

DISPENSE DI MISURE OTTICHE

A cura di
Filippo Nobili

Supervisione di
Nicola Masetti

A.A. 2004/'05

Versione 1.0 (23/11/2005)

INDICE

1. CENNI DI OTTICA	5
1.1. Ottica geometrica	5
1.2. Descrizione ondulatoria	5
1.3. Principio di Fermat	5
1.4. Leggi di riflessione e rifrazione	6
2. IL TELESCOPIO	7
2.1. Sistemi di specchi	7
2.1.1. Sistema Newtoniano	8
2.1.2. Sistema Cassegrain	8
2.1.3. Sistema Gregoriano	9
2.1.4. Sistema Dall-Kirkham	9
2.1.5. Sistema Schmidt	9
2.1.6. Sistema Maksutov	9
2.1.7. Sistema Coudé	9
2.1.8. Sistema Ritchey-Chrétien	10
2.2. Montature	10
2.2.1. Montatura equatoriale	10
2.2.2. Montatura altazimutale	10
2.3. Osservatori astronomici	11
2.4. Aberrazioni	13
2.4.1. Aberrazione cromatica	13
2.4.2. Aberrazione d'onda	14
2.4.3. Aberrazione sferica	14
2.4.4. Curvatura di campo	15
2.4.5. Aberrazione di coma	15
2.4.6. Astigmatismo	16
2.4.7. Distorsione	16
3. RIVELATORI	17
3.1. La lastra fotografica	17
3.2. Il Charge-Coupled Device (CCD)	18
3.3. FWHM di un'immagine	20
3.4. Concetto di <i>seeing</i>	22
3.5. Raffreddamento del CCD	22
3.6. Bias	22
3.7. Flat Field	23
3.8. Il <i>fringing</i>	25
3.9. Correzione delle immagini scientifiche	25
3.10. Saturazione, <i>blooming</i> e <i>bleeding</i>	25
3.11. Fotomoltiplicatori e fototubi	26

4. FOTOMETRIA	28
4.1. Fotometria d'apertura	28
4.2. PSF fitting	28
4.3. Rapporto segnale-rumore	28
4.4. Determinazione della magnitudine di un oggetto	29
5. SPETTROSCOPIA	31
5.1. Strumenti	31
5.1.1. Prisma e prisma obiettivo	31
5.1.2. Il reticolo	32
5.1.3. Il grism	32
5.2. L'osservazione spettroscopica	33
5.3. Calibrazione di uno spettro	34
5.4. Rapporto S/N in uno spettro	35
5.5. Dispersione spettrale	36
5.5. Spettrografi <i>échelle</i>	37
6. APPLICAZIONI	38
6.1. Temperatura e composizione chimica di una stella	38
6.2. Lo spostamento delle righe spettrali	38
6.3. Stelle variabili come misuratori di distanza	40
6.4. Il diagramma Hertzsprung-Russell	41

1. CENNI DI OTTICA

La propagazione delle onde elettromagnetiche, ed in particolare dei fotoni ottici, può essere descritta mediante tre diversi procedimenti. Essi sono brevemente illustrati qui di seguito.

1.1. Ottica geometrica

La luce è in questo caso descritta come insieme di raggi con traiettoria lineare che subiscono deviazioni quando attraversano le lenti o vengono riflessi dagli specchi.

Questo metodo descrive perfettamente la propagazione dei raggi, ma si perde la natura ondulatoria della luce.

1.2. Descrizione ondulatoria

In termini quantistici, essa si basa matematicamente sul concetto di funzione d'onda, secondo il quale

$$\nabla^2 \Psi = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}, \quad (1.1)$$

in cui Ψ rappresenta la funzione d'onda e v è la velocità di propagazione. Questo principio mantiene l'informazione della natura ondulatoria della luce descrivendo nel tempo la propagazione dell'onda.

In termini più semplici e intuitivi, si utilizza il principio di Huygens, secondo il quale tutti i punti del fronte d'onda vengono infatti considerati come sorgenti secondarie in grado di emettere onde sferiche che si ampliano con il tempo (Fig. 1.1). Dopo un intervallo Δt il nuovo fronte è l'involuppo delle onde sferiche generate dai punti del fronte d'onda "vecchio".

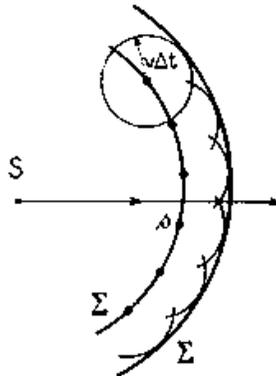


Figura 1.1 – Propagazione di un'onda secondo il principio di Huygens

1.3. Principio di Fermat

Secondo questo principio, **il percorso seguito dalla luce per passare da un punto ad un altro è quello più breve, ossia quello per cui impiega il minor tempo.**

Il cammino ottico l può essere descritto come somma di cammini all'interno di vari mezzi con indice di rifrazione n_i (legato alla velocità di propagazione della luce nel mezzo, e quindi alla densità di quest'ultimo).

Il cammino ottico totale sarà quindi dato dall'espressione

$$l = l_1 n_1 + l_2 n_2 + \dots + l_k n_k \quad (1.2)$$

ed il corrispondente tempo impiegato dall'onda per propagarsi sarà

$$t = \frac{l}{c} = \frac{l_1}{v_1} + \frac{l_2}{v_2} + \dots + \frac{l_k}{v_k} \quad (1.3)$$

dove v_k è la velocità della luce nel mezzo k-esimo.

1.4. Leggi di riflessione e rifrazione

Riprendendo la descrizione della propagazione della luce, vista in Sez. 1.1, secondo l'ottica geometrica, abbiamo che, dati due mezzi a contatto ed aventi indici di rifrazione diversi n_1 ed n_2 , un raggio di luce incidente sulla superficie divisoria tra questi due mezzi subisce una riflessione ed una rifrazione secondo le seguenti leggi, dette leggi di Snellius-Cartesio (Fig. 1.2):

- 1) raggi incidente, riflesso e rifratto, nonché le normali alla superficie divisoria da essi individuate, appartengono ad un unico piano;
- 2) l'angolo θ_3 formato dal raggio riflesso con la normale alla superficie divisoria è uguale all'angolo θ_1 fra la normale ed il raggio incidente;
- 3) il rapporto fra i seni degli angoli d'incidenza θ_1 e di rifrazione θ_2 è pari all'inverso del rapporto fra gli indici di rifrazione n_1 ed n_2 , ovvero

