $\tan \alpha$ per tre valori caratteristici di β e cioè per β uguale a 0,25, 0,50, 0,75. Ho ottenuto così le tre curve riportate nella fig. 3. Per $\beta = 0$ è chiaro che α tende a zero:

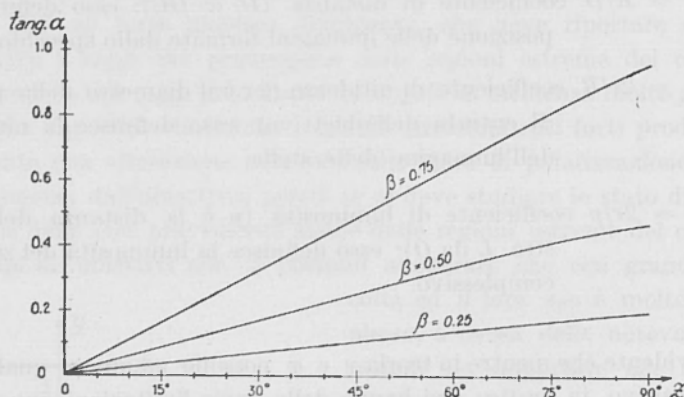


Fig. 3

infatti l'immagine di tutto il campo, essendo tutta interna allo specchio, ha dimensioni finite, ma essendo posta a distanza infinita da Ob ha dimensioni angolari nulle. Però si vede che in tutti i casi, anche nel caso limite $\beta = 0$, la tangente di α è presso a poco proporzionale a z ,

anzi al diminuire di β essa tende a diventare rigorosamente lineare con z . Ciò porta di conseguenza che nella maggior parte dei casi si può supporre con buona approssimazione che la proiezione della volta celeste sul piano L venga eseguita con le relazioni

$$\varrho = 2 \varrho_0 \frac{z}{\pi} \quad [2]$$

$$\theta = \theta'$$

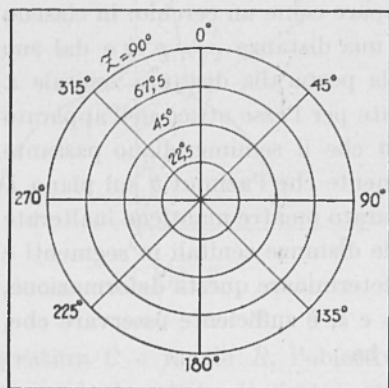


Fig. 4

dove si è indicato con ϱ e θ un sistema di coordinate polari sul piano

L , con polo il punto di intersezione dell'asse ottico con L , e con z e θ' un sistema di coordinate altazimutali: e si è posto evidentemente ϱ_0 uguale al raggio vettore corrispondente alle stelle che si trovano

alla distanza zenitale $z = \pi/2$. Nella fig. 4 si riporta una proiezione di questo tipo, dove sono tracciate alcune rette di uguale azimut ed alcuni cerchi di uguale distanza zenitale.

3. *Aberrazioni geometriche.* — Nella presente nota farò sempre l'ipotesi che l'obiettivo Ob sia perfetto, sia cioè privo di aberrazione di sfericità, di astigmatismo, di curvatura di campo, di coma, di distorsione

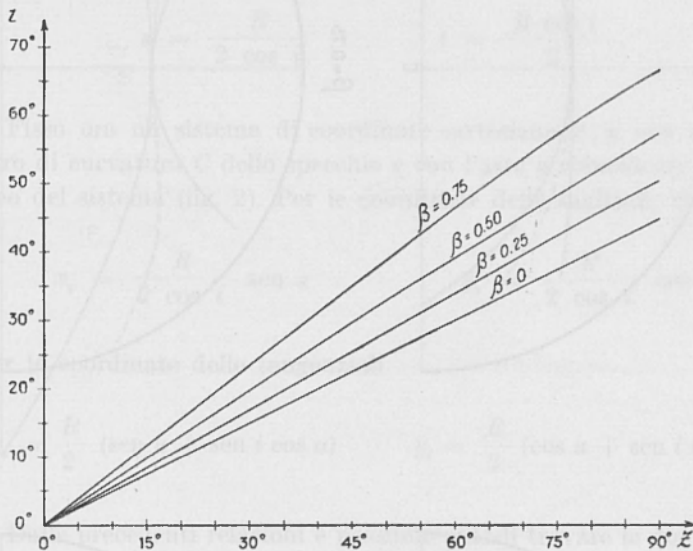


Fig. 5

e di cromatismo. In tale caso le aberrazioni che eventualmente sono presenti nel sistema, sono dovute essenzialmente alla riflessione sopra allo specchio sferico. Il fascio di luce così riflesso ha ovviamente cromatismo nullo, ma presenta invece un astigmatismo notevole, poichè le incidenze sopra allo specchio possono raggiungere valori molto elevati (v. fig. 5, dove sono riportate le funzioni $i = i(z)$ per i quattro valori di β già scelti). È chiaro allora che le aberrazioni extraassiali sono notevoli perchè il fascio di luce riflesso è in generale astigmatico e, dopo la rifrazione attraverso l'obiettivo Ob , supposto perfetto, rimane ancora astigmatico. È vero però che con un obiettivo calcolato appositamente sarebbe possibile compensare almeno in parte le aberrazioni presenti, ma questo problema esula dal mio scopo attuale, che è quello di studiare il sistema specchio-obiettivo, che, pur essendo semplice, permette di ottenere buoni

