

CAPITOLO 6 - TELESCOPI

6.0 Che cos'è un telescopio e a che cosa serve

I telescopi sono strumenti ottici che permettono di concentrare su un rivelatore la radiazione proveniente dalla sorgente astronomica in osservazione. Permettono quindi di misurare la brillantezza del cielo $B(\alpha, \delta)$ convogliando nell'area e nell'angolo solido di sensibilità del rivelatore la massima potenza radiativa possibile.

Nel caso si utilizzi un mosaico di rivelatori capace di produrre immagini (ad esempio una CCD o una lastra fotografica), il telescopio dovrà anche preservare il più possibile i dettagli della distribuzione di brillantezza del cielo. Rientrano in questa categoria i telescopi classici per astronomia ottica, costruiti con lenti o specchi realizzando un sistema ottico che partendo da un oggetto generi una immagine dell' oggetto stesso ([fig.6.1](#)).

Nel caso si utilizzi un rivelatore singolo, la proprietà più importante del telescopio sarà quella di concentrazione della radiazione, mentre si potrà essere meno esigenti sulla fedeltà di riproduzione delle immagini se questo permetterà un guadagno di sensibilità o una semplificazione del sistema. Rientrano in questa categoria i collimatori usati in astronomia X e γ ([fig.6.2](#)) ed i concentratori parabolici di Winston usati nel lontano infrarosso ([fig.6.3](#)).

Il più semplice telescopio astronomico è costituito da una lente convergente, di focale f . Dato un oggetto all' infinito (la distribuzione di brillantezza del cielo nel caso che ci interessa), la lente produrrà una immagine dell' oggetto in un piano denominato *piano focale* ([fig.6.1](#)), dove sarà posto il rivelatore. Ciascun pixel del rivelatore, di area A_p , riceverà radiazione da un angolo solido in cielo pari a

$$\Omega_s = \frac{A_p}{f^2} \quad (6.1)$$

Qui si sta supponendo che la risoluzione angolare sia limitata dalle caratteristiche geometriche del sistema, cioè che non siano importanti altri fattori quali diffrazione, seeing etc. Ciascun pixel del rivelatore raccoglierà quindi una potenza luminosa pari a

$$W = A_l \Omega_s B(\alpha, \delta) \quad (6.2)$$

dove A_l è l' area della lente.

È evidente che alta risoluzione angolare (cioè piccolo Ω_s) e alta sensibilità (cioè grande potenza W concentrata sul rivelatore) sono esigenze incompatibili, e si deve cercare il miglior compromesso tra le due.

È chiaro dalla ([6.2](#)) che a parità di risoluzione angolare e di brillantezza del cielo, la potenza raccolta dal rivelatore è tanto maggiore quanto maggiore è l' area di raccolta A_l . Questo è il motivo che ha spinto gli astronomi a cercare di costruire telescopi di dimensioni sempre maggiori ([tab.6.1](#)). Sempre a parità di risoluzione angolare Ω_s , è chiaro dalla ([6.1](#)) che telescopi con focale più corta (più *rapidi*) permettono di concentrare la stessa potenza su rivelatori di area inferiore, rimpicciolendo l' immagine nel piano focale. Inoltre sono evidentemente più compatti. È chiaro però che per motivi pratici le dimensioni fisiche del pixel non possono essere ridotte senza limite. Si definisce l' F# (*f-number*) della lente come il rapporto tra distanza focale della lente f e diametro utile D :

$$F\# = \frac{f}{D} \quad (6.3)$$

La ([6.2](#)) può quindi essere riscritta

Fig. 6.1

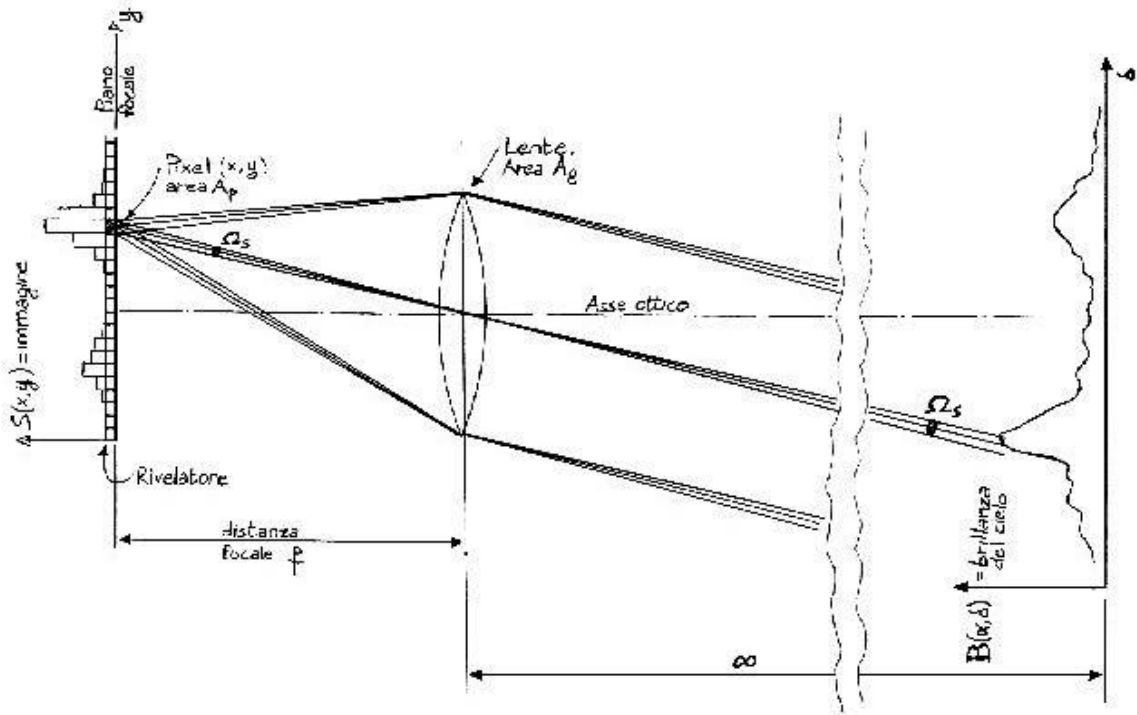
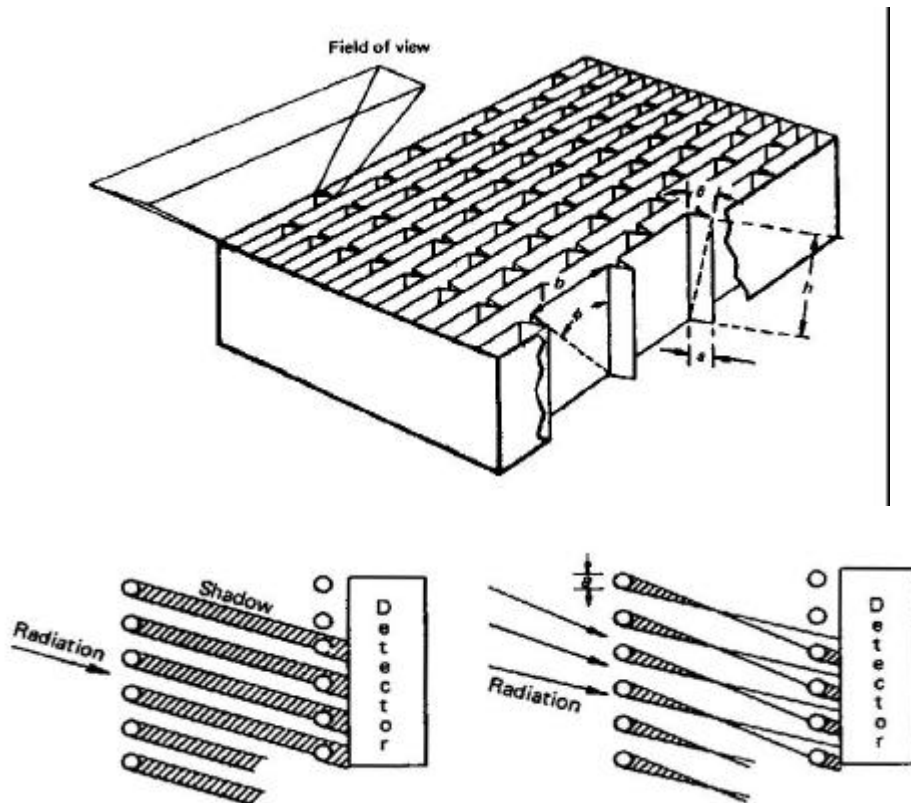


Fig. 6.2: Due diversi collimatori per rivelatori X. Il primo sistema (SLAT collimator) è illustrato sopra. Il rivelatore si trova sotto al collimatore. Le celle rettangolari limitano le dimensioni del campo di vista a $2\phi \times 2\theta$, con $\phi = \arctan(b/h)$ e $\theta = \arctan(a/h)$. Il profilo della risposta angolare è triangolare in ambedue le direzioni. Il secondo sistema (GRID collimator) è formato da due fili paralleli. Quando si effettua la scansione del cielo una sorgente puntiforme provoca un flusso modulato (a sinistra) mentre una sorgente diffusa non è efficientemente modulata (a destra).



CONCENTRATORI PARABOLICI DI WINSTON

a = raggio d'ingresso
 a' = raggio d'uscita
 L = lunghezza
 θ_i = semiangolo di accettazione
 F = f-number = 1/4, 1/8, 1/12
 $\theta_i = \arctg(F/2)$

relazioni geometriche

$$a = a' / \sin \theta_i$$

$$L = (a + a') / \tan \theta_i$$

$A = \pi a^2$ area di raccolta
 $\Omega = 2\pi (1 - \cos \theta_i)$ angolo solido di accettazione
 $\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{F/2}{\sqrt{1 + (F/2)^2}}\right)$

$$A\Omega = \frac{\pi}{2} \cdot \pi a'^2 (1 - \cos(2\theta_i)) \text{ throughput}$$

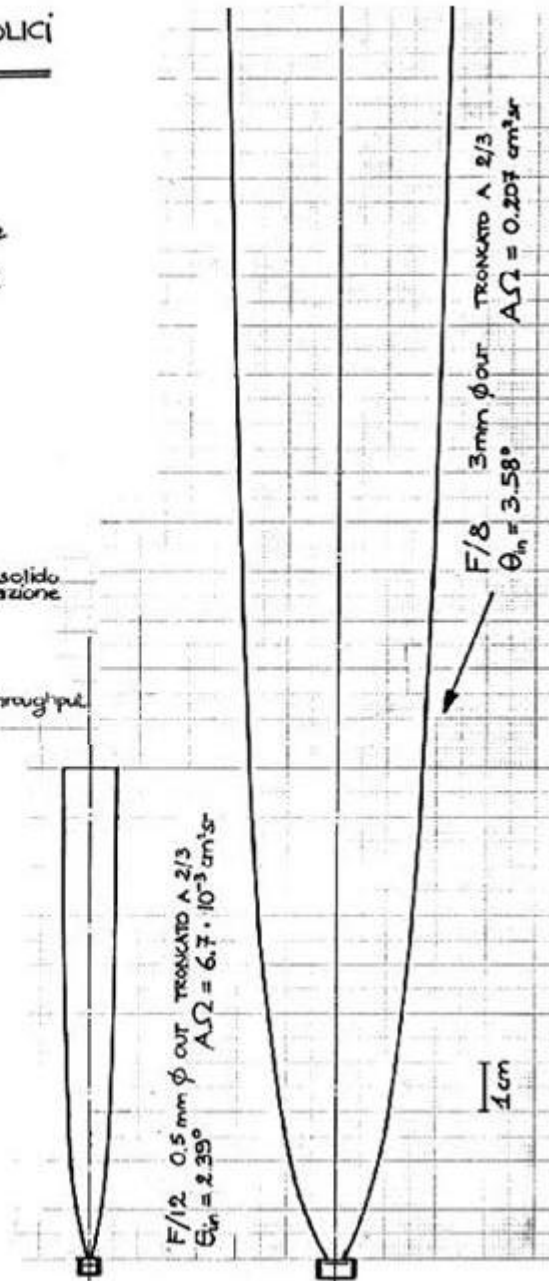


Fig. 6.3: Sezione di due concentratori parabolici di Winston e formule relative. Sono realizzati in metallo con alta riflettività. Raccolgono la radiazione incidente sull'area di ingresso entro l'angolo solido di ingresso e la trasferiscono all'area d'uscita con un angolo solido di 2π sr. Il rivelatore è montato in una cavità affacciata all'area di uscita.

Table 3. Geometry of the telescope optics

Paraboloidal main reflector:	
diameter	$D = 30 \text{ m}$
focal length	$f = 10.5 \text{ m}$
focal ratio	$f/D = 0.35$
Hyperboloidal subreflector:	
diameter	$d = 2.0 \text{ m}$
eccentricity	$e = 1.0746$
Nasmyth reflectors (flat):	
size	$d_n = 1.0 \times 0.7 \text{ m}$
Cassegrain magnification factor:	
	$M = 27.8$
Effective focal ratio of Nasmyth:	
	$f_e/D = 9.73$
Distance from prime to secondary focus:	
	$f_c = 19.79 \text{ m}$

Tabella 6.1: Principali telescopi ottici

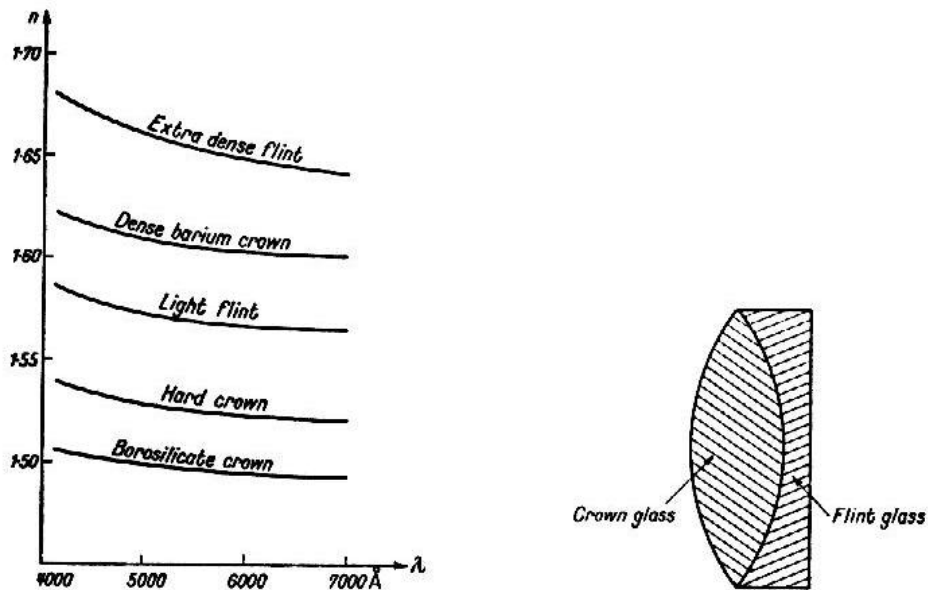


Fig. 6.4: Dipendenza dell'indice di rifrazione dalla lunghezza d'onda per diversi tipi di vetro (sinistra). A destra è mostrato un doppietto acromatico