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.4)$$

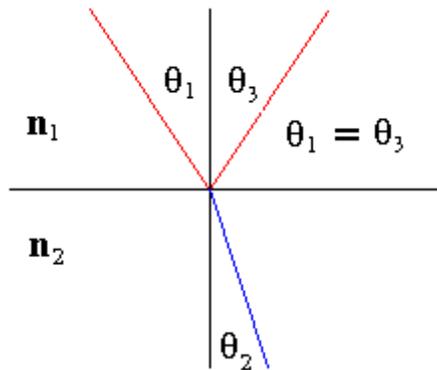


Figura 1.2 – Rappresentazione schematica delle leggi di riflessione e rifrazione

Quest'ultima legge ha come corollario il fatto che, se il raggio passa da un mezzo a più alto indice di rifrazione ad uno ad indice più basso (cioè $n_1 > n_2$, e quindi $\theta_1 < \theta_2$), esiste un arco di valori per gli angoli del raggio incidente tale per cui non esiste il raggio rifratto. In questo caso, si parla di riflessione totale del raggio incidente.

2. IL TELESCOPIO

2.1. Sistemi di specchi

Nei telescopi si utilizzano due diversi sistemi per concentrare la luce:

- sistemi a rifrazione (lenti);
- sistemi a riflessione (specchi).

I sistemi a riflessione sono privilegiati nel loro impiego perché gli specchi, rispetto alle lenti:

- sono molto più facili da produrre e lavorare e risulta quindi più semplice ed economico ottenere specchi grandi rispetto a lenti grandi;
- hanno un minor peso a parità di dimensione e perciò subiscono una torsione minore dovuta appunto al proprio peso durante il puntamento del telescopio;
- hanno un'efficienza maggiore in quanto riflettono quasi la totalità della luce incidente mentre, quando un fascio di luce attraversa una lente, buona parte di esso viene assorbito dalla lente stessa.

Specchi molto grandi sono comunque pesanti (anche se più leggeri di una lente di dimensioni equivalenti). Per ovviare a questo problema si usano a volte specchi più piccoli, uniti in una struttura a nido d'ape, che focalizzano la luce in modo equivalente ad uno specchio intero di dimensioni analoghe.

Un esempio è il Multi Mirror Telescope (MMT, in Fig. 2.1), che con questo sistema ottiene un risultato equivalente ad un unico specchio di 6.9 metri, o i telescopi Keck (uno di essi è riportato in Fig. 2.2), costituiti da specchi di 1.7 metri di diametro e in grado di costituire una superficie equivalente ad uno specchio di 10 metri.

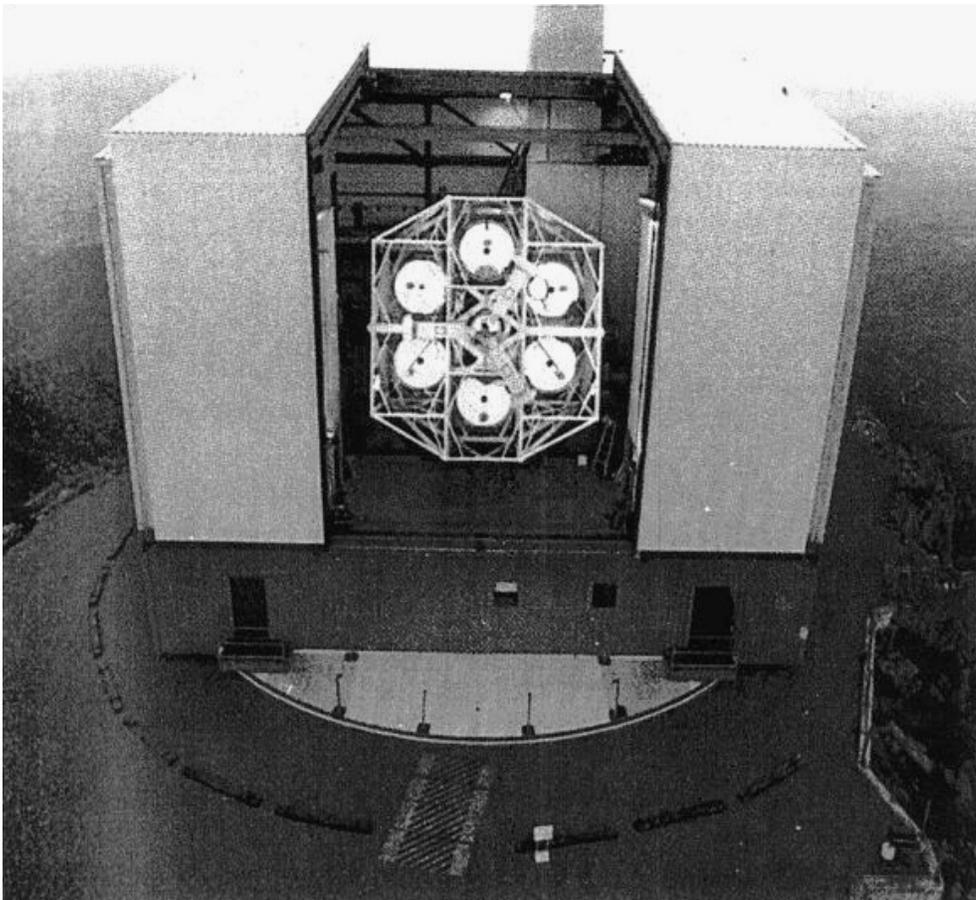


Figura 2.1 - Il Multi Mirror Telescope (Arizona, USA)

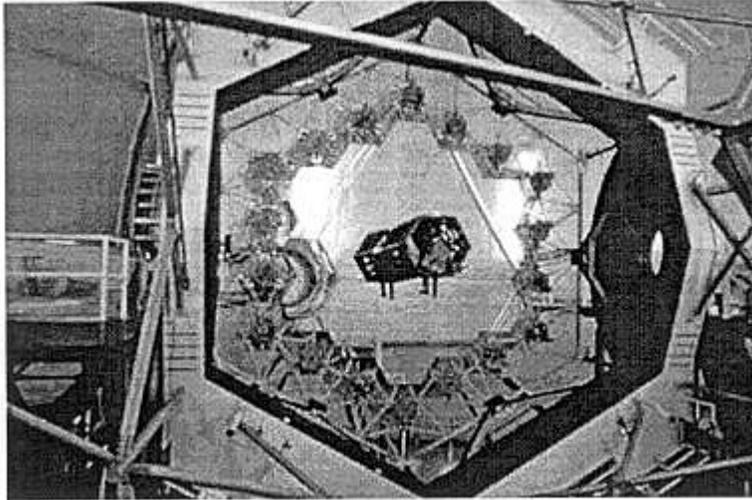


Figura 2.2 – Dettaglio della struttura a nido d'ape degli specchio primario di uno dei telescopi Keck (Hawaii, USA)

Il posizionamento dell'immagine (e quindi degli specchi) deve avere una precisione dell'ordine di 10^{-6} metri per evitare problemi di aberrazione d'onda nell'immagine (vd. Sez. 2.4.2).