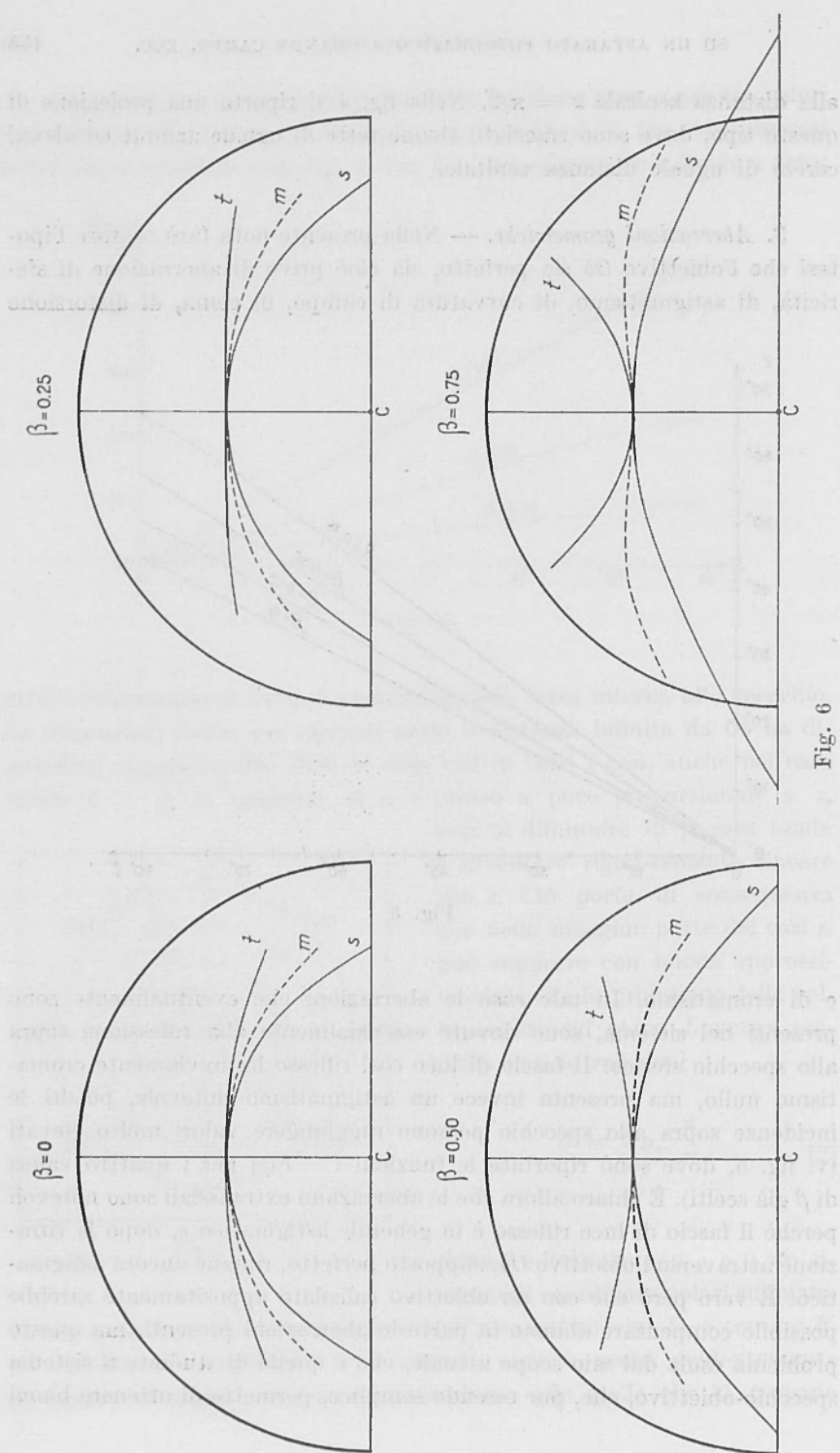


Fig. 6

risultati. L'aberrazione di astigmatismo e la curvatura di campo vengono calcolate direttamente senza far ricorso a metodi approssimati, dati i valori così elevati degli angoli. Sarà opportuno anzitutto trovare le posizioni delle superficie focali delle sagittali e delle tangenziali. Nell'ipotesi già posta, che tale apparato serva alla ripresa di oggetti praticamente all'infinito, le focali di Sturm si trovano sul prolungamento del raggio riflesso alle distanze s e t dal punto di incidenza I , date dalle note formule