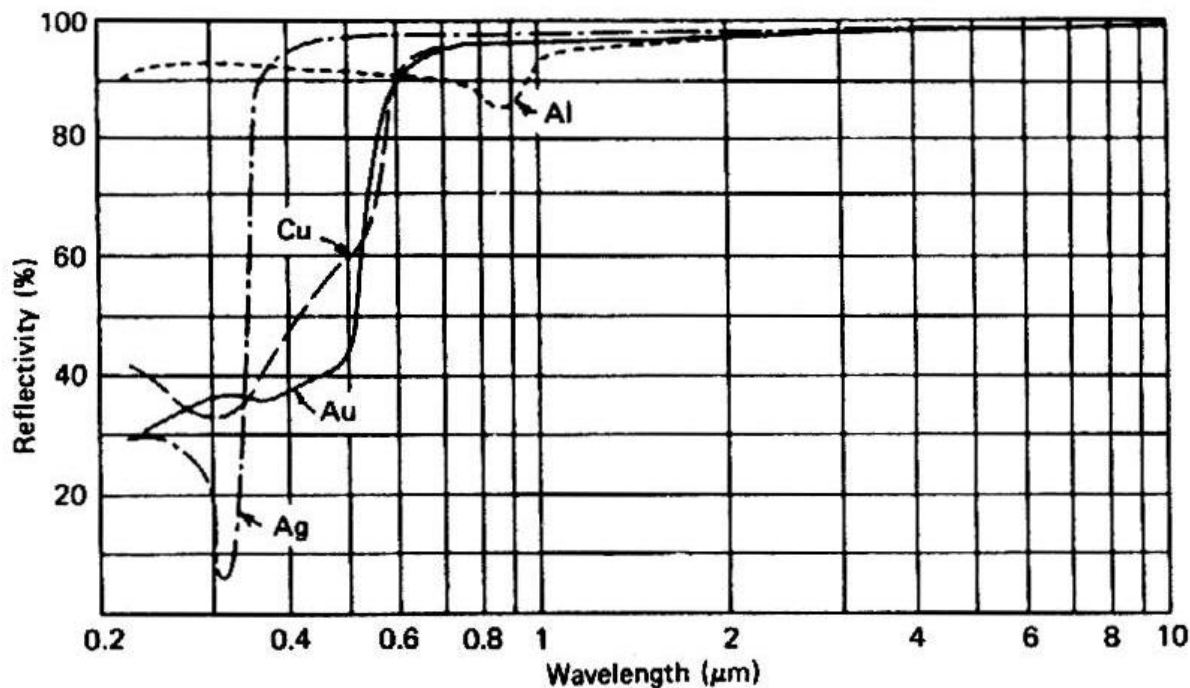


Fig. 6.5: Riflettività di diversi film metallici in funzione della lunghezza d'onda.

$$W = \frac{\pi}{4} D^2 \frac{A_p}{f^2} B(\alpha, \delta) = \frac{\pi}{4} \frac{A_p}{F\#^2} B(\alpha, \delta) \quad (6.4):$$

telescopi con grande $F\#$ saranno poco luminosi ed avranno una alta risoluzione angolare, mentre telescopi con piccolo $F\#$ avranno una bassa risoluzione angolare ed alta luminosita'. Il problema maggiore dei telescopi a lenti e' l' aberrazione cromatica introdotta dalle lenti stesse: la distanza focale e' funzione della lunghezza d' onda della radiazione usata. La distanza focale per una lente sottile e' infatti

$$\frac{1}{f} = (n(\lambda) - 1) \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right] \quad (6.5)$$

dove R_1 ed R_2 sono i raggi di curvatura delle due superfici della lente, mentre $n(\lambda)$ e' l' indice di rifrazione del vetro. La dipendenza dell' indice di rifrazione dalla lunghezza d' onda e' mostrata in [fig.\(6.4\)](#). Si puo' rimediare in parte a questo inconveniente usando i cosiddetti doppietti acromatici, che usano due lenti realizzate in vetri diversi per compensare le aberrazioni cromatiche. In ogni caso problemi pratici (trasparenza, omogeneita' e peso della lente) impediscono la realizzazione di lenti con diametro maggiore di qualche decina di centimetri. Per telescopi di grandi dimensioni si preferisce utilizzare specchi, costruiti evaporando sotto vuoto un sottile strato metallico riflettente su un supporto in vetro. In [fig.\(6.5\)](#) e' riportata la riflettivita' di diversi film metallici nel visibile e vicino infrarosso. L' alluminio ha una alta riflettivita' nel visibile, e sviluppa con l' esposizione all'aria uno strato di ossido superficiale che ne impedisce l' opacizzazione senza diminuire molto la riflettivita'. Per lo specchio si scelgono vetri con particolari caratteristiche di stabilita' termica. A volte si inseriscono nello spessore dello specchio dei condotti per permettere la termalizzazione

dello specchio per circolazione di aria all' interno. La vecchia tecnologia dei telescopi richiedeva specchi di spessore notevole per evitare flessioni. Questo portava ad un peso enorme del telescopio ed alla necessita' di enormi strutture di montaggio. Vedremo che le nuove tecnologie permettono di realizzare telescopi di grandi dimensioni con specchi relativamente sottili ([paragrafo 6.5](#)).

6.1 Telescopi con specchio singolo

La maggior parte della trattazione in questo paragrafo e nei due successivi segue quella di Schroeder (1987).

E' ben noto dalla geometria che i raggi provenienti da un fuoco di una conica vengono riflessi nell' altro fuoco. In altre parole i due fuochi di un conica sono punti coniugati. E' quindi evidente l' utilita' di superfici speculari ottenute per rivoluzione di una conica intorno ad un asse di simmetria (asse ottico del sistema). In coordinate cilindriche, con l'asse z sull' asse ottico, l' origine nel vertice della conica, e la coordinata radiale ρ , l' equazione di una conica di rivoluzione e'

$$\rho^2 - 2 R z + (1 - e^2) z^2 = 0 \quad (6.6)$$

dove R e' il raggio di curvatura al vertice ed e e' l' eccentricita' della conica. In ottica astronomica si usa riscrivere la (6.6) come

$$\rho^2 - 2 R z + (1 + K) z^2 = 0 \quad (6.7)$$

dove K e' detta *costante conica*. La (6.7) e' una equazione di secondo grado che puo' essere risolta ottenendo

$$z = \frac{R}{1 + K} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{R^2} (1 + K)} \right] \quad (6.8)$$

ed espandendo per $\rho \ll R$ (approssimazione parassiale)

$$z \cong \frac{\rho^2}{2 R} + (1 + K) \frac{\rho^4}{8 R^3} + (1 + K)^2 \frac{\rho^6}{16 R^5} + \dots \quad (6.9).$$

Ricordiamo qui sotto le differenti coniche di rivoluzione

conica

ellissoide prolato	$e^2 < 0$	$K > 0$
sfere	$e = 0$	$K = 0$
ellissoide oblato	$0 < e < 1$	$-1 < K < 0$
paraboloide	$e = 1$	$K = -1$
iperboloide	$e > 1$	$K < -1$

Tra le varie coniche di rivoluzione la parabola e' particolarmente indicata per la costruzione di telescopi a specchio singolo: infatti, avendo uno dei due fuochi all' infinito, e' capace di concentrare in un punto (il fuoco) i raggi paralleli all' asse ottico provenienti da sorgenti astronomiche. Si possono quindi realizzare telescopi molto semplici usando paraboloidi fuori asse ([fig.6.6](#)). In questi telescopi non c'e' alcun oscuramento del fascio proveniente dalla sorgente. Di conseguenza e' minima la radiazione che viene diffratta verso il rivelatore da direzioni diverse da quella in osservazione. Questi telescopi trovano quindi applicazione a grandi lunghezze d'onda (dove il problema della diffrazione e' particolarmente severo) per l' osservazione di segnali particolarmente deboli.

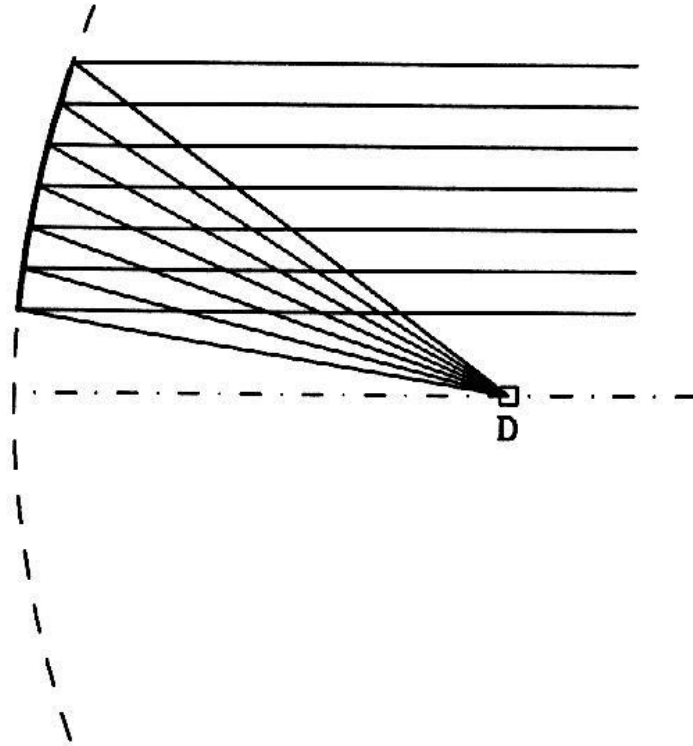


Fig. 6.6: Sezione di un telescopio a paraboloide fuori asse. Sono riportati il profilo della parabola (tratteggiato), la sezione della parte di parabola effettivamente utilizzata (linea continua a spessore) e la posizione del rivelatore nel fuoco della parabola (D).

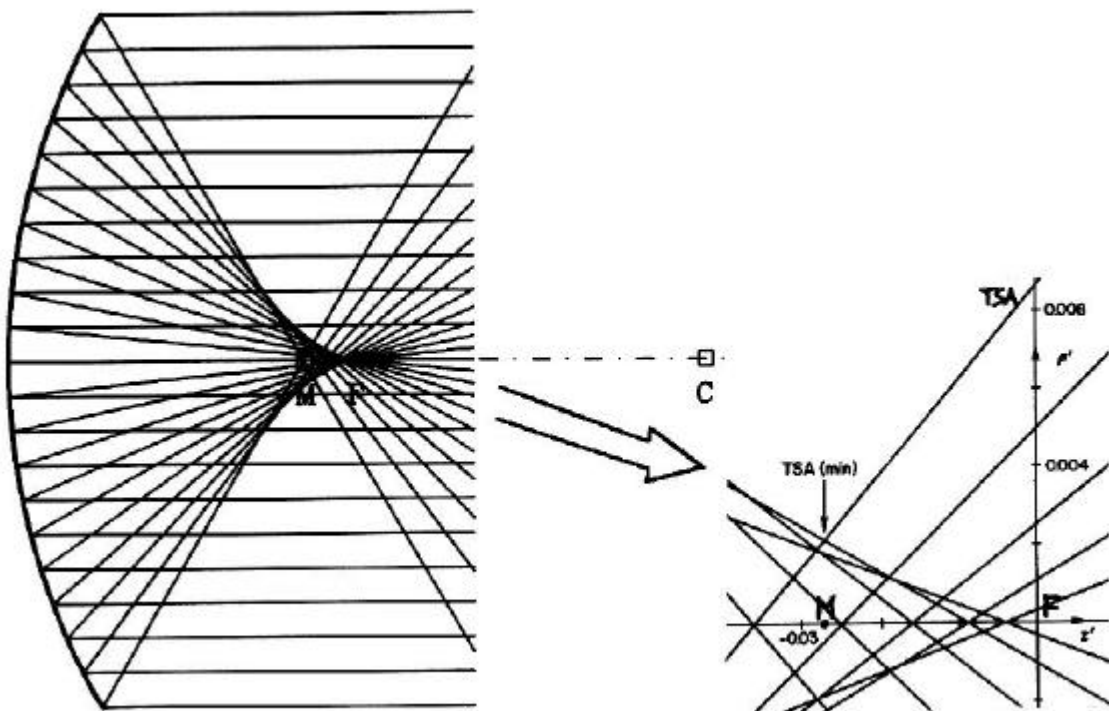


Fig. 6.7: Fuocheggiamento imperfetto realizzabile per mezzo di uno specchio sferico. Sono indicati il centro di curvatura (C), il fuoco (F), ed il punto di minima confusione sull'asse ottico (M). Nel riquadro di destra è mostrato un ingrandimento della zona tra F e C: si vede che il cerchio di minima confusione è circa 4 volte più piccolo della aberrazione sferica traversa nel fuoco.

Qualsiasi conica di rivoluzione diversa dalla parabola concentrerà i raggi provenienti dall' infinito (e paralleli all'asse ottico) in una macchia invece che in un punto: sarà cioè soggetta ad *aberrazione sferica*. Nel caso di una sfera con lo stesso raggio di curvatura della parabola la distanza focale varia al variare di ρ :

$$f = \frac{R}{2} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 - \rho^2/R^2}} \right] :$$

da un valore massimo parassiale $f_p = R/2$ ad un valore minimo marginale $f_M = (R/2) (1 - 1/\sqrt{1 - D^2/4R^2})$. Si forma così una *caustica* di raggi riflessi, mostrata in [fig.6.7](#). Il punto in cui la caustica è meno allargata è più vicino alla superficie che non il fuoco parassiale $R/2$: in tale punto l'immagine di un fascio parallelo è un cerchietto detto cerchio di minima confusione. In $R/2$ il raggio della macchia provocata dall' aberrazione è detto *Aberrazione sferica trasversa* (TSA), ed è circa 4 volte più ampio del cerchio di minima confusione.