Per contrastare la naturale distorsione degli specchi dovuta al loro peso si usa un sistema di martinetti collocati alla base dello specchio e chiamato sistema di ottica adattiva. Tale sistema, gestito attraverso un computer, interviene nella correzione delle immagini qualora fossero distorte, mosse, vibranti o sfocate a causa di effetti prodotti dalla turbolenza dell'atmosfera.

In un telescopio, si definisce primario lo specchio più grande e sul quale avviene la prima riflessione, e secondario quello, più piccolo, su cui avviene la seconda. Lo specchio secondario produce un'ombra (otturazione) sul primario ben visibile mettendo fuori fuoco l'immagine di un oggetto puntiforme, ad esempio una stella. Si definisce quindi coefficiente di otturazione lineare il rapporto tra i diametri degli specchi secondario e primario.

In generale gli specchi possono essere sferici, ellittici, iperbolici e parabolici, cioè superfici a forma di conica di rotazione. La loro combinazione porta ai seguenti sistemi ottici.

2.1.1. Sistema Newtoniano

Questo sistema (Fig. 2.3) prevede uno specchio primario parabolico ed uno secondario piano che sposta il fascio di luce incidente di 90° rispetto all'asse centrale di simmetria del telescopio (chiamato asse ottico). Questo sistema presenta problemi nella corretta focalizzazione degli oggetti distanti dall'asse ottico.

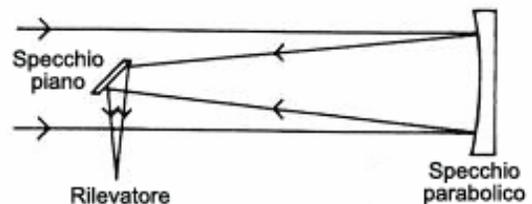


Figura 2.3 – Sistema Newtoniano

2.1.2. Sistema Cassegrain

La configurazione Cassegrain (Fig. 2.4) è formata da uno specchio primario parabolico forato ed uno secondario iperbolico che riflette il fascio verso il primario e lo fa uscire dal foro, dove si colloca il rivelatore o l'oculare.

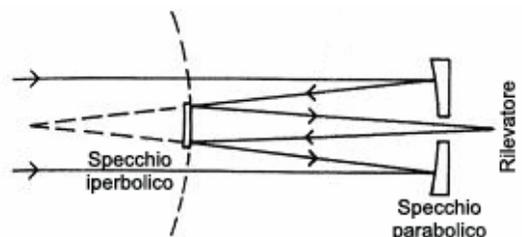


Figura 2.4 – Sistema Cassegrain

2.1.3. Sistema Gregoriano

È composto da uno specchio primario parabolico forato e da uno secondario ellittico che dirige l'immagine all'interno del foro nel primario (Fig. 2.5). Non ebbe molto successo perché gli specchi ellittici sono di difficile lavorazione.

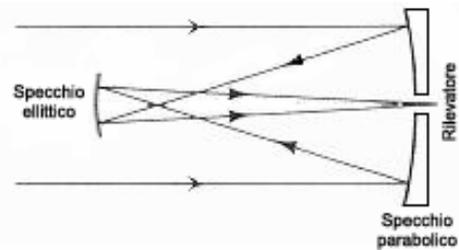


Figura 2.5 – Sistema Gregoriano

2.1.4. Sistema Dall-Kirkham

Questo sistema (Fig. 2.6) è utilizzato non per i telescopi ottici ma per i radiotelescopi e per i telescopi ad onde millimetriche o sub-millimetriche. Questo perché specchi sferici ed ellittici sono complessi da costruire e, per ragioni di aberrazione d'onda (vd. Sez. 2.4.2), più la lunghezza dell'onda è grande, meno risulta importante la precisione dello specchio.

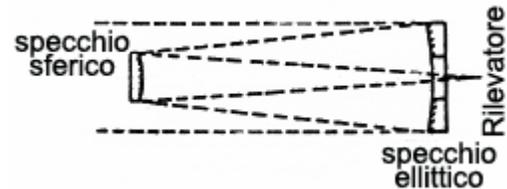


Figura 2.6 – Sistema Dall-Kirkham

2.1.5. Sistema Schmidt

Tale sistema (Fig. 2.7) prevede l'inserimento di una lente correttiva davanti allo specchio primario sferico. La lente correttiva è più spessa al centro rispetto ai lati: in questo modo si ottiene una focalizzazione corretta non solo dei raggi parassiali, ovvero quelli prossimi all'asse ottico, ma anche di quelli posti nelle parti periferiche del campo di osservazione. L'immagine risulta però focalizzata non su di un piano, bensì su di una superficie sferica.

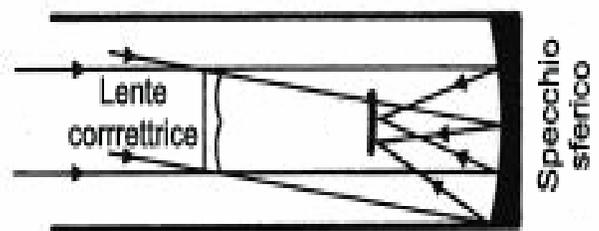


Figura 2.7 – Sistema Schmidt

2.1.6. Sistema Maksutov

È composto da uno specchio sferico e da una lente correttiva che funge anche da specchio secondario avendo una parte della faccia interna alluminata (Fig. 2.8). Permette la corretta messa a fuoco anche di oggetti distanti dall'asse ottico.

Lenti correttive molto grandi sono soggette a forti torsioni. Si usa quindi solo su telescopi con aperture non superiori al metro di diametro.

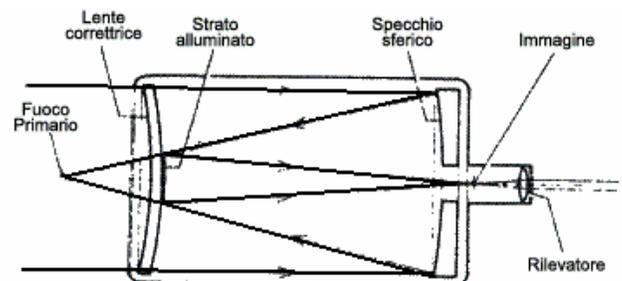


Figura 2.8 – Sistema Maksutov

2.1.7. Sistema Coudé

È composto da varie superfici riflettenti (Fig. 2.9) e, poiché ad ogni riflessione si perde un po' dell'intensità della luce incidente, viene utilizzato per l'osservazione di oggetti molto brillanti.