$$s = \frac{R}{2 \cos i} \qquad t = \frac{R \cos i}{2}$$

Fisso ora un sistema di coordinate cartesiane x, y con centro nel centro di curvatura C dello specchio e con l'asse y coincidente con l'asse ottico del sistema (fig. 2). Per le coordinate delle sagittali, risulta

$$x_s = \frac{R}{2 \cos i} \sin z \qquad y_s = \frac{R}{2 \cos i} \cos z$$

e per le coordinate delle tangenziali

$$x_t = \frac{R}{2} (\sin u + \sin i \cos \alpha) \qquad y_t = \frac{R}{2} (\cos u + \sin i \sin \alpha)$$

Dalle precedenti relazioni è possibile quindi trovare le due superficie focali e la superficie dei centri di minima confusione.

Nella fig. 6 ho riportato le sezioni meridiane delle superficie delle sagittali, delle tangenziali e dei centri di minima confusione per i quattro soliti valori di β . Dai grafici si nota che all'aumentare di β la curvatura della superficie dei centri di minima confusione va diminuendo fin quasi a spianarsi per $\beta = 0,75$. D'altra parte però l'astigmatismo Δ , valutato come distanza tra sagittale e tangenziale, va aumentando notevolmente all'aumentare di β , (v. fig. 7, dove è riportato il rapporto Δ/R in funzione di z).

4. *Immagine geometrica di una stella.* — Per studiare la forma dell'immagine geometrica di una stella fornita da questo apparato è anzitutto necessario osservare che l'obiettivo Ob , supposto perfetto, è privo di curvatura di campo: esso cioè focalizza sul piano L un certo piano π posto a distanza y_π da C (fig. 8). Il piano L intersecherà il fascio astigmatico secondo una ellisse che è l'immagine dell'analoga intersezione del

fascio astigmatico riflesso con il piano π . Poichè le sagittali risultano segmentini staccati su una retta che passa per C nella direzione di S e le tangenziali segmentini normali al piano meridiano che passa per S ,

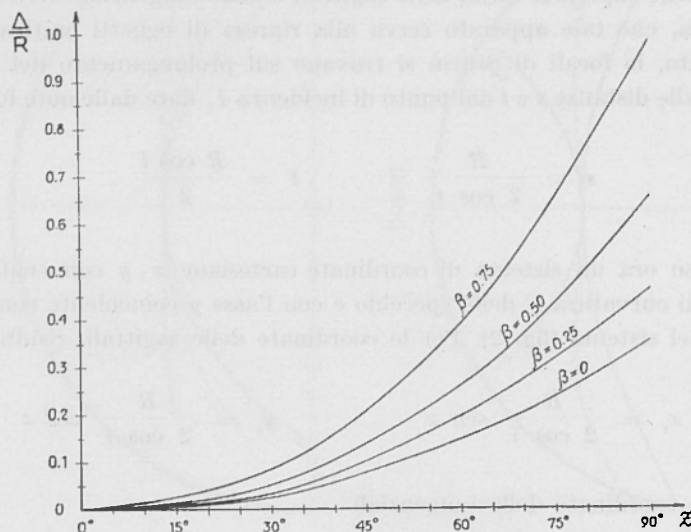


Fig. 7

l'ellisse intersezione del fascio riflesso con il piano π avrà i due semiassi uno (a) giacente nel piano meridiano di S e l'altro (b) normale ad esso. Le dimensioni di questi assi si determinano, tenendo presente che il primo viene limitato dai raggi estremi della pupilla d'ingresso dell'obiettivo, contenuti nel piano meridiano di S , raggi che ovviamente vanno a concentrarsi in t , e che l'altro viene limitato dai raggi estremi della detta pupilla contenuti in un piano normale a detto meridiano, raggi che vanno a concentrarsi in s .

Nella fig. 8 sono rappresentate le due sezioni di tutto l'apparato, una nel piano meridiano e l'altra nel piano ad esso normale: i fasci prolungati si incontrano l'uno sulle t e l'altro sulle s fino al piano π , delimitando così i due assi della detta ellisse.