L' aberrazione sferica angolare (ASA) è invece la differenza tra la direzione del raggio riflesso dalla conica e la direzione di quello che sarebbe riflesso dalla parabola con la stessa curvatura al vertice (cioè la superficie ideale che non produrrebbe aberrazioni) (vedi [fig.6.8](#)). È evidente che la differenza in questione vale

$$2(\phi_p - \phi) = 2 \left[\frac{dz_p}{d\rho} - \frac{dz}{d\rho} \right] = \frac{d}{d\rho} (2 \Delta z)$$

ammesso che gli angoli ϕ siano sufficientemente piccoli. Δz è evidentemente la differenza in z tra la parabola e la conica nel punto considerato, a distanza ρ dall' asse. Questa può essere ricavata direttamente dall' equazione esplicita della conica ([6.8](#)) o meglio dalla sua espansione in serie ([6.9](#)). Considerando solo i primi termini dello sviluppo abbiamo

$$2\Delta z = 2 \left[\frac{\rho^2}{2R} - \left(\frac{\rho^2}{2R} + (1+K) \frac{\rho^4}{8R^3} \right) \right] = - (1+K) \frac{\rho^4}{4R^3}$$

da cui

$$ASA_3 = 2(\phi_p - \phi) = \frac{d}{d\rho} (2 \Delta z) = - (1+K) \frac{\rho^3}{R^3} \quad (6.10)$$

dove abbiamo indicato l' aberrazione angolare con ASA_3 per ricordare il fatto che abbiamo calcolato solo il termine del terzo ordine, più che sufficiente nella maggior parte dei casi. Il legame con TSA_3 si trova subito dalla [fig.6.8](#)

$$TSA_3 = \frac{R}{2} ASA_3 = - (1+K) \frac{\rho^3}{2R^2} \quad (6.11).$$

È importante sapere che la procedura seguita ora è del tutto generale e può essere applicata a qualsiasi coppia di punti coniugati per ricavare le aberrazioni del terzo ordine. Si deve solo calcolare Δz , che è la distanza tra la superficie che realizza l' immagine dell' oggetto senza aberrazioni e la superficie riflettente reale, in approssimazione parassiale. Fatto questo, le aberrazioni del terzo ordine sono date da

$$AA_3 = \frac{d}{d\rho} (2 \Delta z) \quad ; \quad TA_3 = s' \frac{d}{d\rho} (2 \Delta z) \quad (6.12)$$

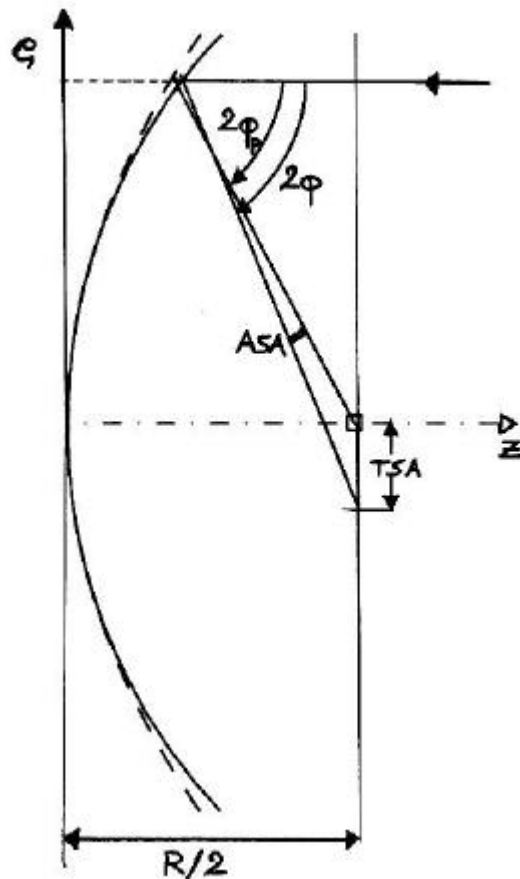


Fig. 6.8: Aberrazione sferica traversa. Sono mostrati in sezione uno specchio parabolico, ideale per sorgenti all'infinito (curva tratteggiata) ed uno specchio sferico generico (curva continua).

dove s' e' la distanza misurata sull' asse ottico tra superficie riflettente e punto immagine. Se le superfici in questione non sono specchi ed il mezzo in cui avviene la propagazione non e' il vuoto si deve generalizzare ulteriormente la procedura sostituendo a $2 \Delta z$ la differenza di cammino ottico, ed applicare il principio di Fermat (vedi Schroeder 1987).

E' interessante applicare questi risultati al caso di uno specchio sferico ($K=0$) di diametro D , decisamente piu' semplice ed economico da costruire che non uno specchio parabolico dello stesso diametro. Lo specchio sferico illuminato da un fascio parallelo all' asse ottico produrra' sull' asse ottico una macchia, che nel fuoco parassiale avra' un raggio tipico pari a TSA . Se ci si sposta rispetto al fuoco parassiale si trova una posizione di minimo del raggio della macchia, (cerchio di minima confusione) che vale $\sim TSA/4$, con TSA calcolata per il raggio piu' esterno ($\rho = D/2$). Lo specchio sferico potra' essere usato al posto dello specchio parabolico se il raggio di minima confusione e' inferiore al raggio della figura di diffrazione, che vale approssimativamente

$$r_{diff} \cong \frac{1}{2} \theta_{diff} \frac{R}{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{D} \right) \frac{R}{2} = \lambda \frac{F\#}{2} \quad (6.13)$$

D' altra parte

$$\frac{\text{TSA}}{4} \cong \frac{D^3}{8 R^2} = \frac{D}{32} \frac{1}{F\#^2}$$

per cui la condizione $\text{TSA}/4 < r_{\text{diff}}$ diventa

$$D < 128 \lambda F\#^3 \rightarrow D \text{ (m)} < 7.04 \times 10^{-5} F\#^3 \quad (\lambda = 550 \text{ nm}) \quad (6.14)$$

Quindi si possono usare piccoli specchi sferici al posto dei parabolici se la focale e' sufficientemente lunga, ad es. $D \sim 10$ cm con $F\# > 11$. Per specchi piu' rapidi o piu' grandi la forma parabolica e' assolutamente necessaria. Invece a lunghezze d' onda millimetriche la condizione [6.14](#) e' molto meno stringente, e (per quanto riguarda l' aberrazione sferica) si potrebbero usare specchi sferici di alcuni metri con $F\# \sim 4$.

Un diverso tipo di aberrazione viene generata anche dagli specchi parabolici nel caso di raggi non paralleli all' asse ottico, e viene detta *aberrazione fuori asse*. Per valutarla consideriamo un fascio di radiazione che incide sullo specchio ad un angolo $\theta \ll 1$ rad dall' asse ottico, e consideriamo il raggio che incide sullo specchio a distanza y dall' asse ottico. Seguiamo la prescrizione [\(6.12\)](#) e calcoliamo Δz : il risultato (che puo' essere ottenuto attraverso una rotazione del sistema di coordinate di un angolo θ intorno all' origine e poi una traslazione fino a far coincidere l' origine con il punto di incidenza, vedi Schroeder 1987) e'

$$2 \Delta z = \frac{a_1}{R^2} y^3 \theta + \frac{a_2}{R} y^2 \theta^2 + a_3 y \theta^3$$

dove le a_i sono opportune costanti dipendenti dalla conica considerata. L' aberrazione angolare vale quindi

$$\text{AA3} = \frac{3 a_1}{R^2} y^2 \theta + \frac{2 a_2}{R} y \theta^2 + a_3 \theta^3 \quad (6.15).$$

Tutti i termini sono del tipo $y^n \theta^m$ con $m+n = 3$, e sono denominati per questo motivo aberrazioni del terzo ordine. Vediamo il significato dei tre termini nella [\(6.15\)](#). Il primo e' detto *coma*, il secondo *astigmatismo*, il terzo *distorsione*.

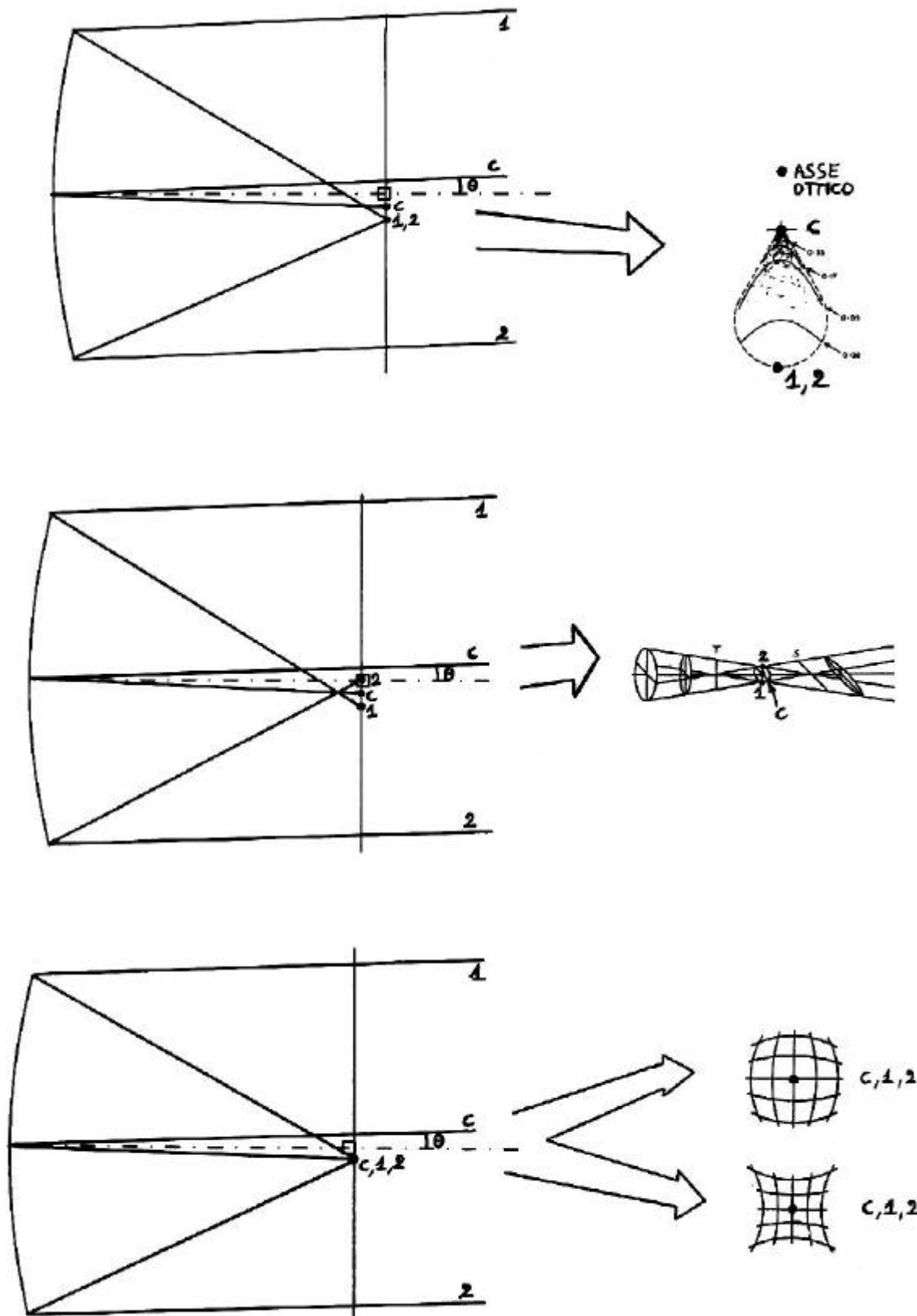
Il termine di coma $y^2 \theta$ e' indipendente dal segno di y : raggi che provengono da sopra e sotto il raggio centrale vengono quindi focalizzati dalla stessa parte rispetto al raggio centrale nelle vicinanze del fuoco parassiale ([fig.6.9A](#)). Se si calcola la distribuzione nel piano focale parassiale di tutti i raggi riflessi dall' intero disco si ottiene una figura a forma di cometa (da cui il termine coma) in cui il fuoco parassiale si trova nel nucleo, mentre la coda e' rivolta sempre verso l' esterno (infatti l'aberrazione cambia segno se cambia il segno di θ).

Il termine di astigmatismo $y \theta^2$ cambia invece segno al cambiare del segno di y : raggi provenienti da sopra e sotto il raggio centrale vengono focalizzati in posizioni simmetriche rispetto al raggio centrale nelle vicinanze del fuoco parassiale ([fig.6.9B](#)). La macchia di astigmatismo e' quindi lateralmente simmetrica rispetto al raggio centrale (ma non assisimmetrica).

La distorsione e' proporzionale a θ^3 e non dipende da y : quindi se fosse l' unica aberrazione presente tutti i raggi del fascio parallelo sarebbero focalizzati in un unico punto. Ne segue che la distorsione non degrada la qualita' dell' immagine (nitidezza) ma si limita a deformarla: una griglia di punti equidistanti nell' oggetto viene trasformata in una griglia di punti non equidistanti nell' immagine ([fig.6.9C](#)).

C'e' infine una ulteriore aberrazione fuori asse, che non e' evidente dalla [\(6.15\)](#): la *curvatura di campo*. In assenza di ulteriori aberrazioni, i fuochi per diversi angoli di incidenza θ sono collocati su una superficie curva (superficie di Petzval) invece che su un piano focale. La forma della superficie focale dipende solo dalla geometria dello specchio e non dalla posizione dell' oggetto.

Fig. 6.9: Aberrazioni fuori asse: coma (sopra), astigmatismo (centro), distorsione (sotto)



6.2 Telescopi a due specchi

Sono i telescopi piu' utilizzati per due motivi fondamentali: la compattezza e la compensazione delle aberrazioni.

Grazie al ripiegamento del fascio di luce che si puo' introdurre usando due specchi si possono ottenere lunghe distanze focali in uno spazio fisico relativamente limitato ([fig.6.10](#)). Questo facilita il progetto della struttura meccanica di supporto (montatura) che deve permettere l' orientazione (puntamento) del telescopio in qualsiasi direzione, mantenendo allineati gli specchi ed il rivelatore collocato nel piano focale. Le flessioni del sistema meccanico e le contrazioni termiche saranno tanto piu' contenute quanto piu' compatto e' il sistema meccanico.

Le aberrazioni introdotte dal primo specchio possono essere compensate grazie ad aberrazioni opposte prodotte dal secondo specchio. Questo e' evidente dalla prescrizione ([6.15](#)): basta trovare due superfici per le quali i Δz sono uguali ed opposti.

La configurazione piu' semplice di un telescopio a due specchi e' quella del *Cassegrain classico*. In questa lo specchio primario e' un paraboloide, mentre il secondario e' un iperboloido. E' chiaro come funziona questa configurazione: il paraboloide concentra i raggi provenienti da un fuoco all' infinito in un unico fuoco al finito; l' iperboloido concentra tutti i raggi provenienti da un fuoco al finito (coincidente col fuoco dell' iperboloido) in un altro fuoco al finito, che e' il fuoco del telescopio. Ovviamente non c'e' aberrazione sferica. Lo stesso risultato si puo' ottenere con un primario parabolico ed un secondario ellittico, ed in tal caso il telescopio e' detto *Gregoriano*. I due schemi ottici sono mostrati in [fig.6.11](#).

In [fig.6.12](#) sono riportati invece i parametri rilevanti: abbiamo indicato con D il diametro dello specchio primario, con y la distanza di un raggio dall' asse ottico, con y_1 e y_2 le distanze dei raggi marginali del primario e del secondario; con f_1 la distanza focale del primario; con d la distanza tra vertice del primario e vertice del secondario; con s'_2 e s_2 i punti coniugati del secondario. La trattazione matematica dei telescopi viene fatta introducendo alcuni parametri adimensionali: il rapporto tra i raggi utili dello specchio secondario e del primario

$$k = \frac{y_2}{y_1} = \frac{s_2}{f_1} \quad (6.16)$$

(la seconda uguaglianza si ottiene trascurando le frecce dei due specchi); il rapporto tra i raggi di curvatura al vertice

$$\rho = \frac{R_2}{R_1} \quad (6.17)$$

la distanza focale posteriore F_P parametrizzata da

$$\beta = \frac{F_P}{f_1} \quad (6.18).$$

Dalla figura e' chiaro che (trascurando le frecce degli specchi)

$$f_1 + \beta f_1 = s_2 + s'_2 = s_2 (1 + m) \quad (6.19)$$

dove abbiamo indicato con m la magnificazione trasversa (cioe' il rapporto tra le distanze di immagine ed oggetto dallo specchio) del secondario

$$m = \frac{s'_2}{s_2} \quad (6.20).$$

Combinando la ([6.16](#)) e la ([6.20](#)) si ottiene la relazione

$$(1 + \beta) = k (1+m) \quad (6.21).$$

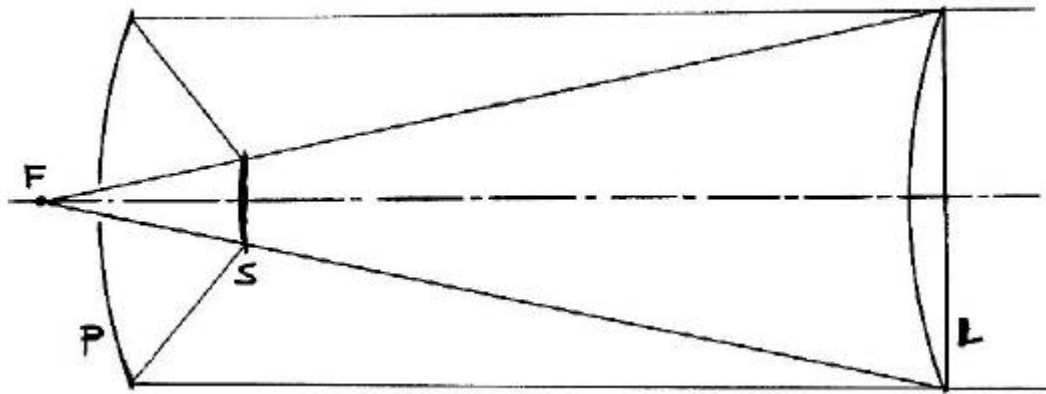


Fig. 6.10: Confronto tra telescopio a due specchi e lente della stessa focale. E' evidente la compattezza del telescopio a parità di focale.