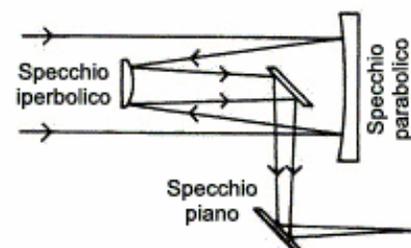


Figura 2.9 – Sistema Coudé

2.1.8. Sistema Ritchey-Chrétien

Questo sistema, simile al Cassegrain (Sez. 2.1.2), consiste in due superfici riflettenti di rotazione del 4° ordine, quindi più complesse delle normali superfici in forma di conica di rotazione normalmente utilizzate. Questa complessità nella forma però permette di eliminare praticamente ogni tipo di aberrazione (vd. Sez. 2.4).

2.2. Montature

2.2.1. Montatura equatoriale

In questo tipo di montatura (alcuni esempi sono riportati in Fig. 2.10), uno dei due assi del telescopio, l'asse polare, è disposto parallelamente all'asse di rotazione terrestre (quindi nella direzione della stella polare). Perpendicolare a questo si trova l'asse di declinazione. In questo modo si può seguire un oggetto durante il suo moto apparente semplicemente controruotando il telescopio attorno all'asse polare con velocità angolare ω pari a quella della rotazione della Terra.

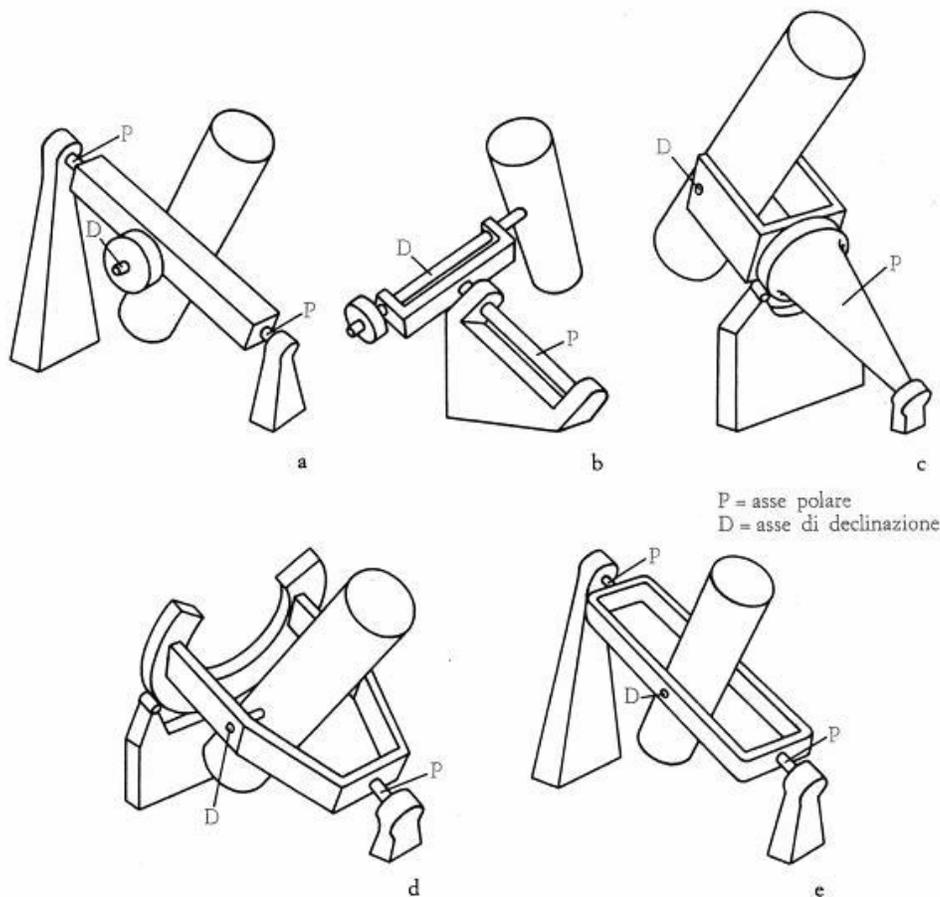


Figura 2.10 – *Diversi tipi di montatura equatoriale: a. assi incrociati, b. tedesca, c. forcella, d. ferro di cavallo, e. inglese*

2.2.2. Montatura altazimutale

Questo tipo di montatura (Fig. 2.11) permette di ruotare il telescopio attorno all'asse di azimut (ossia quello coincidente con la verticale del luogo di osservazione) e di modificare il puntamento in altezza. Per il corretto puntamento ed inseguimento degli oggetti con questa montatura è

necessario l'utilizzo di software specifici in grado di correggere in tempo reale il puntamento del telescopio. Uno dei vantaggi dati dalla montatura altazimutale è quello di essere soggetto a torsioni meno pesanti rispetto a quella equatoriale; inoltre, nel caso altazimutale, la struttura della cupola del telescopio è molto più compatta: qui, infatti, il telescopio si muove solo in senso verticale poiché è tutta la struttura a ruotare. Con questo tipo di montatura, gli strumenti si trovano nei fuochi laterali (detti fuochi Nasmyth). Per mantenere la corretta orientazione dello strumento montato sul telescopio, occorre utilizzare un derotatore installato nel fuoco del telescopio stesso, dato che in caso di montatura altazimutale il campo osservato ruota su se stesso durante l'osservazione.