Le dimensioni dei detti semiassi si calcolano, supponendo il fascio di luce non troppo ampio, con le seguenti relazioni evidenti

$$a = r \frac{y_{\pi} - y_t}{D - y_t} \quad b = r \frac{y_{\pi} - y_s}{D - y_s}$$

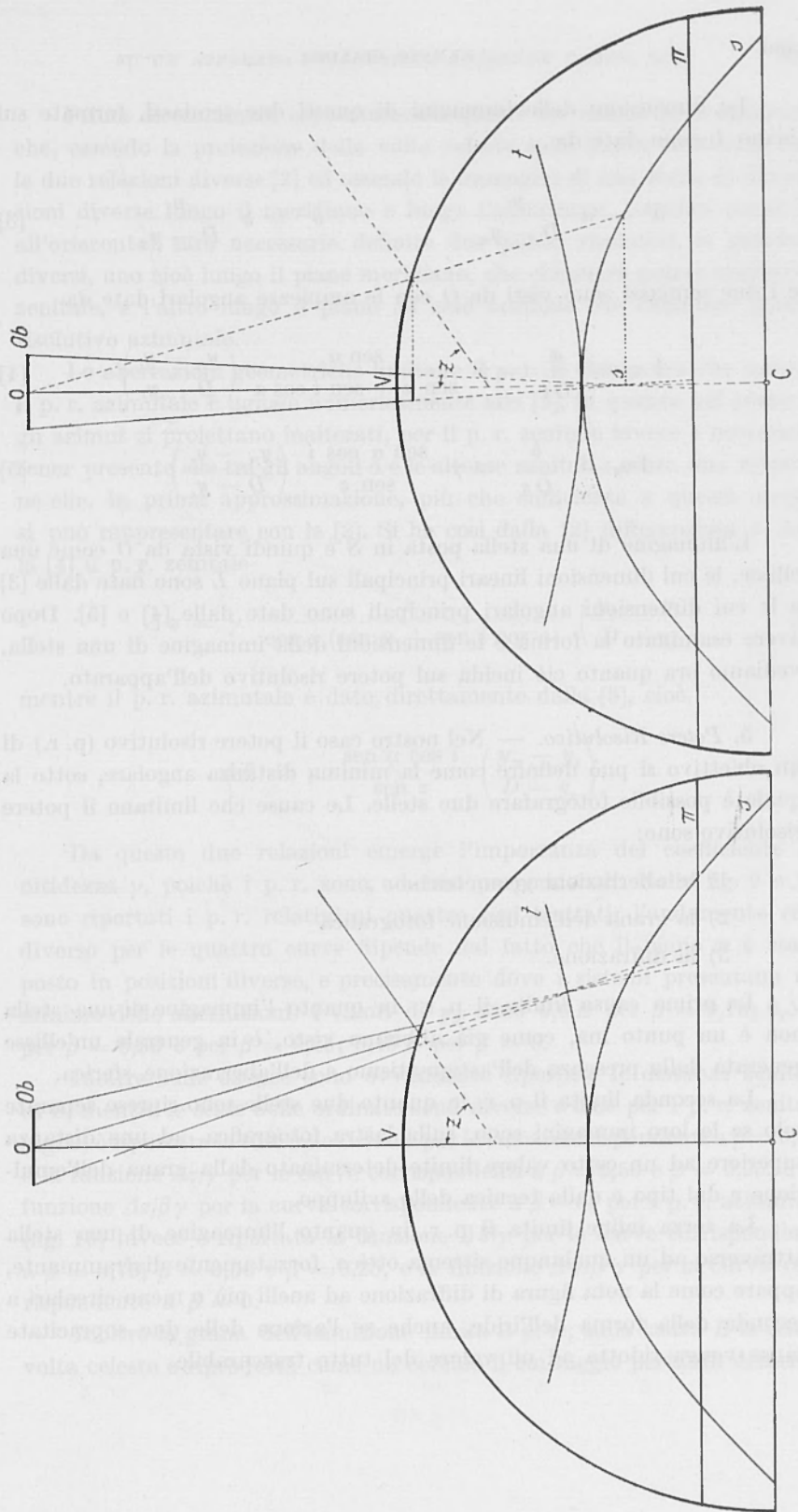


Fig. 8

Le dimensioni delle immagini di questi due semiassi, formate sul piano L sono date da

$$a' = a \frac{p}{D - y_{\pi}} \qquad b' = b \frac{p}{D - y_{\pi}} \quad [3]$$

e i due semiassi sono visti da O con le ampiezze angolari date da

$$\Delta a_1 = \frac{a}{Ot} = \gamma \frac{\sin \alpha}{\sin u + \sin i \cos \alpha} \left(\frac{y_{\pi} - y_t}{D - y_t} \right) \quad [4]$$

$$\Delta a_2 = \frac{b}{Os} = \gamma \frac{\sin \alpha \cos i}{\sin z} \left(\frac{y_{\pi} - y_s}{D - y_s} \right) \quad [5]$$

L'immagine di una stella posta in S è quindi vista da O come una ellisse, le cui dimensioni lineari principali sul piano L sono date dalle [3] e le cui dimensioni angolari principali sono date dalle [4] e [5]. Dopo avere esaminato la forma e le dimensioni della immagine di una stella, vediamo ora quanto ciò incida sul potere risolutivo dell'apparato.