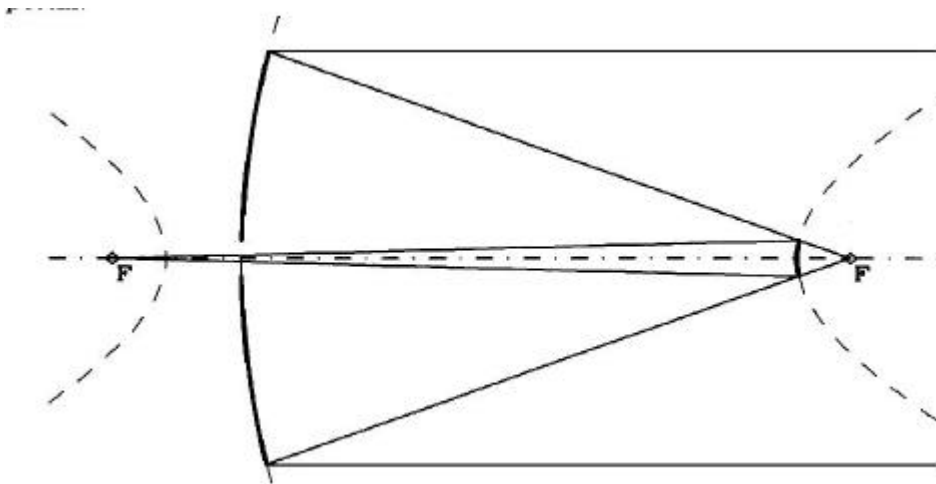


Fig. 6.11A: Telescopio Cassegrain (Guillaume Cassegrain, Francia, 1672) ottenuto con primario parabolico e secondario iperbolico. A tratteggio sono disegnate le coniche, mentre in tratto continuo sono disegnate le porzioni effettivamente utilizzate per gli specchi.

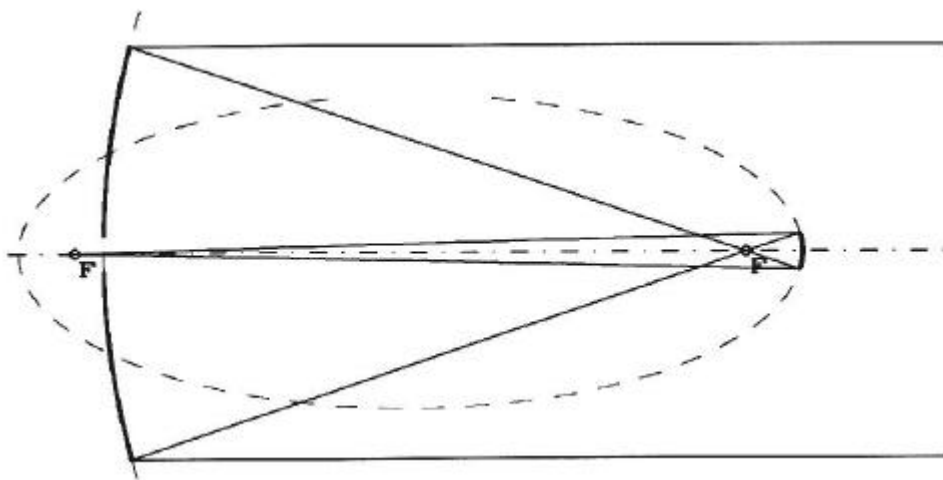


Fig. 6.11B: Telescopio Gregoriano (James Gregory, Scozia, 1663) ottenuto con primario parabolico e secondario ellittico.

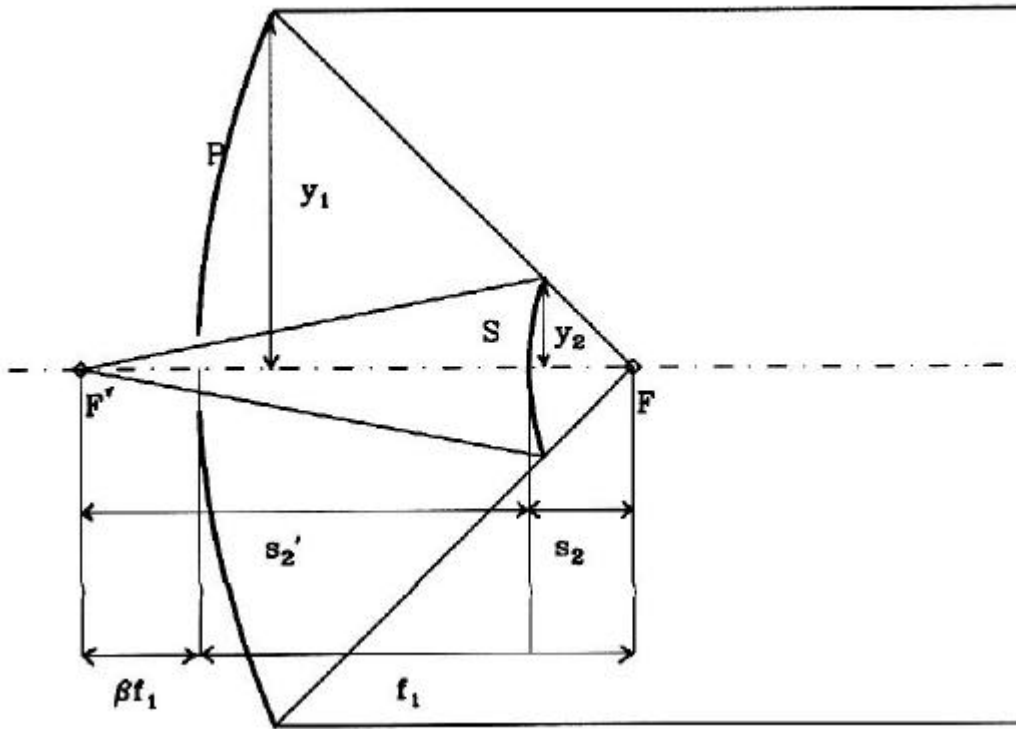


Fig. 6.12: Definizione dei simboli usati per la trattazione matematica dei telescopi.

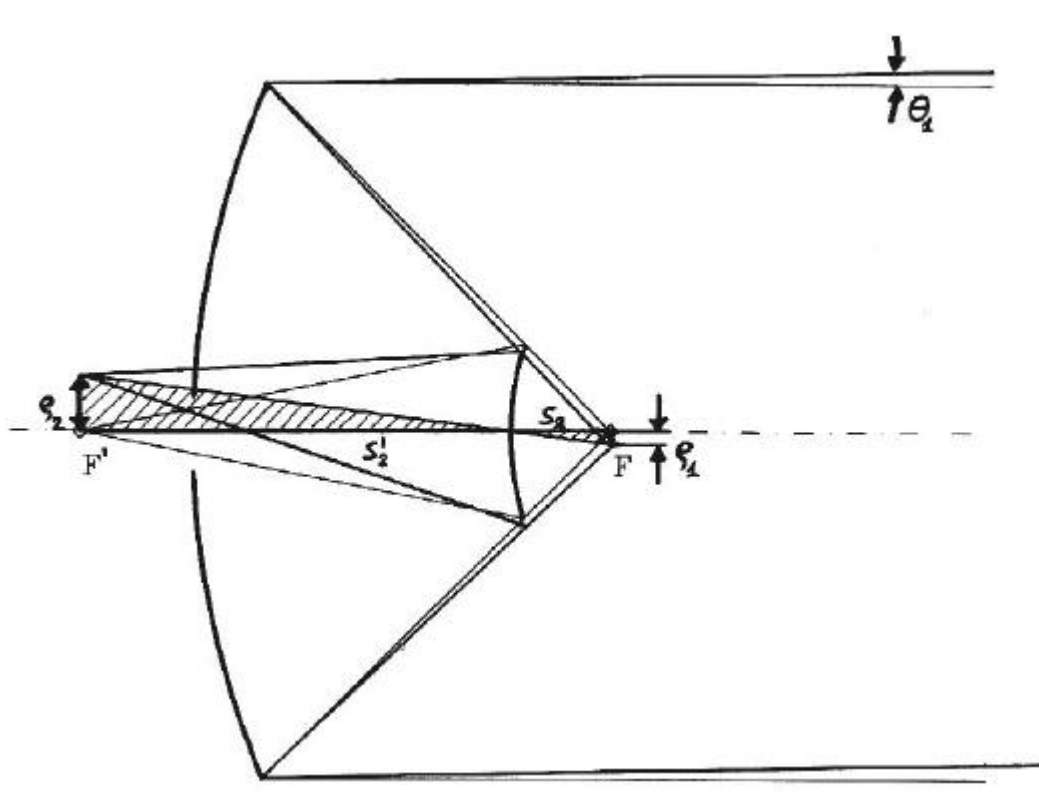


Fig. 6.13: Definizione della scala S di un telescopio Cassegrain: $S=r/q_1$, e costruzione geometrica utilizzata per ottenere la relazione tra scala e magnificazione trasversa (eq.6.23).

La magnificazione trasversa e' legata alla costante conica del secondario: ricordando che ad esempio per una ellisse $e = c/a$, $2c+s_2 = s'_2$, $c+a = s'_2$, da cui $c = (s'_2 - s_2)/2$ e $a = (s'_2 + s_2)/2$ e quindi

$$K_2 = -e^2 = -\frac{c^2}{a^2} = -\frac{(s'_2 - s_2)^2}{(s'_2 + s_2)^2} \rightarrow K_2 = -\frac{(m+1)^2}{(m-1)^2} \quad (6.22)$$

Inoltre la *scala* nel piano focale (cioe' il rapporto tra distanza dell'immagine dall'asse ottico nel piano focale e inclinazione del raggio in ingresso) e' anche essa legata alla magnificazione trasversa m : con riferimento a [fig.\(6.13\)](#)

$$S = \frac{\rho_2}{\theta_1} = \frac{\rho_1 s'_2}{s_2} = \frac{\rho_1 s'_2}{s_2} \frac{f_1}{\rho_1} = m f_1 \quad (6.23).$$

Notiamo infine che la scala e' numericamente uguale alla focale totale del telescopio. Quindi $f = m f_1$: la focale dello specchio primario viene moltiplicata per un fattore pari alla magnificazione del secondario.

L'ottica di un telescopio e' completamente determinata fissando i parametri K_1 , R_1 , K_2 , R_2 , i diametri degli specchi, la loro interdistanza e la posizione del rivelatore.

Il dimensionamento del telescopio viene fatto di solito fissando per prima cosa lo specchio primario, che supponiamo per ora parabolico: avremo $K_1 = -1$, diametro $2y_1$ e focale $f_1 = R_1/2$. Si sceglie poi la scala (mm/arcsec) nel piano focale: questo determina m ([equazione 6.23](#)). A questo punto anche la costante conica K_2 dello specchio secondario e' fissata ([eq.6.22](#)).

Si decide poi la dimensione del secondario, specificando il parametro $k = y_2/y_1$. Questo fissa la posizione del secondario, essendo

$$s_2 = \frac{y_2}{y_1} f_1 = k f_1 \quad (6.24);$$

inoltre fissa anche la posizione del rivelatore ([eq.6.21](#)), e il raggio di curvatura al vertice per il secondario (R_2). Infatti combinando la formula dei punti coniugati per il secondario

$$\frac{1}{s_2} + \frac{1}{s'_2} = \frac{2}{R_2} \quad (6.25)$$

con le ([6.19](#)), ([6.21](#)) e ([6.24](#)) si ottiene

$$\rho = \frac{R_2}{R_1} = \frac{mk}{m-1} \quad (6.26)$$

ed essendo m , k e R_1 fissati si ricava R_2 .

Come esempio di applicazione di questa procedura consideriamo il primario del telescopio Columbus: si tratta di uno specchio di diametro 8 m, ($y_1 = 4$ m) con focale $f_1 = 9.6$ m. Supponiamo per cominciare che sia un paraboloide ($K_1 = -1$). Avremo $R_1 = 2 f_1 = 19.2$ m. Scegliamo una scala $S = 0.6$ mm / arcsec. La scelta della scala dipende dalle condizioni di seeing del sito astronomico, dalle dimensioni dei pixel del rivelatore o della fenditura dello spettrometro da montare nel piano focale. Un valore dell'ordine del mm/arcsec e' una buona scelta se si vogliono ottenere immagini ad altissima risoluzione angolare. Di conseguenza otteniamo la magnificazione trasversa del secondario ([eq.6.23](#)) $m = S/f_1 = 12.9$ e la sua costante conica ([eq.6.22](#)) $K_2 = -1.365 < -1$, come ci si aspetta per il secondario iperbolico di un Cassegrain classico. Scegliamo le dimensioni del secondario $D_2 = 0.7$ m: queste fissano $s_2 = y_2 f_1 / y_1$, la distanza primario - secondario $f_1 - s_2 = 8.9$

m, la focale posteriore (eq.6.21) $f_1 \beta = 2.1$ m ed il raggio di curvatura del secondario (dalla 6.26) $R_2 = 1.82$ m. Questa configurazione e' da considerare come la configurazione di partenza per una ulteriore ottimizzazione ottica che viene eseguita con programmi di Ray-Tracing. Infatti la configurazione Cassegrain Classico e' corretta in asse ma ha notevoli aberrazioni fuori asse. Vedremo qui di seguito che si puo' migliorare questa situazione modificando le costanti coniche delle due superfici.