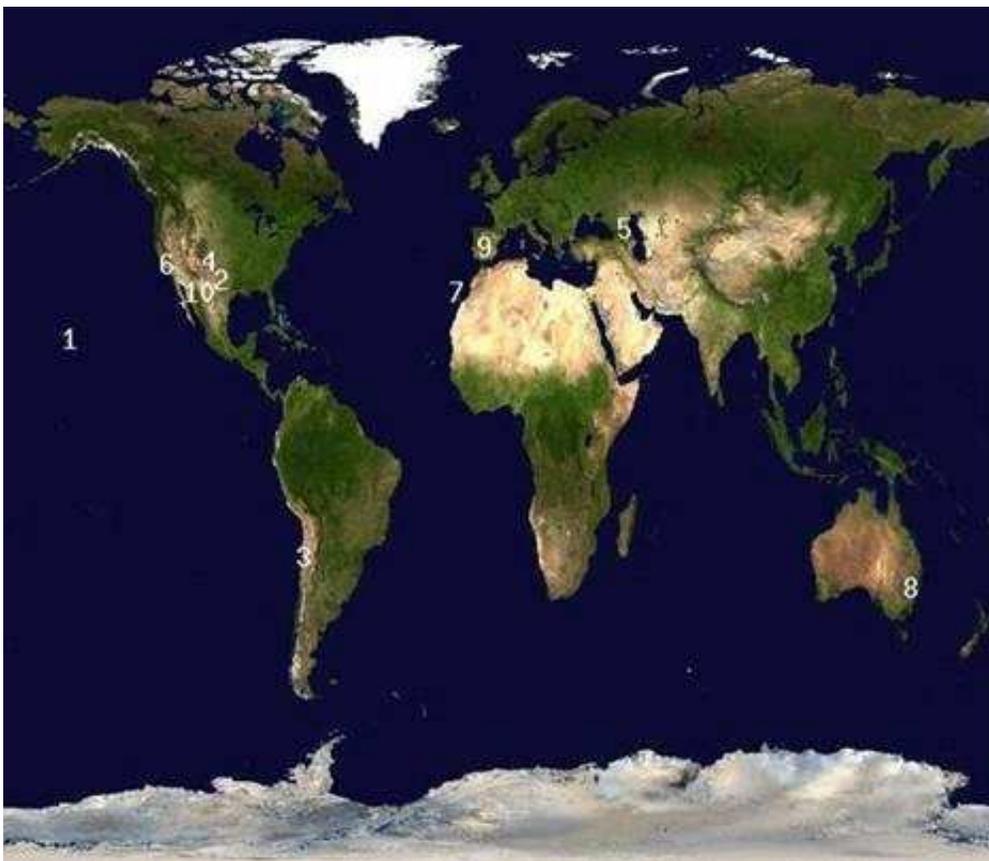


Figura 2.11 – Montatura altazimutale del Telescopio Nazionale Galileo (diametro: 3.58 metri)

2.3. Osservatori astronomici

I luoghi in cui si predilige costruire gli osservatori sono zone desertiche o semi desertiche, come lungo i tropici, e preferibilmente su montagne in modo da rimanere al di sopra delle nubi e della foschia (Figg. 2.12 e 2.13). In quest'ultimo caso si preferiscono catene montuose a pochi chilometri dall'oceano in modo da avere un clima più secco (si pensi, ad esempio, alla parte cilena della Cordigliera delle Ande in America del Sud).

Inoltre gli osservatori sono sempre situati lontano dai centri abitati, in modo da evitare il disturbo dell'inquinamento luminoso che limita la possibilità di effettuare osservazioni profonde (Fig. 2.14).



1. Keck, Subaru, Gemini N, UKIRT, CFHT, IRTF
2. HET
3. ESO, Magellan, Gemini S, CTIO
4. MMT, NOAO
5. BTA
6. Mt. Palomar
7. Canarie
8. AAT
9. CAHA
10. APO, **LBT**

Figura 2.12 – Collocazione geografica dei principali telescopi nel mondo



LEGENDA:

1. Asiago
2. Loiano
3. TIRGO (chiuso)
4. Campo Imperatore
5. Coloti
6. Teramo
7. Merate
8. Catania
9. Pino Torinese
10. Toppo

Figura 2.13 – Collocazione geografica dei principali telescopi in Italia

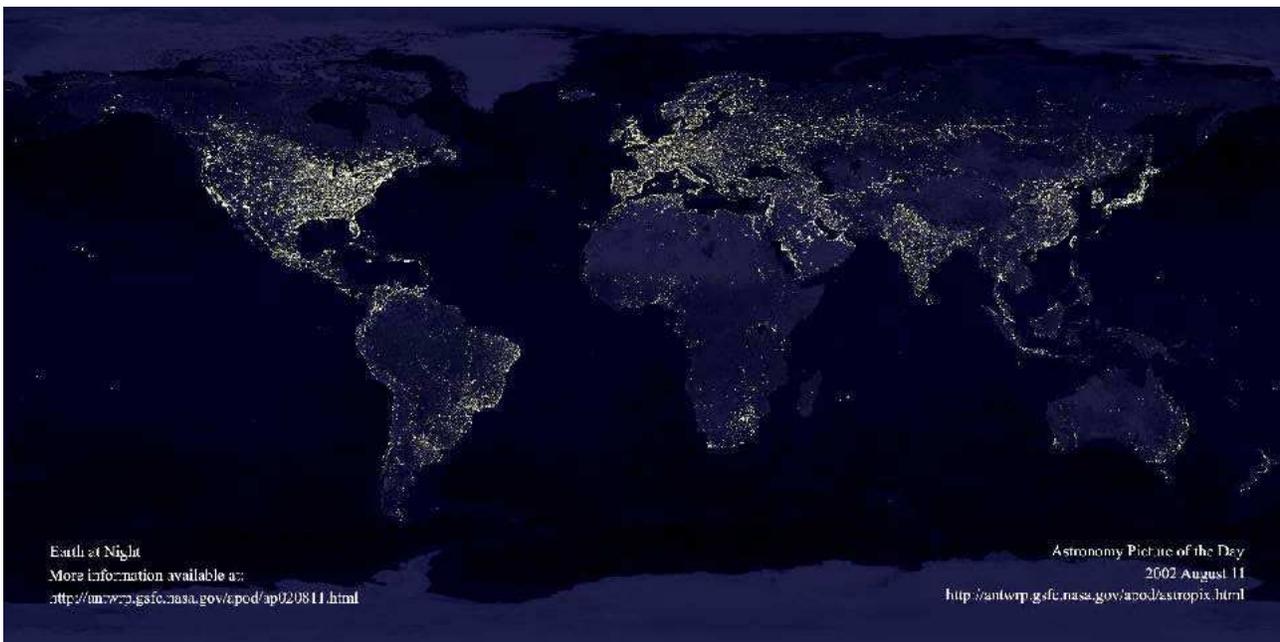


Figura 2.14 – Distribuzione geografica della luminosità artificiale sulla Terra

2.4. Aberrazioni

Le aberrazioni a cui sono soggette le immagini dei telescopi sono essenzialmente di due tipi.