5. Potere Risolutivo. — Nel nostro caso il potere risolutivo (p. r.) di un obiettivo si può definire come la minima distanza angolare, sotto la quale è possibile fotografare due stelle. Le cause che limitano il potere risolutivo sono:

- 1) le aberrazioni geometriche
- 2) la grana dell'emulsione fotografica
- 3) la diffrazione.

La prima causa limita il p. r., in quanto l'immagine di una stella non è un punto ma, come già abbiamo visto, è in generale un'ellisse generata dalla presenza dell'astigmatismo e dell'aberrazione sferica.

La seconda limita il p. r. in quanto due stelle sono riprese separate solo se le loro immagini sono, sulla lastra fotografica, ad una distanza superiore ad un certo valore limite determinato dalla grana dell'emulsione e dal tipo e dalla tecnica dello sviluppo.

La terza infine limita il p. r. in quanto l'immagine di una stella attraverso ad un qualunque sistema ottico, forzatamente diaframmanente, appare come la nota figura di diffrazione ad anelli più o meno circolari a seconda della forma dell'iride, anche se l'azione delle due sopracitate cause venga ridotta ad un valore del tutto trascurabile.

Prima di esaminare separatamente queste tre cause, devo osservare che, essendo la proiezione della volta celeste sulla lastra effettuata con le due relazioni diverse [2] ed essendo le immagini di una stella di dimensioni diverse lungo il meridiano e lungo l'almincarat (cerchio parallelo all'orizzonte), sarà necessario definire due poteri risolutivi, in generale diversi, uno cioè lungo il piano meridiano, che chiamerò potere risolutivo zenitale, e l'altro lungo il piano ad esso normale che chiamerò potere risolutivo azimutale.

Le aberrazioni geometriche limitano il p. r. È chiaro ora che mentre il p. r. azimutale è uguale numericamente alla [5], in quanto nel piano L gli azimut si proiettano inalterati, per il p. r. zenitale invece è necessario tener presente che tra gli angoli α e le altezze zenitali z esiste una relazione che, in prima approssimazione, più che sufficiente a questo scopo, si può rappresentare con la [2]. Si ha così dalla [2] differenziata e dalla [4] il p. r. zenitale

$$\Delta z = \gamma \frac{z}{\cos \alpha (\sin u + \sin i \cos \alpha)} \left(\frac{y_{\pi} - y_i}{D - y_i} \right) \quad [6]$$

mentre il p. r. azimutale è dato direttamente dalla [5], cioè

$$\Delta \theta = \gamma \frac{\sin \alpha \cos i}{\sin z} \left(\frac{y_{\pi} - y_i}{D - y_i} \right). \quad [7]$$

Da queste due relazioni emerge l'importanza del coefficiente di nitidezza γ , poichè i p. r. sono ad esso proporzionali. Nella fig. 9 e 10 sono riportati i p. r. relativi ai quattro casi trattati: l'andamento così diverso per le quattro curve dipende dal fatto che il piano π è stato posto in posizioni diverse, e precisamente dove i sistemi presentano un minimo delle aberrazioni: i valori di y_{π} sono $0,6R$ per $\beta = 0,75$; $0,5R$ per $\beta = 0,50$ e per $\beta = 0,25$; $0,45R$ per $\beta = 0$.

Inoltre sulle ascisse sono ovviamente riportate le distanze zenitali di S , mentre le scale delle ordinate sono diverse e cioè per i p. r. zenitali (fig. 9) è riportata la funzione $\Delta z/10\gamma$ per le curve corrispondenti a $\beta = 0,75$ e la funzione $\Delta z/\gamma$ per le curve corrispondenti a $\beta = 0,50$ e $\beta = 0,25$, e la funzione $\Delta z/\beta\gamma$ per la curva corrispondente a $\beta = 0$; per i p. r. azimutali (fig. 10) invece è riportata la funzione $\Delta \theta/\gamma$ per le curve corrispondenti a $\beta = 0,75$, $\beta = 0,50$ e $\beta = 0,25$, e la funzione $\Delta \theta/\beta^2\gamma$ per la curva corrispondente a $\beta = 0$.