Esistono diverse varianti rispetto al Cassegrain classico. Si possono infatti modificare le costanti coniche K_1 e K_2 in modo da mantenere nulla l' aberrazione sferica. In altre parole l' avanzamento del fronte d' onda ottenuto variando una delle costanti coniche viene compensato da un ritardo ottenuto variando opportunamente la costante conica dell' altro specchio. Nel Cassegrain classico l' equazione del primario e'

$$z_1 = \frac{y_1^2}{2 R_1}$$

e quella del secondario e' (dall' espressione parassiale (6.10))

$$z_2 = \frac{y_2^2}{2 R_2} + \left[1 - \frac{(m+1)^2}{(m-1)^2} \right] \frac{y_2^4}{8 R_2^3}$$

Se modifichiamo le due superfici originali in due nuove coniche di costanti K_1 e K_2 otteniamo

$$z_1^* = \frac{y_1^2}{2 R_1} + \left[1 + K_1 \right] \frac{y_1^4}{8 R_1^3}$$

$$z_2^* = \frac{y_2^2}{2 R_2} + \left[1 + K_2 \right] \frac{y_2^4}{8 R_2^3}$$

da cui

$$2 \Delta z_1 = 2(z_1^* - z_1) = - (1 + K_1) \frac{y_1^4}{4 R_1^3}$$

e

$$2 \Delta z_2 = 2(z_2^* - z_2) = \left[K_2 + \frac{(m+1)^2}{(m-1)^2} \right] \frac{y_2^4}{4 R_2^3}$$

Se si vuole che l' avanzamento del fronte d'onda sia completamente compensato dal ritardo si deve imporre $2 \Delta z_1 = 2 \Delta z_2$ e quindi

$$K_1 + 1 = \frac{y_2^4}{y_1^4} \frac{R_1^3}{R_2^3} \left[K_2 + \frac{(m+1)^2}{(m-1)^2} \right] = \frac{k^4}{\rho^3} \left[K_2 + \frac{(m+1)^2}{(m-1)^2} \right] \quad (6.27)$$

Le soluzioni della (6.26) rappresentano la famiglia di telescopi Cassegrain con aberrazione sferica nulla per sorgenti all' infinito. Una soluzione di questa equazione si trova ad esempio imponendo $K_2 = 0$: si ottiene un valore di K_1 negativo. Questa configurazione con secondario sferico e primario ellittico e' detta *Dall-Kirkham*. In pratica, fissati ρ , k , m , esiste tutta una famiglia di valori di K_1 e K_2 che soddisfano la (6.26). La scelta di certi valori piuttosto che altri viene fatta sulla base di altre considerazioni, ad esempio l' aberrazione fuori asse e la facilita' di costruzione e test degli specchi. La configurazione Dall-Kirkham ad esempio e' affetta da coma notevole.

Lo studio delle aberrazioni (vedi Schroeder, 1987, cap.6) mostra che per il Cassegrain classico il campo utile e' limitato dal Coma, mentre le particolari condizioni

$$K_1 = -1 - \frac{2(1+\beta)}{m^2(m-\beta)} \quad ; \quad K_2 = - \left(\frac{m+1}{m-1} \right)^2 - \frac{2m(m+1)}{(m-\beta)(m-1)^3} \quad (6.28)$$

permettono di annullare simultaneamente Coma (almeno al 3° ordine) e aberrazione sferica. In questo caso sia il secondario che il primario sono iperbolici, ed il telescopio si dice *Cassegrain Aplanatico*. Il vero e proprio Cassegrain aplanatico è detto anche *Ritchey-Chretien*, ed è la configurazione preferita in generale per grandi telescopi: infatti rispetto al Gregoriano Aplanatico, che avrebbe aberrazioni leggermente inferiori, è quasi 2 volte più corto, a parità di focale e di primario, ed ha una occultazione del secondario decisamente inferiore. La maggior parte dei moderni telescopi con primario di diametro superiore a 2 metri (compreso l' Hubble Space Telescope) sono quindi Ritchey-Chretien.

Possiamo riportare dei numeri esemplificativi delle prestazioni possibili (in termini di aberrazioni fuori asse) confrontando un Cassegrain Classico (CC) ed uno aplanatico (Ritchey - Chretien, RC) di F# totale pari a 10, F# primario pari a 2.4, magnificazione $m = 4$, $\beta = 0.25$, $1-k = 0.75$. Per il CC si ha $K_1 = 1$, $K_2 = -2.778$, mentre per il RC $K_1 = -1.0417$, $K_2 = -3.1728$. Consideriamo le aberrazioni ad un angolo di 18 arcmin dall' asse ottico: il coma tangenziale è assente nel RC, mentre vale circa 2 arcsec per il CC. L' astigmatismo vale 0.9 arcsec per il CC e 1.0 arcsec per il RC. La distorsione vale circa 0.1 arcsec in ambedue le configurazioni. In totale il RC produce immagini di sorgenti ai bordi del campo circa 3 volte più nitide di quelle prodotte dal CC.

6.3: Telescopi Schmidt

Un discorso a parte meritano i telescopi di tipo Schmidt. Questi sono strumenti a largo campo, utilizzati per effettuare immagini di regioni molto estese (anche alcuni gradi). L' idea è la seguente: uno specchio sferico con un diaframma nel centro di curvatura non ha un asse preferito, perché i raggi che incidono sullo specchio vedono sempre una sezione di sfera, con lo stesso raggio di curvatura e alla stessa distanza. Quindi produce immagini della stessa qualità su tutto il campo utile ([fig.6.14B](#)). D' altra parte questa qualità è bassa, a causa della notevole aberrazione sferica; in compenso non ci sono né coma né astigmatismo. Si può correggere l' aberrazione sferica utilizzando una *lastra correttrice* montata nel centro di curvatura, in modo da introdurre, grazie ad un opportuno andamento dello spessore con la distanza, un ritardo opposto all' avanzamento del fronte introdotto dallo specchio sferico ([fig.6.14C](#)). Il profilo della lastra correttrice è una superficie del quarto ordine che si può ricavare nel solito modo. Consideriamo la differenza di cammino introdotta dalla sfera rispetto alla parabola: dalla (6.10) con $K = 0$ si ha subito

$$2 \Delta z = 2 \left[\left(\frac{\rho^2}{2R} + \frac{\rho^4}{8R^3} \right) - \frac{\rho^2}{2R} \right] = \frac{\rho^4}{4R^3}$$

Sia $\tau(\rho)$ lo spessore della lastra correttrice ed n l' indice di rifrazione: questa introdurrà una differenza di cammino $(n-1)\tau$, per cui annullerà la differenza di cammino se $2 \Delta z = (n-1) \tau$, ovvero se

$$\tau = \frac{\rho^4}{4(n-1)R^3} = \frac{\rho^4}{32(n-1)f^3} \quad (6.29)$$

La correzione dell' aberrazione sferica tuttavia non è completa, perché la lastra correttrice è affetta da cromatismo ($n = n(\lambda)$). Si ha quindi una aberrazione sferica cromatica. Questa viene minimizzata se per l' immagine si usa la posizione di minima confusione invece che il fuoco. La superficie di riferimento deve essere allora una parabola con fuoco nella posizione di minima confusione. Se si rifanno i conti il nuovo profilo risulta

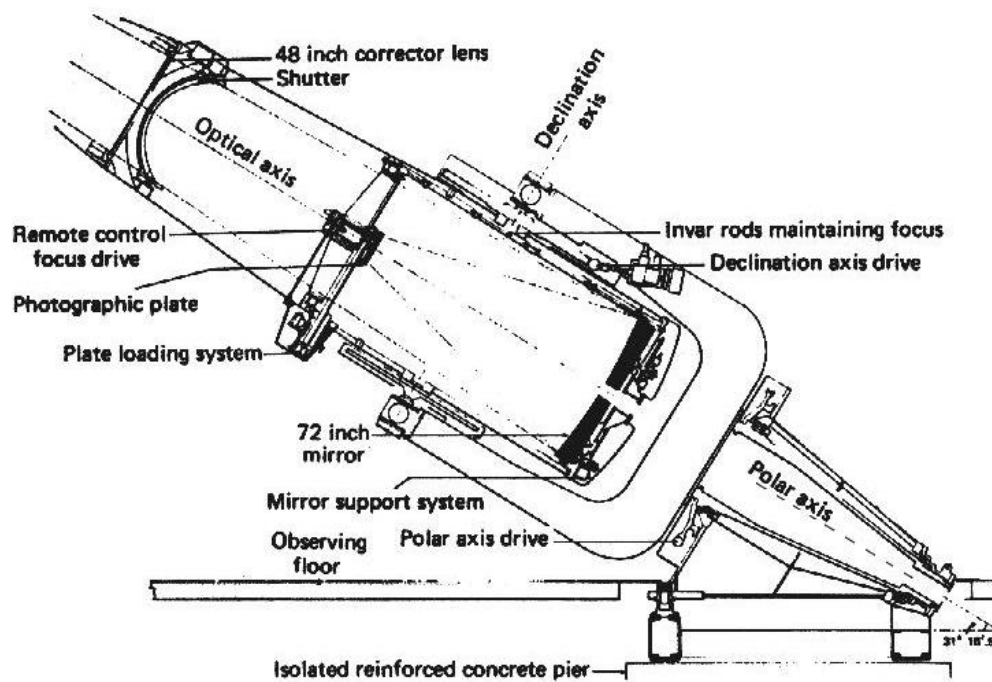


Fig. 6.14A: Schema di telescopio Schmidt. Si tratta dell' United Kingdom 1.2/1.8 m Schmidt telescope in operazione a Siding Spring, Australia.

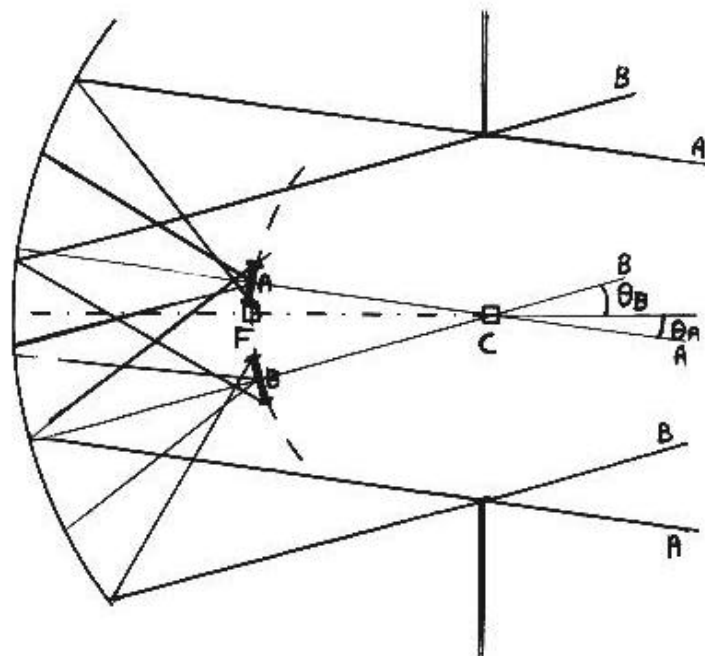


Fig. 6.14B: Principio del telescopio Schmidt: per ottenere le stesse aberrazioni su un ampio campo di angoli di incidenza si usa uno specchio sferico ed un diaframma di ingresso posto nel centro di curvatura dello specchio. L'immagine di una sorgente puntiforme proveniente dalle direzioni A e B ha esattamente le stesse aberrazioni, anche per angoli q_A e q_B notevoli. Il piano focale (tratteggiato) e' anche esso sferico.

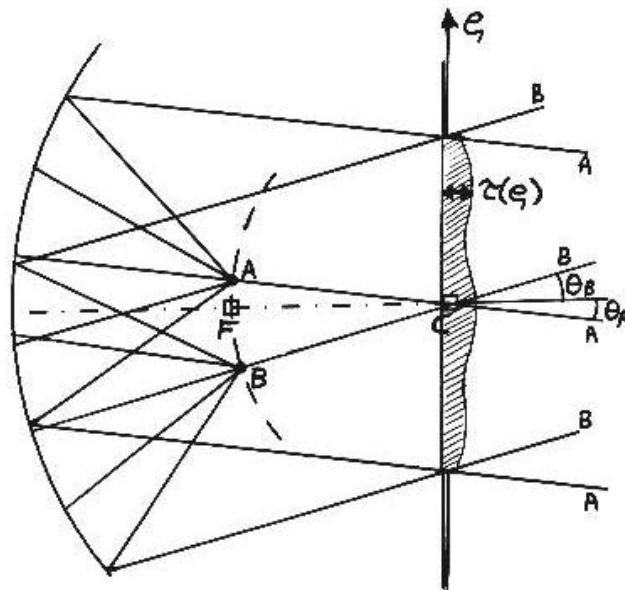


Fig. 6.14C: Per migliorare la qualità dello Schmidt si introduce una lamina correttiva in vetro nel centro di curvatura dello specchio sferico. Con un opportuno spessore $t(r)$ si può eliminare l'aberrazione sferica.

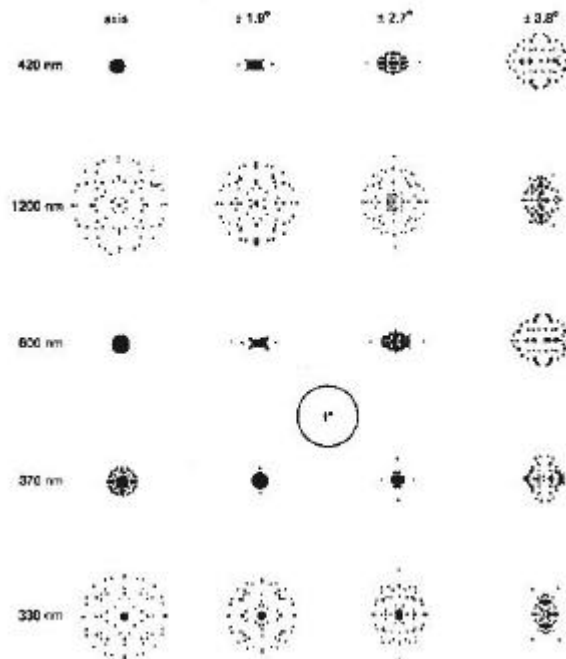


Fig. 6.14D: Esempio di Ray-Tracing nel caso del telescopio Schmidt 1.2/1.8 m UK. In ogni riquadro sono riportati i punti in cui una griglia di raggi paralleli incidenti sul telescopio attraversano il piano focale. Le diverse colonne si riferiscono a diversi angoli di incidenza rispetto all'asse ottico. Per raggi paralleli all'asse ottico le prestazioni sono in genere migliori, ma fino ad angoli di circa 4° lo sfuoccheggiamiento e' inferiore ad 1 secondo d' arco (cerchietto di riferimento al centro della figura). Le diverse righe corrispondono a diverse lunghezze d'onda: grazie all'adozione di una lastra correttiva a doppietto acromatico il telescopio risulta corretto dal vicino IR al vicino UV (da Wynne C.G., 1981, Q. J. R. Astron. Soc., 22, 146).

$$\tau' = \frac{\rho^4}{32 (n-1) f^3} - \frac{3 \rho_0^2 \rho^2}{64 (n-1) f^3} \quad (6.30)$$

dove ρ_0 e' il raggio del diaframma di ingresso. Restano le aberrazioni fuori asse, introdotte dal fatto che la lastra non ha simmetria sferica. Ma queste sono di solito trascurabili fino ad angoli fuori asse di alcuni gradi.

I telescopi Schmidt, accoppiati a lastre fotografiche di grandi dimensioni (fino a 50 cm) hanno permesso di eseguire survey di tutto il cielo con eccellente risoluzione e con un numero relativamente limitato di esposizioni (ogni lastra copre tipicamente $5^\circ \times 5^\circ$). In [fig.6.14A](#) e' mostrato lo schema di un grosso telescopio Schmidt, con lastra correttrice acromatica da 1.2 m e specchio primario da 1.8 m. Come si vede, la necessita' di montare la lastra correttrice nel centro di curvatura dello specchio sferico obbliga a costruire una montatura molto lunga (circa il doppio di un normale telescopio Cassegrain con la stessa focale). Un altro svantaggio e' il fatto che il piano focale (curvo) si trova all' interno del tubo del telescopio, e quindi non puo' essere utilizzato per strumentazione pesante, come ad esempio uno spettrometro. Le prestazioni ottenibili con gli Schmidt sono eccellenti ([fig.6.14D](#)): il cerchio di minima confusione e' inferiore ad 1 secondo d' arco per lunghezze d'onda da 340 nm a 1 μm e per angoli fuori asse fino a 4° .