- Aberrazione cromatica: dipende dalla lunghezza d'onda ed è legata alla rifrazione. Si verifica quindi esclusivamente nei sistemi contenenti lenti.
- Aberrazione acromatica (o geometrica): si presenta nella maniera in cui la luce viene geometricamente propagata. Non dipende dalla lunghezza d'onda ed è connessa ai sistemi a riflessione. Le aberrazioni acromatiche possono essere dei seguenti tipi:
 - d'onda;
 - sferica;
 - curvatura di campo;
 - coma;
 - astigmatismo;
 - distorsione.

Si definisce cerchio di minima confusione il cerchio di raggio minimo posto sul piano focale ed all'interno del quale viene a formarsi l'immagine aberrata di un oggetto puntiforme (Fig. 2.15).

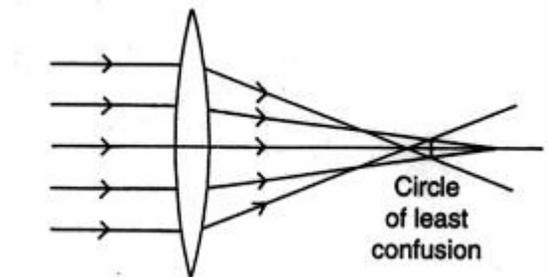


Figura 2.15 – Cerchio di minima confusione

2.4.1. Aberrazione cromatica

Dato che l'indice di rifrazione n di un materiale (la lente in questo caso) dipende dalla lunghezza d'onda λ , il raggio luminoso che attraversa la lente viene deviato di un angolo che dipende da λ (e quindi dal colore della luce). Questo determina una dipendenza del punto focale da λ (Fig. 2.16): quindi, il punto di focalizzazione della luce blu è diverso da quello della luce rossa.

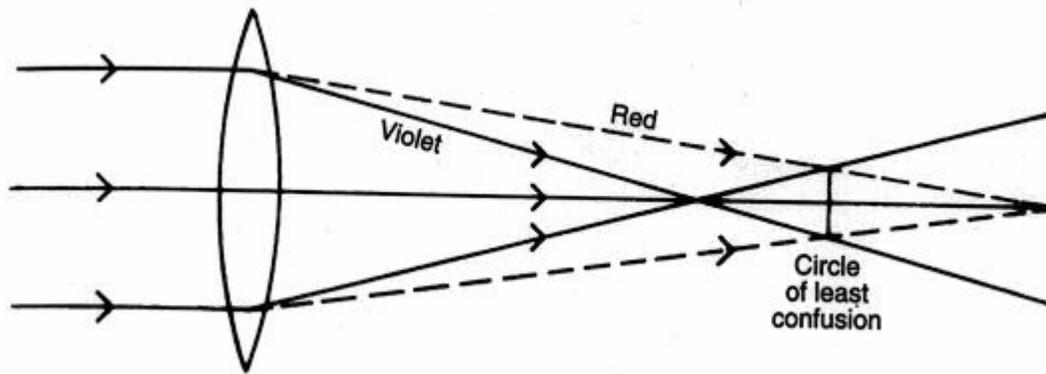


Figura 2.16 – Aberrazione cromatica

Il cromatismo viene corretto mediante l'uso di due lenti montate in serie, che danno origine ad un doppietto acromatico (ciò in quanto queste due lenti producono un cromatismo uguale ed opposto). Questo doppietto (Fig. 2.17) si realizza con una lente convergente di vetro *crown* unita ad una lente divergente di vetro *flint*. Per aumentare l'aderenza tra le due lenti, si pone una colla, chiamata Balsamo del Canada, che ha lo stesso indice di rifrazione del vetro.

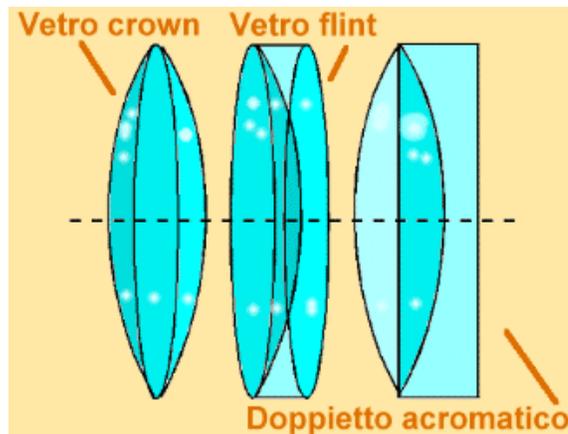


Figura 2.17 – Schema del doppietto acromatico

2.4.2. Aberrazione d'onda

È il problema connesso alla lavorazione degli specchi dello strumento. In base al principio di Rayleigh, l'errore tra superficie ideale e reale dello specchio deve essere inferiore a $\lambda/4$ al fine di preservare la corretta forma dell'onda riflessa.

Il sistema Ritchey-Chrétien utilizza specchi le cui superfici sono curve di rotazione del 4° ordine. In questo modo risulta immune a molti tipi di aberrazione, tra le quali la presente.

2.4.3. Aberrazione sferica

È riscontrata solo nei sistemi con specchi sferici. I raggi più distanti dall'asse ottico vengono focalizzati in un punto diverso da quello sul quale vengono focalizzati i raggi parassiali.

Per correggere il problema si utilizza una lamina ritardante. Tuttavia questa lamina assorbe una frazione della luminosità totale riducendo l'efficienza del sistema.

L'immagine si viene a formare su di una superficie deformata e di forma sferoidale, detta caustica, ma a tale problema si ovvia utilizzando una lamina correttiva lungo il cammino ottico od un rivelatore che segua la forma della caustica.

2.4.4. Curvatura di campo

Analogamente al caso precedente, questo effetto porta alla focalizzazione dell'immagine non già su di una superficie piana, bensì su di una superficie ricurva a forma di paraboloide chiamata superficie di Petzval. Anche in questo caso si inserisce una lamina correttiva opportunamente deformata, o un sistema ottico detto spianatrice di campo, per attenuare la deformazione dell'immagine.

2.4.5. Aberrazione di coma

L'effetto di questa aberrazione è quello di produrre immagini stellari allungate ed appuntite, simili a quella di una cometa (da qui in nome "coma"), in particolare verso le estremità del campo. Ciò è dovuto alla differenza nell'angolo di riflessione, da parte dello specchio, dei raggi lontani dall'asse ottico (Fig. 2.18). Questo problema è presente in tutti gli specchi con superficie descritta da una conica di rotazione.

La forma dell'immagine quindi dipende dalla distanza dell'oggetto dall'asse ottico, e dall'inclinazione dei raggi incidenti rispetto a quest'asse: quanto più queste sono grandi, più allungata apparirà l'immagine (Fig. 2.19, a sinistra).