Inoltre la grana dell'emulsione limita il p. r.; sulla lastra L la semi-volta celeste è riprodotta come un cerchio il cui raggio pertanto determi-

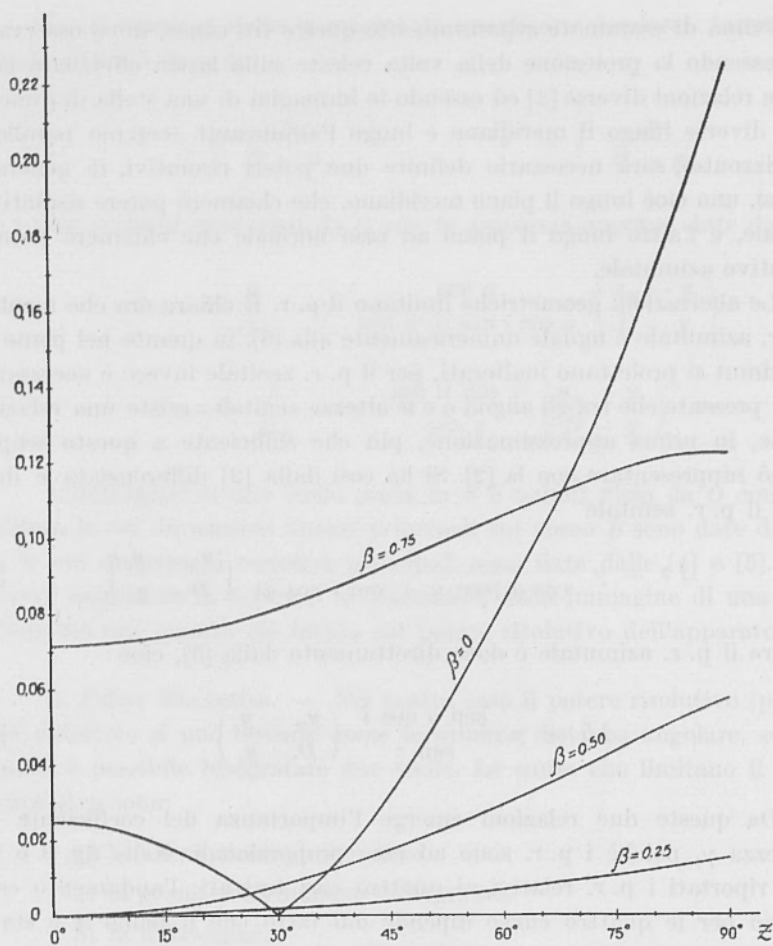


Fig. 9

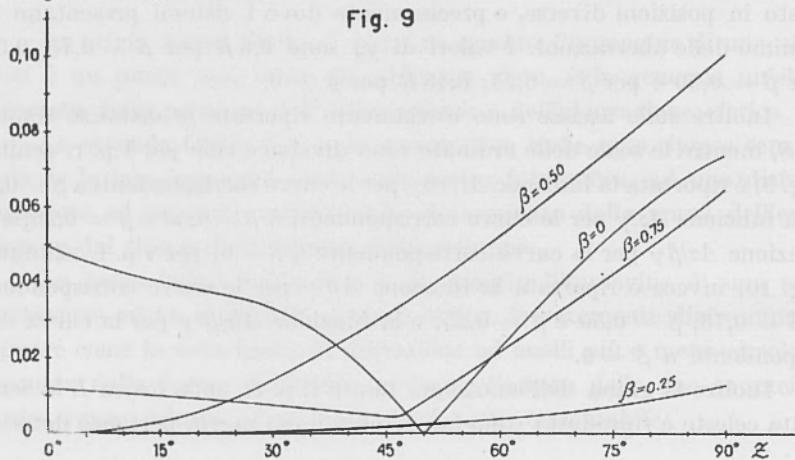


Fig. 10

nerà anche il p. r. dell'apparato. Si ha infatti, se ϱ_0 è il raggio del cerchio corrispondente alla semisfera celeste, e δ la grana dell'emulsione

$$\Delta z_e = \frac{\pi}{2\varrho_0} \delta \quad \Delta \theta_e = \frac{\pi \delta}{2\varrho_0 z} = \frac{\Delta z}{z} . \quad [8]$$

Infine la diffrazione interviene in quanto la superficie d'onda proveniente da una stella viene limitata da un diaframma in genere ellittico, i cui semiassi sono dati da $r \cos \alpha$ nel piano meridiano di S ed r nel piano ad esso normale; quindi la figura di diffrazione avrà due dimensioni angolari diverse, una $\Delta \alpha_1 = \frac{3 \cdot 10^{-5}}{r \cos \alpha}$ nel piano meridiano di S e l'altra $\Delta \alpha_2 = \frac{3 \cdot 10^{-5}}{r}$ nel piano ad esso normale, prendendo per la lunghezza d'onda della luce il valore medio di $5 \cdot 10^{-5}$ cm. I due p. r. sono perciò

$$\Delta z_d = 4,7 \cdot 10^{-5} \frac{p}{\varrho_0 r \cos^3 \alpha} \quad [9]$$

$$\Delta \theta_d = \frac{3 \cdot 10^{-5}}{r} . \quad [10]$$

È interessante ora fare un confronto tra l'influenza della grana dell'emulsione e della diffrazione sul p. r. Facendo il rapporto tra la [9] e la prima delle [8], si ha