6.4 Montature

E' impossibile costruire un sistema meccanico perfettamente rigido. Eppure primario e secondario devono essere mantenuti paralleli entro un alto grado di precisione, indipendentemente dalla direzione di puntamento e quindi dalla direzione del vettore gravita' rispetto all' asse ottico. Infatti la mancanza di parallelismo genera coma nell' immagine del telescopio. Tipicamente si deve mantenere il parallelismo entro 1 minuto d' arco se si vuole limitare l' aberrazione angolare al di sotto del secondo d'arco. Una buona struttura di supporto a traliccio e' quella di Serrieur illustrata in [fig. 6.15](#). Il telescopio e' collegato alla montatura attraverso un asse nella sezione centrale della struttura, mentre gli specchi sono montati sulle due parti estreme, con i centri di gravita' complanari agli apici dei tralicci. Se si calibrano le rigidzze del traliccio del primario e di quello del secondario in modo proporzionale al momento esercitato dal peso degli specchi, le (piccole) deformazioni hanno la forma mostrata in figura e conservano l'allineamento degli specchi. Per evitare la deformazione degli specchi sotto la gravità si adottano opportuni supporti in modo che lo specchio 'galleggi' su di essi (in alcuni casi lo si lascia galleggiare addirittura su un film di mercurio, in modo da distribuire la sollecitazione sulla maggiore area possibile).

Il puntamento del telescopio viene eseguito grazie ad una montatura con due gradi di liberta'. Sono adottate due geometrie: la montatura *equatoriale* ([fig.6.16A](#)) e quella *altazimutale* ([fig.6.16B](#)). Nella prima il movimento di inseguimento e' semplificato: infatti uno degli assi del telescopio e' parallelo all' asse di rotazione terrestre (asse *polare*). Una volta fissata la *declinazione* (secondo asse, ortogonale all' asse polare) per inseguire la sorgente si deve solo introdurre una rotazione dell' asse polare a velocità costante (moto siderale). Nel secondo caso un asse e' verticale (*elevazione*) e l' altro e' orizzontale (*Azimuth*). L' inseguimento deve avvenire attraverso una combinazione graduata dei due movimenti, e le velocità di inseguimento, variabili nel tempo, devono essere calcolate da un computer. Inoltre l' immagine del cielo nel piano focale ruota al passare del tempo, il che rende necessario l' uso di opportuni *derotatori* per poter usare mosaici di rivelatori.

D'altra parte per medie latitudini le montature equatoriale e' molto piu' ingombrante e pesante della altazimutale, e per dimensioni del telescopio superiori al metro si usano montature altazimutali. I recenti progressi nel controllo di movimenti asservito a computer permette di raggiungere le stesse precisioni di puntamento ottenibili con le montature equatoriali. La montatura altazimutale non permette l' inseguimento di sorgenti troppo vicine allo zenith (il motore di azimuth dovrebbe raggiungere velocità troppo alte se la sorgente e' entro pochi gradi dallo zenith).

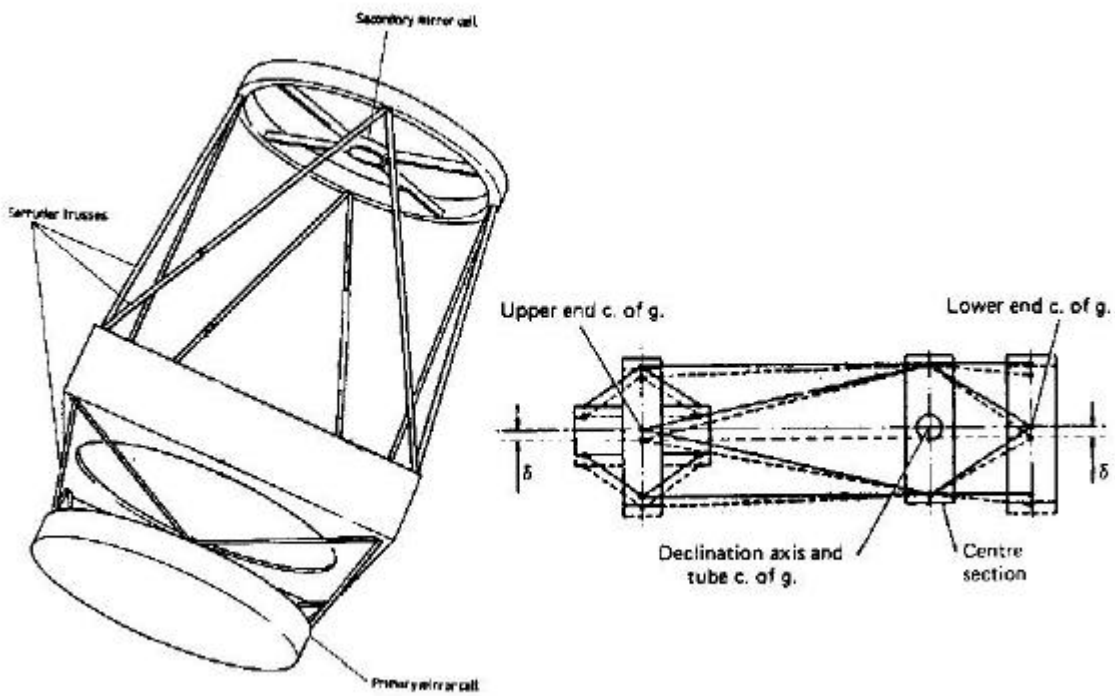


Fig. 6.15: Traliccio di Serrieur (sinistra) e sue deformazioni sotto l'azione della gravità

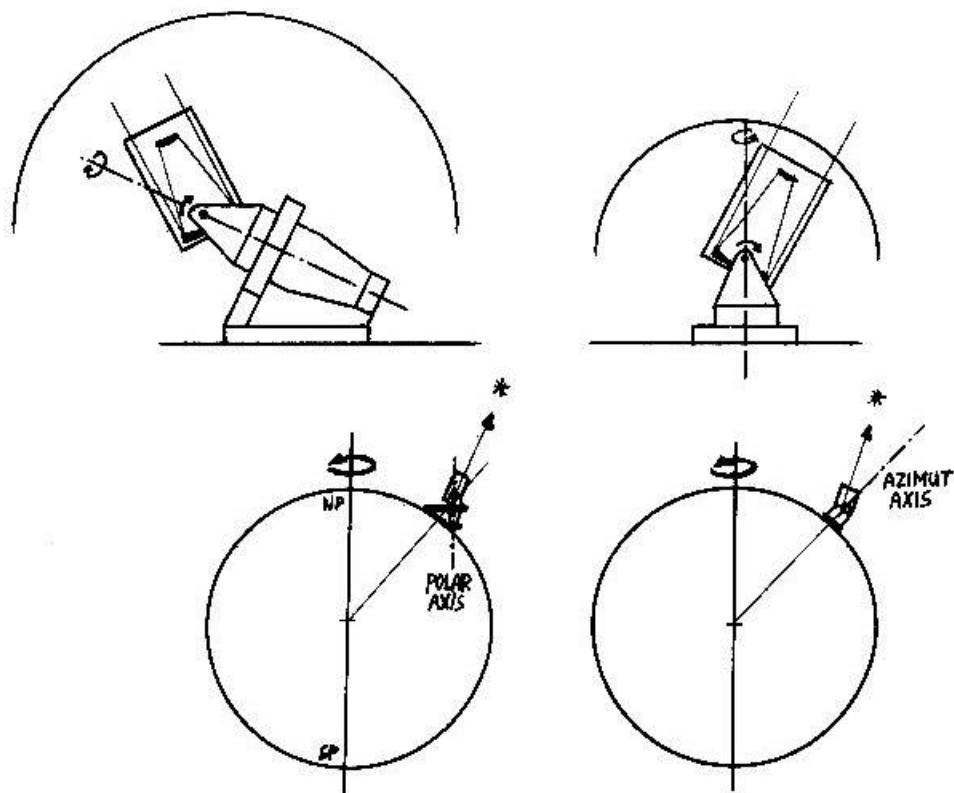


Fig. 6.16: Montatura equatoriale (sinistra) e altazimutale (destra) a confronto: è evidente la maggiore compattezza della seconda anche per quanto riguarda le dimensioni della cupola

D'altra parte si possono avere facilmente fuochi quasi stazionari che permettono l' uso di rivelatori pesanti o non inclinabili.

La possibilità di osservare sorgenti deboli e' vincolata alla possibilità di *inseguire* per lungo tempo la sorgente sotto studio, compensando accuratamente il movimento di rotazione terrestre, in modo da eseguire osservazioni con lunghi tempi di integrazione (anche molte ore). L' errore di inseguimento deve essere come minimo 10 volte inferiore al diametro del cerchio di minima confusione caratteristico del telescopio, quindi normalmente dell' ordine del decimo di secondo d' arco. I fattori limitanti sono le deformazioni gravitazionali e termiche e la rugosità dei cuscinetti di supporto degli assi. Un ulteriore effetto che discosta la direzione effettiva di puntamento da quella impostata e' la rifrazione atmosferica.

6.5 Tecnologie costruttive di telescopi ottici di grandi dimensioni

La moderna ricerca astronomica si basa sull' uso di telescopi di notevole diametro (dell' ordine di 4 m nel visibile, delle decine di metri nel millimetrico e radio) e di efficienti sistemi di detezione di fotoni.

Fin dal 1930 fu chiaro che per lo studio delle galassie piu' lontane erano necessari telescopi di grande diametro, e intorno alla fine degli anni '40 fu messo in operazione il telescopio da 5 m che porta il nome di Hale (monte Palomar), e che e' rimasto il piu' grande fino agli anni '70, quando fu inaugurato il telescopio da 6 m sovietico in Caucaso.

Parallelamente alla realizzazione di questi grandi telescopi riflettori, adatti all' osservazione di debolissime sorgenti di dimensioni limitate, si sono sviluppate altre tecniche complementari: telescopi Schmidt per surveys di ampie regioni di cielo (tipicamente con campi dell' ordine della decina di gradi), e telescopi della classe 4 metri piazzati nei siti con migliore seeing e minore luminosita' del cielo notturno (Canarie, Mauna Kea, La Silla, etc.). Tutti questi sono stati dotati negli ultimi 15 anni di sistemi a CCD, che hanno rappresentato una rivoluzione, ottenendo incredibili sensibilita' e rapidita' di acquisizione ed elaborazione dei dati.

Da tempo ci si e' resi conto che insormontabili problemi tecnologici ed economici impediscono la costruzione di telescopi convenzionali a singolo specchio molto piu' grandi di quelli attuali. Inoltre la turbolenza atmosferica ha celle di coerenza di dimensioni tipiche delle decine di cm: cio' vuol dire che con specchi piu' grandi di alcuni metri l' immagine sara' degradata significativamente. Questo argomento e' oggi obsoleto: in realta' esistono sofisticati metodi di analisi delle immagini (deconvoluzione, massima entropia) che possono ridurre notevolmente l' effetto della turbolenza atmosferica; anche le tecniche di acquisizione delle immagini sono oggi abbastanza veloci da permettere di utilizzare metodi come la speckle interferometry o l' ottica attiva per ottenere immagini al limite di diffrazione (si possono ottenere 20 milliarcsec a $0.5 \mu\text{m}$ con un primario da 5 m); c'e' poi la necessita' di grande area di raccolta nel caso della spettroscopia ad alta risoluzione, per la quale la qualita' dell' immagine e' poco importante. A completare il quadro va aggiunto l' altissimo costo e il rischio delle missioni spaziali: in conclusione la costruzione di telescopi ottici di grandi dimensioni e' oggi decisamente attiva.

Evidentemente la difficolta' costruttiva consiste nella costruzione di specchi di grandi dimensioni e grande accuratezza superficiale.

A questo proposito si distinguono due tipi di deformazioni: le deformazioni a scala medio-piccola (rugosità superficiale) e quelle a larga scala.

Le prime possono essere trattate in modo statistico. Ruze (1966) ha descritto le deformazioni dello specchio come l' insieme di un grande numero di celle, di dimensione tipica s , e fluttuanti in modo gaussiano rispetto alla superficie ideale, con deviazione standard σ_{rms} . L' effetto di queste deformazioni e' duplice. La luce non viene piu' concentrata completamente nel fuoco. Una frazione f della luce viene dispersa in un alone di dimensioni molto superiori a quelle determinate dalla diffrazione. Le dimensioni angolari dell' alone sono infatti dell' ordine di

$$\theta_a \cong \frac{\lambda}{s} \gg \frac{\lambda}{D} .$$

La frazione di luce dispersa nell' alone e' (per $s \ll \lambda$)

$$f \cong 1 - e^{-[(4\pi\sigma_{rms})/(\lambda)]} \cong \left[\frac{4\pi\sigma_{rms}}{\lambda} \right] \quad (6.31)$$

e l' efficienza del telescopio e'

$$E = 1 - f \cong e^{-[(4\pi\sigma_{rms})/(\lambda)]} \quad (6.32)$$

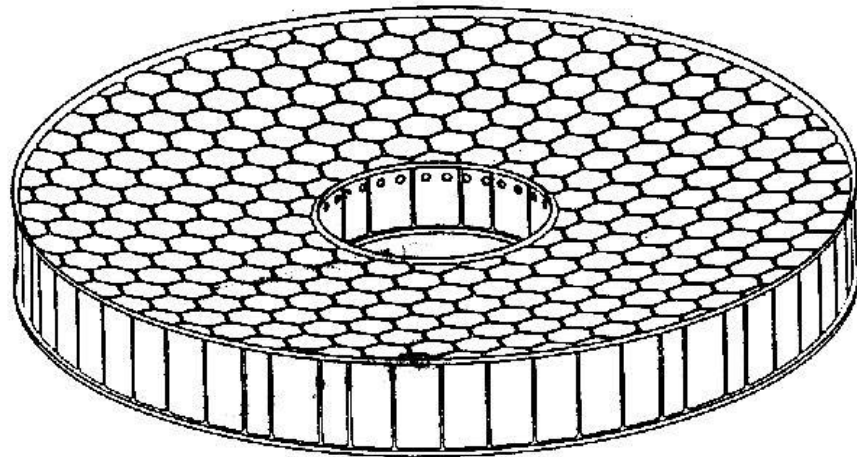
Per avere alta efficienza deve essere quindi $\sigma_{rms} \ll \lambda$. Se ad esempio si vuole ottenere una efficienza del 95 % nel visibile si deve contenere σ_{rms} entro $\lambda/55$, che corrisponde a 20 μm al millimetro e a 10 nm nel visibile . Questo richiede una notevolissima tecnologia di lavorazione delle superfici. Le deformazioni a larga scala coinvolgono invece problemi strutturali: si tratta di realizzare grandi strutture indeformabili entro minime frazioni della lunghezza d' onda. La principale fonte di deformazioni strutturali e' la gravita'. Il limite della tecnologia standard per la costruzione di grandi specchi in vetro e' esemplificato dallo specchio da 5 metri di monte Palomar. Per ottenere la rigidita' necessaria lo specchio e' realizzato in vetro di spessore di circa 1 metro, per un peso di circa 10 tonnellate. E' impensabile realizzare specchi piu' grandi senza innovazioni tecnologiche, a causa dell' enorme peso che dovrebbero avere.