Questo tipo di aberrazione non è presente nelle immagini prodotte dal sistema Ritchey-Chrétien (Fig. 2.19, a destra).

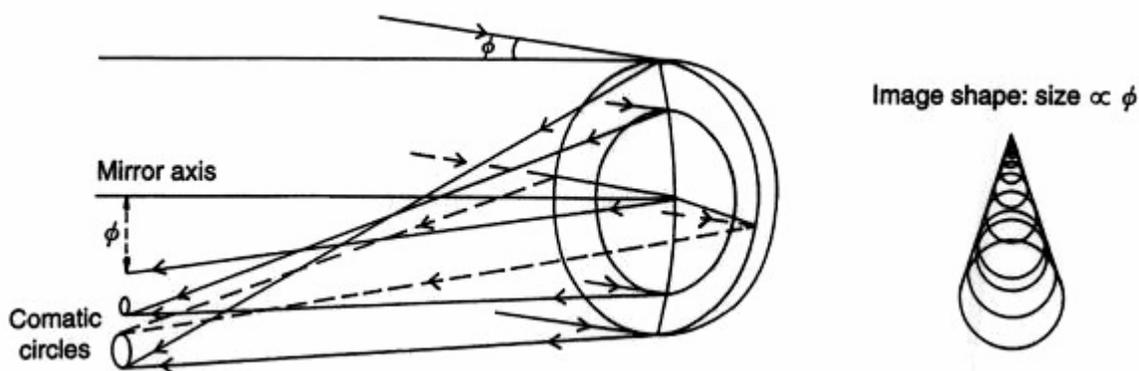


Figura 2.18 – Rappresentazione schematica dell'aberrazione di coma

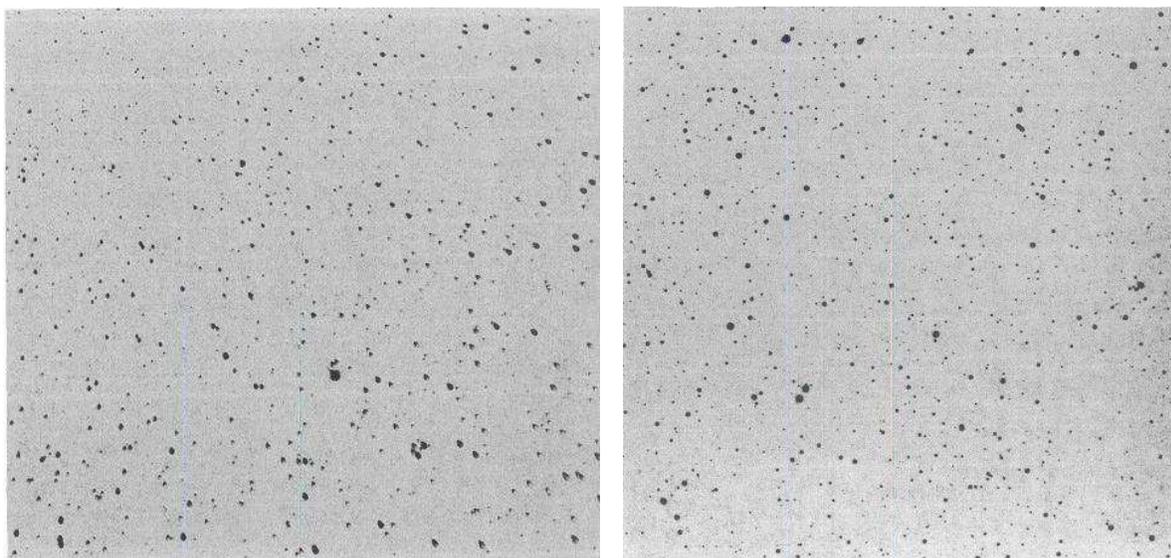


Figura 2.19 – A sinistra: campo stellare affetto dall'aberrazione di coma; a destra: immagine non soggetta ad aberrazione di coma

2.4.6. Astigmatismo

Si tratta di un'aberrazione del secondo ordine, ossia dipende dal quadrato dell'angolo tra il raggio incidente e l'asse ottico. I raggi non paralleli all'asse ottico sono focalizzati su piani focali differenti (Fig. 2.20). Nonostante questo, gli oggetti sono comunque focalizzati in un cerchio di minima confusione, e non presentano code come nell'aberrazione di coma.

Quest'aberrazione si riscontra nei telescopi a grande campo e viene corretta mediante un sistema di lenti acromatiche che permette di avere una correzione su un campo anche di 30' (minuti d'arco) di diametro attorno all'asse ottico.

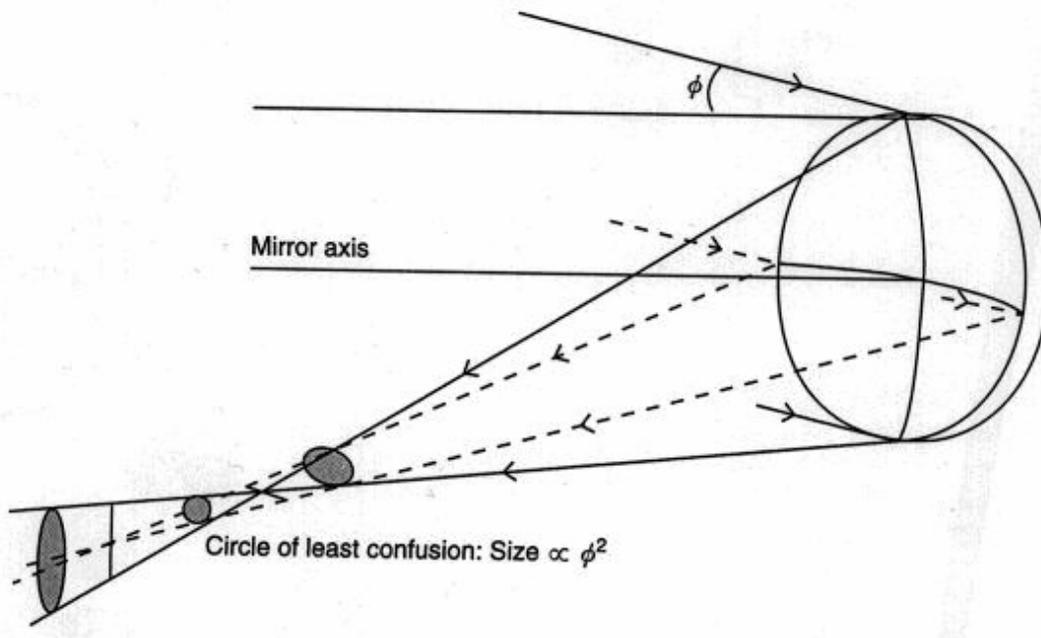


Figura 2.20 – Schema dell'astigmatismo

2.4.7. Distorsione

In questo caso il campo, invece di essere rappresentato come dovrebbe essere nella realtà, viene deformato a *barile* o a *cuscinetto* modificando la distanza tra gli oggetti (Fig. 2.21).