$$\frac{\Delta z_d}{\Delta z_e} = \frac{3 \cdot 10^{-5}}{r \delta \cos^3 \alpha} p$$

e per α tendendo a zero

$$\frac{\Delta z_d}{\Delta z_e} = \frac{6 \cdot 10^{-6}}{\delta} n$$

avendo posto $n = f/2r \simeq p/2r$. La diffrazione si può quindi trascurare finchè risulta

$$n < n_1 = \frac{\delta}{6 \cdot 10^{-6}} .$$

Ciò significa che ponendo per δ il valore medio di 10^{-3} si ha per questo valore limite di n

$$n_1 = \frac{\delta}{6 \cdot 10^{-5}} \simeq 16$$

e quindi per aperture superiori a $1/16$ la diffrazione può essere del tutto trascurata.

Restano solo da confrontare i p. r. dovuti alle prime due cause; a tale scopo basta considerare i grafici e le relazioni [6], [7] e [8].

6. *Luminosità.* — Ho già accennato al fatto che la luminosità di tutto l'apparato dipende essenzialmente dall'apertura dell'obiettivo adoperato ed ovviamente dal coefficiente di riflessione dello specchio; ora ne esaminerò dettagliatamente il comportamento fotometrico paragonandolo ad un normale obiettivo. Si supponga di adoperare lo stesso obiettivo *Ob* per fare una fotografia di una porzione qualunque del nostro campo. In questo caso supponendo l'oggetto praticamente all'infinito, e l'obiettivo di focale equivalente f e diametro $2r$ e quindi di apertura relativa $n = f/2r$, l'illuminamento sul piano focale delle immagini di oggetti estesi è dato da

$$E = \frac{\pi e T}{n^2} \quad [11]$$

dove e è lo splendore dell'oggetto e T il coefficiente di trasparenza dell'obiettivo.

Nell'apparato specchio-obiettivo invece, l'immagine non è più simile all'oggetto: infatti la volta celeste viene proiettata sul piano L e quindi

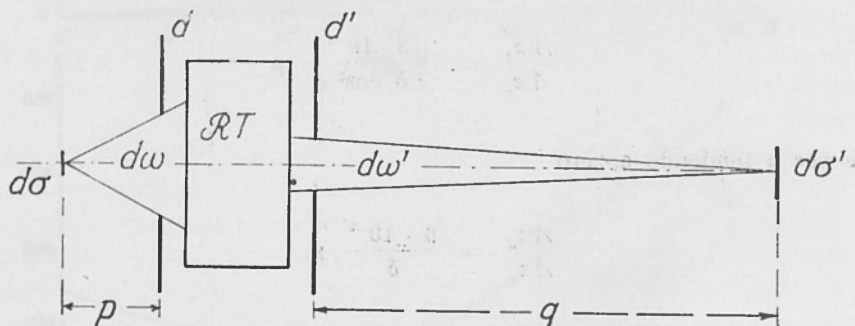


Fig. 11

viene deformata secondo le relazioni [2]. Si può allora schematizzare l'apparato in questo modo (fig. 11); il rettangolino rappresenta il nostro

sistema, che forma di $d\sigma'$, elementino generico della volta celeste, una immagine $d\sigma$: d è la pupilla di ingresso dell'obiettivo e d' è il diaframma virtuale che limita il fascio di luce utilizzato dall'obiettivo, cioè la pupilla di ingresso del sistema complessivo. La distanza q dell'oggetto $d\sigma'$ della pupilla di ingresso è qui rappresentata da un piccolo segmento, mentre esso si deve intendere molto più grande.

L'illuminamento nel piano L è dato allora da

$$E' = \mathcal{R} T \pi e \frac{d\sigma'}{d\sigma} d\omega' \quad [12]$$

dove $\mathcal{R}$ è il coefficiente di riflessione dello specchio. Ma esprimendo il $d\sigma'$ con le coordinate altazimutali z e θ' , già introdotte ed il $d\sigma$ con le coordinate polari piane ϱ e θ , la [12] diventa

$$E' = \mathcal{R} T \pi e q^2 \frac{\sin z}{\varrho} \frac{dz}{d\varrho} d\omega.$$

Inoltre si ha $q^2 d\omega = \pi(r')^2$ dove r' è il raggio della pupilla di ingresso d' , supposta circolare; si ottiene così, ponendo il piano immagine in $y_\pi = \mathcal{R}/2$, ed introducendo la [2] differenziata

$$E' = \mathcal{R} T \frac{\pi^3}{16} \left(\frac{f}{\varrho_0} \right)^2 \beta^2 \left(\frac{2 \cos u - 1}{2 - \beta} \right)^2 \frac{\sin z}{z} e.$$