La soluzione alternativa consiste nell' adozione della nuova tecnologia degli specchi a nido d' ape (honeycomb sandwich). Lo specchio e' costituito da due sottili superfici in vetro faccia superiore ed inferiore), unite da una rigidissima struttura a esagoni verticali ([fig.6.17](#)). Si puo' ottenere cosi' la stessa rigidezza dello specchio solido con un peso decisamente inferiore. Questa tecnologia e' stata adottata per realizzare i due specchi da 8 metri del telescopio Columbus: ciascuno di essi pesera' circa 14 tonnellate. Per ottenere la superficie superiore parabolica si realizza una forma complementare (ad esagoni pieni affacciati). Su questa si fa fondere il vetro (si preferiscono i borosilicati) all' interno di una fornace ruotante a velocita' costante. In questo modo la superficie superiore del vetro fuso si dispone in modo naturale come un paraboloide di rivoluzione. La fornace viene spenta e la rotazione mantenuta fino a completamento del raffreddamento e della solidificazione. La lavorazione e' quindi relativamente economica (non si deve 'scavare' una lastra piana di vetro) e si possono ottenere specchi molto curvi, e quindi focali relativamente corte. Questo permette di realizzare telescopi compatti e quindi facilita la realizzazione delle montature e delle cupole. Una volta costruito in questo modo lo specchio manterra' la sua forma senza bisogno di alcuna manutenzione o intervento esterno. In questo senso gli specchi a nido d' ape sono dei perfetti sostituti degli specchi classici, e rappresentano la tecnologia sostitutiva piu' semplice e conservatrice.

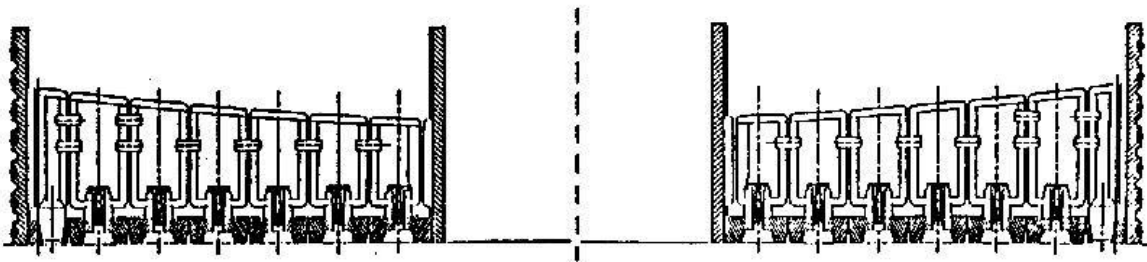
Ben piu' radicali sono altre tre nuove strategie: mosaici di specchi, specchi segmentati e specchi a menisco.

Il primo esempio di mosaico e' il Multi-mirror telescope (MMT) di Mount Hopkins: consiste in un mosaico esagonale di 6 specchi da 1.8 metri, con una linea di base di 6.9 m, montati su una unica struttura meccanica comune. L' apertura dell' MMT e' equivalente a quella di un telescopio a specchio singolo da 4.5 metri. I fasci dai singoli telescopi sono infatti diretti allo stesso piano focale. Si possono sia combinare in una singola immagine (con coerenza di fase e quindi risoluzione data dalla apertura totale) che focalizzare uno accanto all' altro sulla fenditura di uno spettrometro (con risoluzione corrispondente a quella del singolo specchio, ma energia raccolta pari alla somma su 6 specchi).

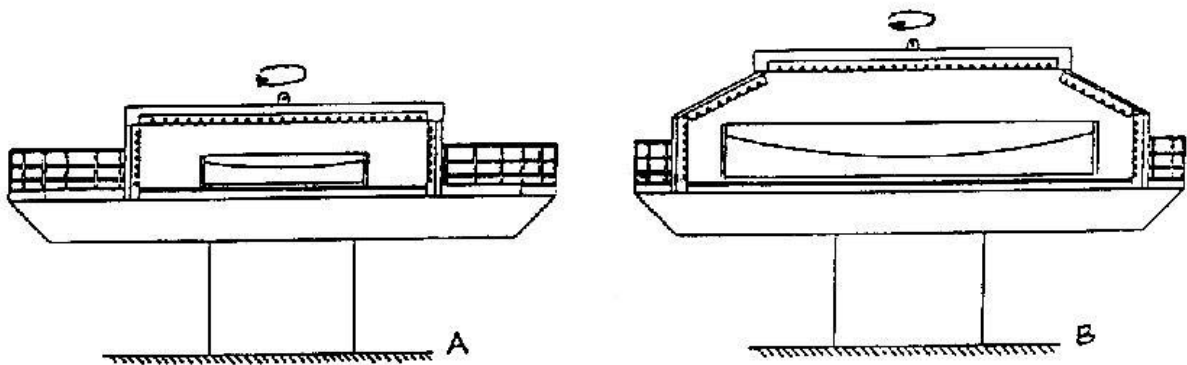
Fig. 6.17: Tecnologia di realizzazione di specchi a nido d'ape



Honeycomb sandwich design for the 3.5 meter $f/1.75$ mirror.



Radial cross section of the mold for the 3.5 meter casting. Hard refractory pieces are shown hatched, and the Inconel bands shown solid.



— (a) The present 6 meter furnace configuration, with the 3.5 meter mold.
(b) The 9 meter furnace configuration with an 8 meter mold.

Fig. 6.20: A sinistra schema a blocchi del funzionamento di NTT (New Tecnology Telescope). A destra, l'insieme degli attuatori che deformano lo specchio; sotto lo schema di uno degli attuatori.

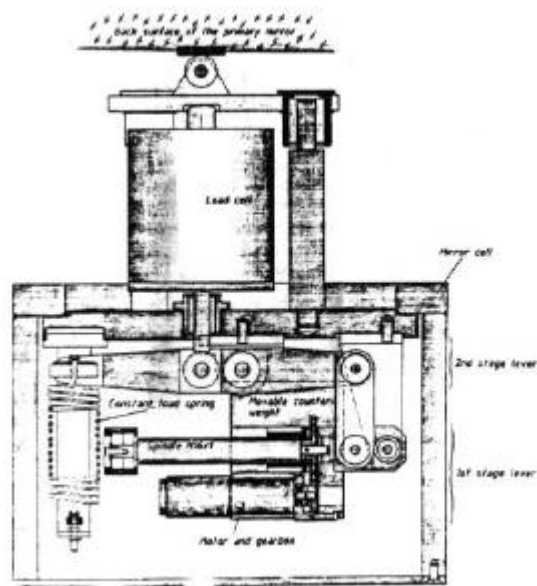
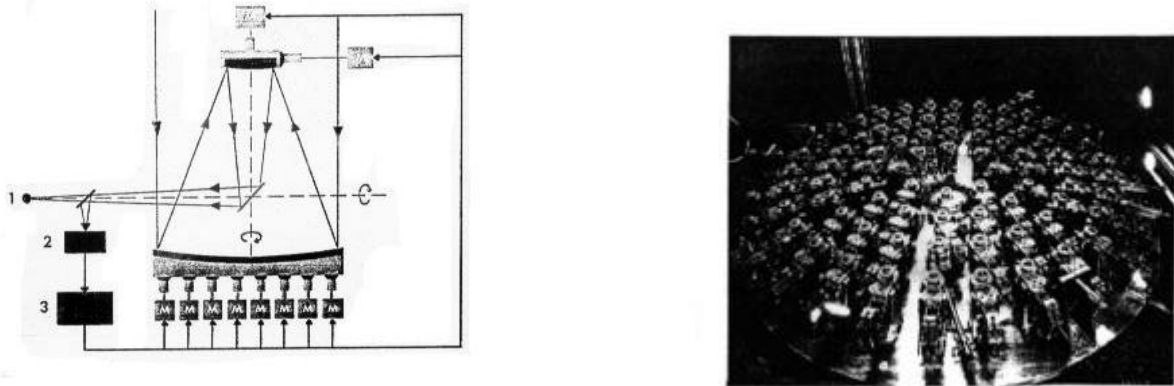
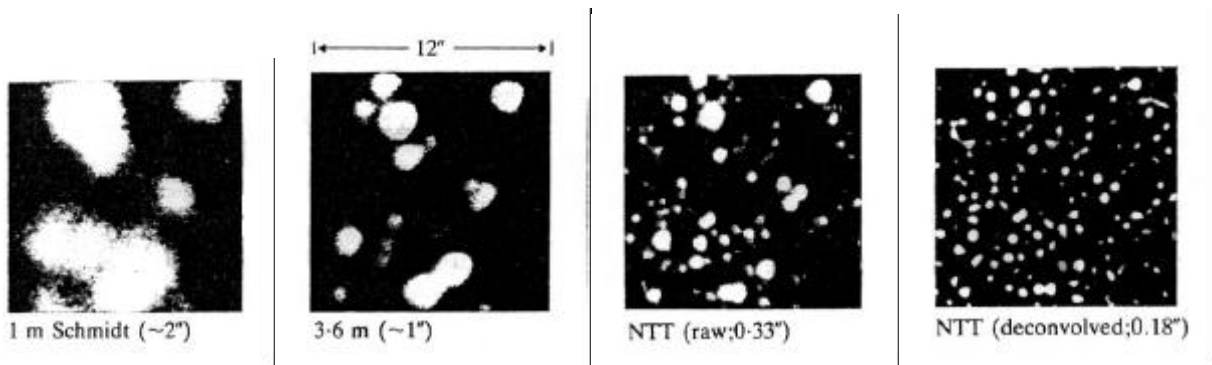


Fig. 6.21: Miglioramento di risoluzione ottenuto con NTT. Da sinistra a destra immagini dello stesso campo ottenute con uno Schmidt da 1m, con un telescopio convenzionale da 3.6m, con NTT (3.5m) senza elaborazione dati, con NTT con elaborazione (deconvoluzione)



Un esempio di specchio segmentato e' invece quello del telescopio Keck da 10 metri, composto da 36 segmenti esagonali. Ciascuno di questi e' un paraboloide fuori asse, sagomato in modo che il mosaico costituisca un paraboloide ideale. Questo approccio richiede un controllo attivo delle posizioni dei segmenti, per mantenere la forma dello specchio e la qualita' dell' immagine durante il movimento del telescopio. La difficolta' di questo approccio consiste nel maggior costo di fabbricazione dei paraboloidi fuori asse, e nella richiesta di un posizionamento a $\lambda/20$ o migliore per ciascuno dei segmenti.

Nel New Technology Telescope (NTT) dell' ESO si utilizza un singolo specchio da 3.5 m a menisco (spessore 19 mm, [fig.6.20](#)). La flessione dello specchio pero' puo' essere controllata e compensata grazie ad un sistema di attuatori lineari e sensori di posizione, posti sul supporto sotto lo specchio e comandati da un calcolatore. Si possono cosi' rilassare le tolleranze richieste per la costruzione degli specchi, grazie alla possibilita' di correzione fornita dagli attuatori. La velocita' di intervento degli attuatori (circa 1 s) e' tale da permettere anche la correzione delle deformazioni gravitazionali, termiche e delle aberrazioni introdotte dal decentramento del secondario durante l'inseguimento. In pratica un particolare sensore (detto di Shack-Hartmann) analizza l' immagine di una stella piuttosto brillante presente nel campo, evidenziando gli scostamenti dall' immagine ideale. Questa informazione e' elaborata da un computer che aziona gli attuatori in modo da minimizzare gli scostamenti, permettendo di ottenere immagini sempre al limite del seeing (ottica attiva). Un esempio del miglioramento di prestazioni ottenibile con questo metodo e' illustrato in [fig.6.21](#). La risoluzione finale e' addirittura leggermente inferiore al seeing misurato: questo vuol dire che le componenti piu' lente delle aberrazioni indotte dalla turbolenza atmosferica sono state corrette. La maggior parte delle aberrazioni introdotte dal seeing e' troppo veloce per poter essere corretta con questo sistema. I sistemi ad ottica *adattiva* invece sono costruiti utilizzando uno specchio terziario piano attivo vicino al piano focale. In questo modo lo specchio e' piccolo e sottile e si possono utilizzare attuatori piezoelettrici veloci. Si possono cosi' compensare in tempo reale le deformazioni del fronte d'onda introdotte dalla turbolenza atmosferica, il cui spettro di potenza decresce significativamente solo al di sopra di 100 Hz.

Il numero di attuatori deve essere superiore al numero di aree di coerenza nella pupilla di ingresso (di solito il primario) del telescopio. Per radiazione perturbata dalla turbolenza atmosferica, il raggio dell' area di coerenza spaziale (parametro di Fried) e' dato da

$$r_0(\lambda) = r_0(\lambda_0) \left[\frac{\lambda}{\lambda_0} \right]^{6/5} \quad (6.33)$$

con $\lambda_0 = 0.5 \mu\text{m}$ e $r_0(\lambda_0) \cong 10 \text{ cm}$. Evidentemente sul primario di un telescopio ottico da 3.5 m si troveranno $(D/r_0)^2 \sim 3000$ aree di coerenza indipendenti (e quindi saranno necessari almeno altrettanti attuatori). Invece a lunghezze d' onda maggiori (IR) la pupilla del telescopio (la pupilla d' ingresso) e' completamente coerente (ad es. $r_0 \sim 8 \text{ m}$ a $\lambda_0 = 20 \mu\text{m}$).

6.6 Telescopi Infrarossi e Millimetrici

Un discorso a parte meritano i telescopi progettati per lunghezze d'onda maggiori di quelle visibili, dall' infrarosso vicino al millimetrico. Lo sviluppo di rivelatori infrarossi e submillimetrici e' relativamente recente, e la cattiva trasparenza atmosferica in gran parte di questa regione spettrale ha rallentato notevolmente lo sviluppo di questa astronomia.

La maggiore lunghezza d' onda comporta la necessita' di realizzare grandi telescopi per ottenere risoluzioni angolari ragionevoli (l' ordine di grandezza della risoluzione angolare e' dato da $\theta = 1.22 \lambda/D$, dove D e' il diametro del telescopio: per ottenere una risoluzione angolare di 1 secondo d' arco e' necessario uno specchio con un diametro di 25 cm a $1 \mu\text{m}$ di lunghezza d' onda; di 2.5 m a $10 \mu\text{m}$ e di 25 m a $100 \mu\text{m}$. E' evidente che a lunghezze d' onda millimetriche non si possono ottenere risoluzioni confrontabili con quelle nel visibile, a meno di non utilizzare interferometri. Questi sono

innanzitutto intrinsecamente poco sensibili ed inoltre funzionano solo con rivelatori coerenti, ancora poco sensibili a lunghezze d'onda millimetriche.

Fortunatamente la maggiore lunghezza d'onda permette anche di utilizzare specchi con rugosità superficiale maggiore e precisione a larga scala inferiore rispetto al caso ottico ([formula 6.31](#)). I moderni telescopi millimetrici hanno diametri di alcune decine di metri: 15 m il SEST in Cile, con rugosità superficiale $60 \pm 80 \mu\text{m}$; 30 m l'IRAM di Pico Veleta, con rugosità superficiale $\sim 100 \mu\text{m}$ ([fig.6.22](#)). Il più grande radiotelescopio orientabile a singolo disco è il 100 m di Effelsberg, con un primario parabolico $f/0.3$ e rugosità superficiale inferiore a 1 mm. Il vero problema in questi casi è quello di realizzare queste enormi strutture senza che si deformino apprezzabilmente variando la direzione di puntamento rispetto al vettore gravità, e sotto l'azione del vento ed il riscaldamento del sole. Si utilizzano di solito pannelli che possono essere posizionati micrometricamente, supportati da una struttura omologa, leggera e robusta.

Nell'IR 'termico' ci si dovrà preoccupare di ridurre il più possibile il background radiativo prodotto dal telescopio: a temperatura ambiente, l'emissione termica è piccata a $10 \mu\text{m}$, e si deve quindi cercare di ridurre il più possibile l'emissività degli specchi e dei sostegni del secondario, che dovranno essere più sottili possibile. Sempre per ridurre il background, si devono inoltre evitare i normali sky baffles neri dei telescopi ottici, lasciando il telescopio completamente senza baffles. Il secondario è di solito sottodimensionato, in modo da evitare di far vedere al rivelatore il bordo del primario, altra sorgente di radiazione 'calda'. Un esempio di telescopio ottimizzato per l'infrarosso termico è l'UKIRT ([fig.6.23](#)).

Il problema ottico più importante in questi telescopi è un altro. A differenza del caso visibile, a queste lunghezze d'onda è presente una forte emissione di background dovuta sia allo specchio che all'atmosfera. Questa, a seconda delle lunghezze d'onda, può risultare alcuni ordini di grandezza maggiore del segnale di origine astrofisica da osservare. È chiaro che tale segnale può essere estratto da quello preponderante solo con tecniche particolari, la più comune delle quali è la modulazione angolare (vedi [paragrafo 3.5.2](#)). Questa tecnica, che ha avuto origine in radioastronomia, consiste nell'osservare alternativamente la sorgente ed una regione di riferimento angolarmente adiacente ma sostanzialmente disgiunta. L'osservazione alternata produrrà sul rivelatore un segnale alternato proporzionale alla differenza tra intensità della sorgente e intensità di riferimento, che può essere separato elettronicamente (utilizzando un amplificatore in AC) da quello continuo (e preponderante) dovuto al background locale. Un opportuno sistema di demodulazione sincrona (amplificatore lock-in) permette poi di misurare il livello del segnale alternato e di migliorare il rapporto segnale/rumore integrando per un tempo opportuno. Il successo di questo metodo dipende in gran parte dalla stabilità del background, e dalla tecnica con cui la modulazione spaziale viene realizzata. Si deve infatti aver cura che il sistema di modulazione non produca esso stesso un segnale spurio in fase con la modulazione, che sarebbe poi impossibile separare dal segnale astrofisico.

Tutti i telescopi infrarossi di tipo Cassegrain hanno utilizzato la tecnica del secondario oscillante per realizzare la modulazione spaziale: il secondario viene fatto oscillare tra due posizioni estreme, permettendo al rivelatore di osservare alternativamente due campi ben distinti (chopping). Il risultato dell'oscillazione del secondario è mostrato in [fig.6.24](#).

Altre tecniche non permettono prestazioni confrontabili per vari motivi: lo spostamento del telescopio tra le due aree (nodding) deve essere fatto per ovvii motivi con tempi relativamente lunghi (decine di secondi), e quindi non elimina i disturbi atmosferici, che sono particolarmente intensi a bassa frequenza. L'oscillazione del primario richiede evidentemente una enorme potenza ed introduce notevoli vibrazioni. L'oscillazione di un terziario piano, anche se usata a volte, introduce un notevole offset, mentre lo spostamento del rivelatore nel piano focale genera un importante segnale spurio di origine microfonica.

I problemi ottici da risolvere per ottenere una efficiente modulazione spaziale sono di vario tipo: è evidente che prima di tutto si deve poter fare oscillare il secondario senza introdurre aberrazioni notevoli.

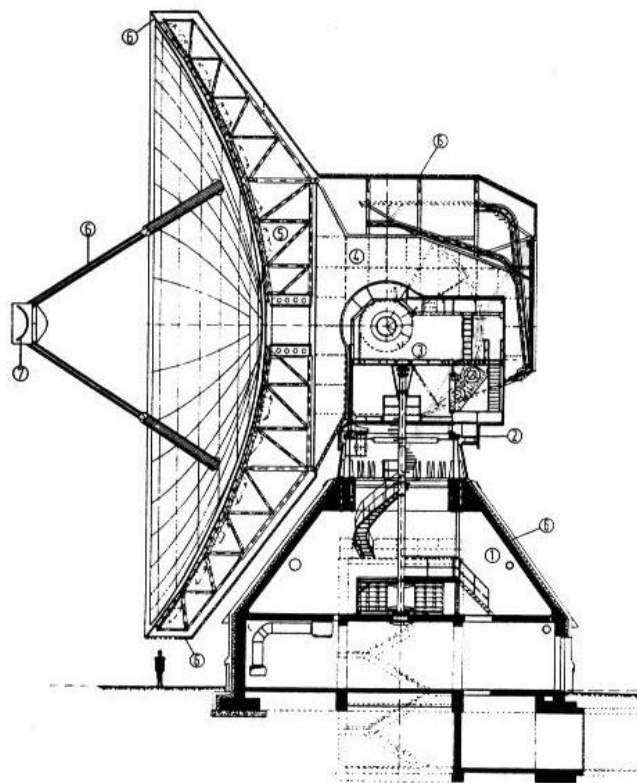


Fig. 6.22: Il telescopio millimetrico IRAM da 30 metri, installato a 2870 metri di quota sulla Sierra Nevada (Pico Veleta), ed operante a lunghezze d'onda maggiori di 0.8mm

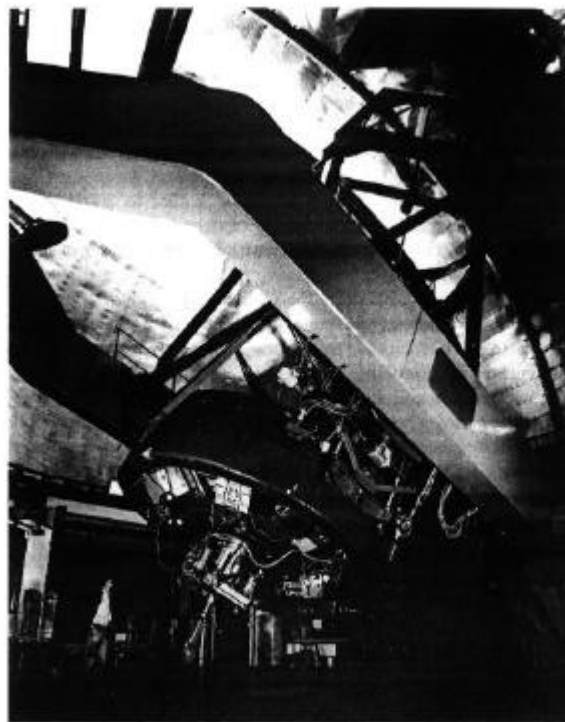


Fig. 6.23: Il telescopio millimetrico UKIRT da 4 metri installato a 4200m di quota a Muana Kea (Hawaii). E' evidente il piccolo secondario oscillante con supporti sottili, caratteristico dei telescopi ottimizzati per l'infrarosso termico, intorno a $10\ \mu\text{m}$

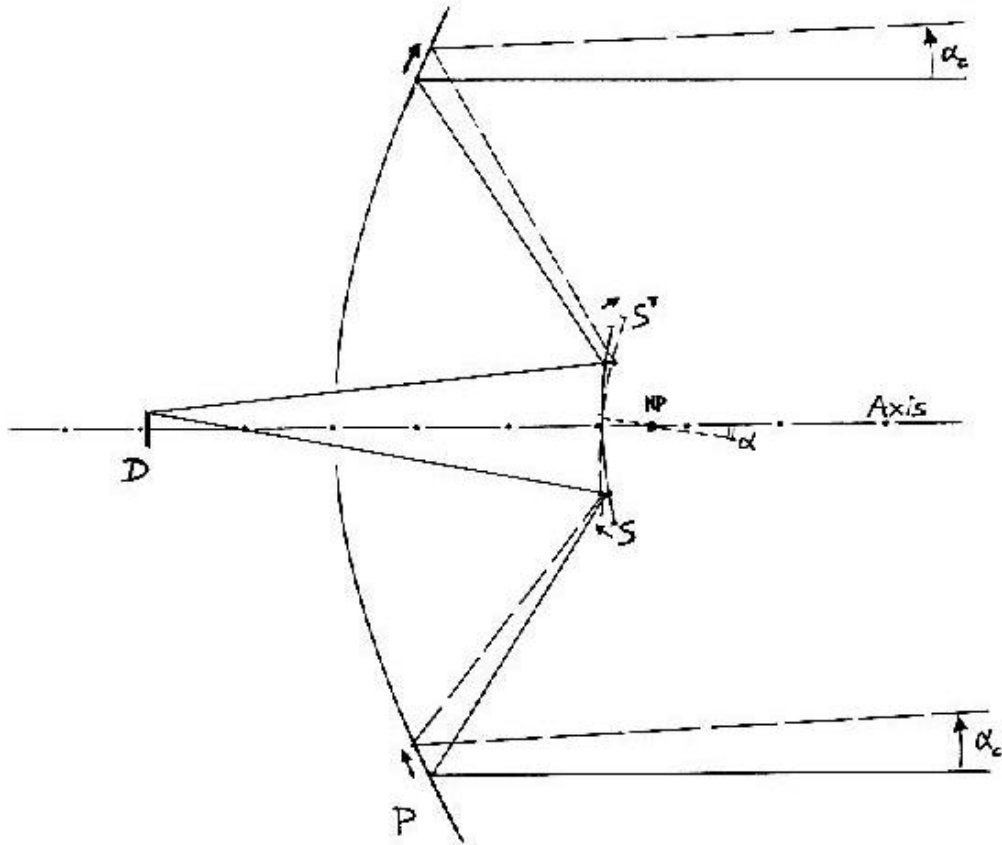


Fig. 6.24: Effetto dell'oscillazione del secondario in un telescopio infrarosso. A causa di una inclinazione α del secondario, lo stesso punto del rivelatore osserva una zona diversa del primario ed una direzione in cielo inclinata di α_c rispetto all'asse ottico (raggi tratteggiati). Sommando su tutti i punti del rivelatore, si osserva una zona di cielo distante α_c dalla zona in asse.

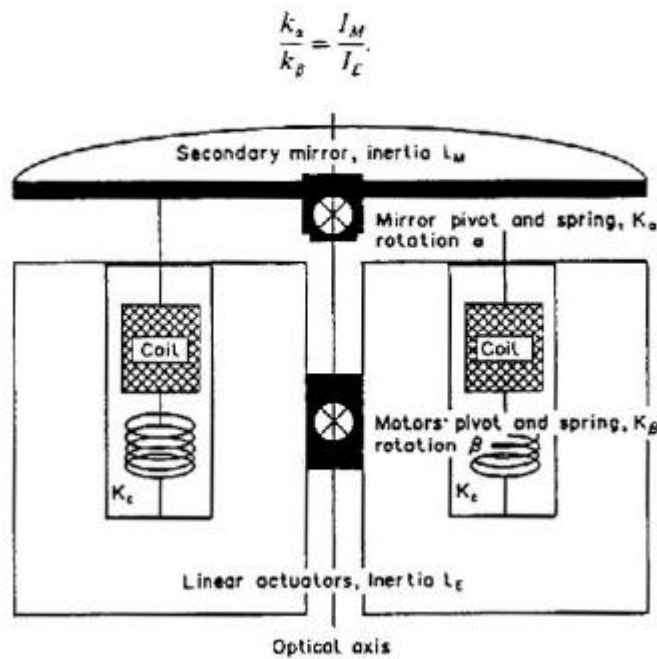


Fig. 6.25: Sistema elettromeccanico usato per far oscillare il secondario di un telescopio infrarosso. Si usano degli attuatori lineari a bobina mobile azionati in controfase

Vediamo cosa succede inclinando il secondario (per farlo oscillare). Una semplice rotazione intorno ad un asse perpendicolare all' asse ottico e passante per il vertice produrrebbe notevoli aberrazioni. Fortunatamente per ogni telescopio esiste una combinazione di rotazione (α) e decentramento (l) del secondario che non introduce coma (sempre al terzo ordine): questa e' data da

$$\alpha = - \frac{l}{R_2} \left[1 - K_2 \left(\frac{m-1}{m+1} \right) \right] \quad (6.34)$$

e corrisponde ad una rotazione intorno ad un asse perpendicolare all' asse ottico ma arretrato dietro al secondario. L' intersezione di tale asse di rotazione con l'asse ottico e' detta Punto Neutrale. Per il Cassegrain Classico e' semplicemente $\alpha = - l / s_2$, cioe' il Punto Neutrale coincide con il fuoco del primario. Per il Cassegrain Aplanatico

$$\alpha = - \frac{l}{s_2} \left[1 + \frac{1}{(m-\beta)(m-1)} \right] \quad (6.35)$$

cioe' il Punto Neutrale si trova tra il fuoco del primario ed il vertice del secondario. I risultati analitici (6.34) e (6.35) danno una configurazione di partenza, che viene poi introdotta in un codice di ottimizzazione ottica (Sigma, Code V, ACCOS V ...) per trovare la configurazione finale. Qui entrano in gioco elementi diversi: il piu' importante e' l' ampiezza di modulazione necessaria in cielo α_c e la sua relazione con la ampiezza di modulazione del secondario α . Un altro, fondamentale, sono le dimensioni del sistema di rivelatori nel piano focale: queste definiscono il diametro del campo di vista dello strumento, e quindi α_c , che deve essere maggiore del campo di vista. Uno degli effetti dell' arretrare l' asse di oscillazione dal vertice del secondario al Punto Neutrale e' quello di diminuire il rapporto α_c / α , costringendo ad aumentare la ampiezza di modulazione del secondario; questo crea un problema di potenza meccanica necessaria per l' oscillazione (che di solito ha forma trapezoidale) e di aumento delle vibrazioni trasmesse alla struttura e quindi ai rivelatori. Questo problema e' gia' esasperato dal fatto che l' arretramento dell' asse di oscillazione comporta un notevole aumento del momento di inerzia del secondario oscillante e quindi di nuovo un aumento della potenza meccanica necessaria e del livello di vibrazioni. Un sistema meccanico che permette notevoli oscillazioni con basso livello di vibrazioni e' quello a motori controruotanti, che e' stato adottato in molti telescopi infrarossi (TIRGO, JCMT, IRAM 30m, ARGO, TIR, MITO ...): in pratica si utilizzano una coppia di vibratori elettromeccanici a bobina mobile e delle lamelle flessibili per trasferire l' oscillazione allo specchio secondario. I motori, con notevole massa e momento di inerzia, sono liberi di controruotare imprimendo l' oscillazione allo specchio secondario (fig.6.25). Con una opportuna scelta dei momenti di inerzia e delle costanti elastiche di richiamo, si puo' arrivare ad una situazione in cui i momenti dei motori e dello specchio si annullano tra loro, ed il momento trasferito alla struttura di supporto e' nullo, anche nel caso di oscillazione trapezoidale con buon duty cycle. Si minimizzano cosi' le vibrazioni che potrebbero generare rumore microfonic nel rivelatore.

L' altra esigenza evidente e' quella di costruire secondari leggeri, in modo da limitare le vibrazioni residue e l' energia dell' oscillazione. Buoni risultati si stanno ottenendo in questo settore utilizzando specchi in fibra di carbonio metallizzata superficialmente.

Riferimenti capitolo 6

Schroeder D.J., 1987, *Astronomical Optics*, Academic Press, San Diego.
 Ruze J., 1966, *Proc. IEEE*, **54**, 633.