Ma si può porre in prima approssimazione $f \operatorname{tg} \alpha_0 \simeq \varrho_0$ indicando con α_0 l'angolo α sotto il quale viene proiettata una stella di distanza zenitale $\pi/2$; si ha quindi

$$E' = \mathcal{R} T \frac{\pi^3}{16} \operatorname{ctg}^2 \alpha_0 \beta^2 \left(\frac{2 \cos u - 1}{2 - \beta} \right)^2 \frac{\sin z}{z} e. \quad [13]$$

Convien ora introdurre un coefficiente K^2 definito come il rapporto tra l'illuminamento ottenuto con questo apparato e quello ottenuto con l'obiettivo normale, cioè

$$K^2 = \frac{E'}{E} = \mathcal{R} \frac{\pi^2}{16} \left(\frac{2 \cos u - 1}{2 - \beta} \right)^2 \beta^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha_0 \frac{\sin z}{z}$$

e se si confrontano le aperture dei due sistemi si ha

$$n = \frac{n}{K} - n \frac{4(2-\beta)}{\sqrt{\mathcal{R}\pi(2\cos u-1)}} \times \frac{1}{\beta \operatorname{ctg} \alpha_0} \times \frac{z}{\operatorname{sen} z} = n \lambda \sqrt{\frac{\pi}{\mathcal{R}}}$$

Questo coefficiente λ ha un valore, nel caso di un sistema di p. r. infinitamente piccolo, che varia di poco dall'unità e solo in alcuni casi può essere molto diverso da uno; riassumo nella seguente tabella i valori che può assumere nei diversi casi

	$\beta \neq 0$	$\beta = 0.25$	$\beta = 0.50$	$\beta = 0.75$
z	λ	λ	λ	λ
0°	1	1	1	1,1
30°	1,1	1,1	1,1	1,1
60°	1,5	1,3	1,3	1,4
90°	3,0	2,3	1,8	1,7

È chiaro che questi valori si devono intendere del tutto indicativi. In definitiva, lo studio completo di un tale sistema suggerisce l'uso di un apparato con un β non inferiore a 0,2, poichè le dimensioni dello specchio dovrebbero essere notevoli per poter ottenere una immagine piuttosto grande e l'illuminamento della lastra fotografica sarebbe troppo diverso da punto a punto e non dovrebbe essere superiore a 0,50 perchè in tal caso il p. r. sarebbe troppo grande. Il valore di β da me scelto è di 0,25 e così sono stati da me realizzati gli apparati per il rilevamento fotografico dello stato di polarizzazione della luce diffusa dell'atmosfera.

Roma, Istituto Nazionale di Geofisica - Novembre 1955.

RIASSUNTO

Nella presente nota viene descritto un apparato fotografico a grande campo costituito da uno specchio sferico convesso e da una normale macchina fotografica; lo specchio forma della volta celeste una immagine virtuale che viene ripresa con la macchina fotografica.

Un tale sistema ottico viene analizzato sia dal punto di vista geometrico relativamente alla deformazione del campo, alle aberrazioni da esso presentate ed al potere risolutivo, sia dal punto di vista fotometrico, relativa-

mente alla luminosità complessiva. Allo scopo di definire completamente il sistema, l'A. introduce un coefficiente di distanza β , un coefficiente di nitidezza γ ed un coefficiente di luminosità φ : le caratteristiche geometriche e fotometriche vengono poi date in funzione di questi coefficienti.

L'A. riporta inoltre alcuni grafici ed una tabella, dai quali si possono ricavare le condizioni optimum per la massima risoluzione e per la massima uniformità di illuminamento in tutto il campo. In base a queste considerazioni l'A. pone uguale a 0,25 il valore optimum del coefficiente β ; con questo valore di β sono stati realizzati alcuni apparati di questo tipo presso l'I.N.G. per la fotografia in luce polarizzata della volta celeste.

SUMMARY

The paper describes a large field photographic apparatus arranged with a convex mirror and a normal camera, which is so pointed that the virtual images produced by the mirror are into focus on the plate. A geometrical and photometrical analysis of this optical system is made by introducing three coefficients, a distance coefficient β , a sharpness coefficient γ and a speed coefficient φ , which completely describe this apparatus; but the coefficient β is very important for the aberrations. The diagrams of the aberrations and a table for the speed are reported in order to find the best value of β to get the greatest resolving power and the greatest uniformity in the illuminance of the plate. Therefore it is proposed $\beta = 0,25$ and so it is realised in the I.N.G. the apparatus to photograph the whole sky in order to study the polarisation of the diffuse light.

BIBLIOGRAFIA

- (1) R. CIALDEA, Ann. di Geof., V, p. 409 (1952).
R. CIALDEA-P. DOMINICI, Ann. di Geof., V, p. 581 (1952).
- (2) G. COURTÈS, Astronomie, 66, p. 221 (1952).
J. E. BLAMONT-G. COURTÈS, Ann. de Géophys., 11, p. 252 (1955).