Questa aberrazione è tipica delle lenti ma avviene anche nei sistemi di specchi a forma di conica di rotazione. Si risolve introducendo sul cammino ottico un correttore che produce una distorsione uguale ed opposta.

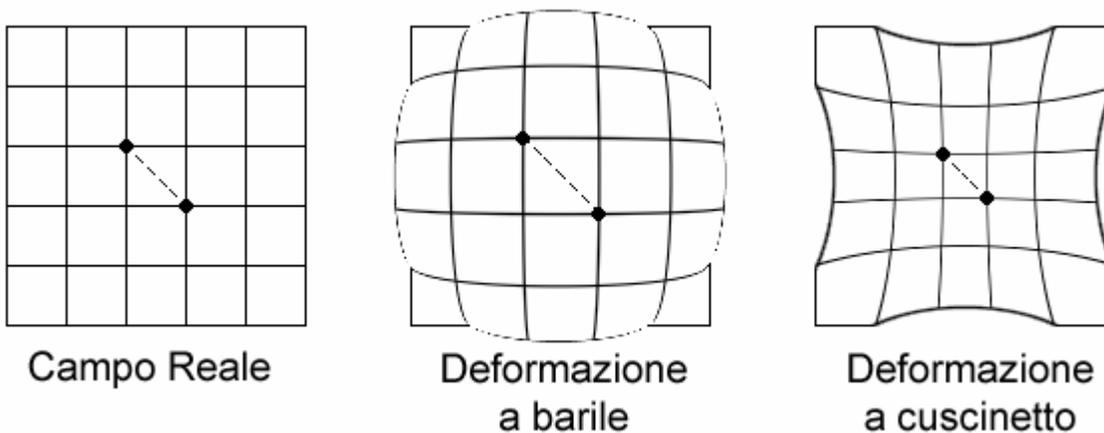


Figura 2.21 – Esempi di distorsione del campo

3. RIVELATORI

3.1. La lastra fotografica

L'occhio umano, pur essendo una forma "naturale" di camera ottica, non può essere considerato un rivelatore "affidabile", perché non è in grado di trattenerne, di replicare, e soprattutto di quantificare, l'informazione ricevuta.

I primi rivelatori furono le lastre fotografiche: queste, inventate alla metà del secolo XIX, sfruttano la capacità degli alogenuri (la cui proprietà di cambiare colore se esposti alla luce era nota fin dall'antichità) di raccogliere l'informazione associata alla luce incidente su di esse.

Il sistema utilizzato nelle lastre per raccogliere la luce è chiamato fotolisi: sulla lastra fotografica è presente una gelatina contenente sali di bromuro d'argento (AgBr) in sospensione, sotto forma di ioni Ag^+ e Br^- . Quando un raggio di luce colpisce la lastra, neutralizza lo ione Br^- allontanandone un elettrone. Tale elettrone resta intrappolato nelle imperfezioni del reticolo cristallino del bromuro d'argento e crea un campo elettrostatico che attira gli ioni Ag^+ . Questo ione Ag^+ neutralizzato (chiamato centro sublatente instabile perché tende a ritornare rapidamente in forma ionica) diventa così un centro di aggregazione per gli altri elettroni prodotti dall'arrivo sulla lastra di altri fotoni e che a loro volta attirano altri ioni Ag^+ neutralizzandoli. Se questo processo avviene rapidamente, cioè se c'è abbastanza luce incidente, si origina in questo modo un centro sublatente stabile dell'immagine, avente una vita media di un giorno.

Lo sviluppo della lastra, poi, amplifica la fotolisi ed ingrandisce le macchie di Ag, mentre l'arresto blocca la fotolisi ed infine il fissaggio elimina l'alogenuro non impressionato. Un bagno di sviluppo troppo lungo aumenta il rumore di fondo dell'immagine in quanto neutralizza anche gli ioni Ag^+ non attratti in centri sublatenti.

Se per una lastra definiamo trasparenza il rapporto tra la luminosità trasmessa e quella incidente, e densità (che indicheremo con la lettera d) il logaritmo dell'inverso della trasparenza, possiamo costruire una curva di risposta caratteristica per le lastre fotografiche (Fig. 3.1), in cui la densità è legata alla quantità di energia incidente: a basse luminosità incidenti, i centri sublatenti instabili non riescono a diventare stabili, e molta dell'informazione incidente viene perduta: si ha una sottoesposizione della lastra.

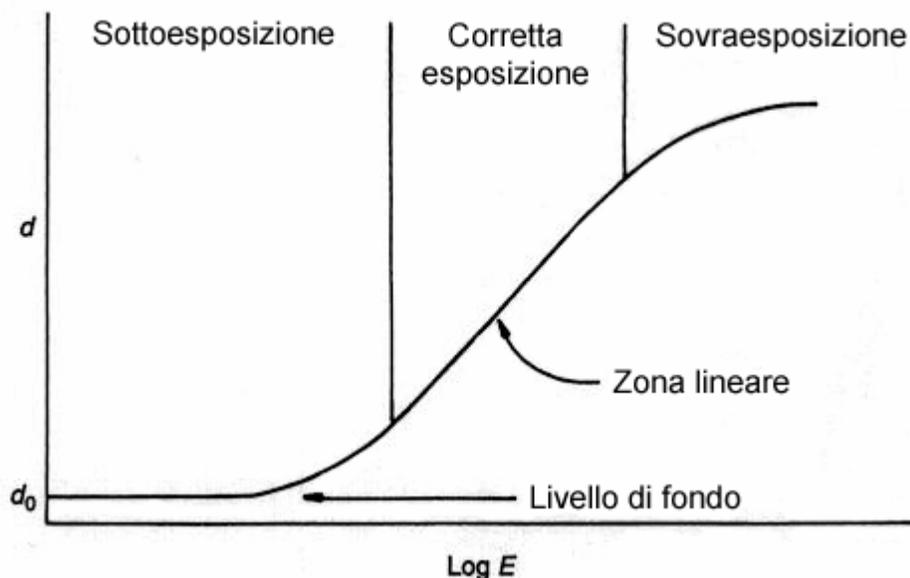


Figura 3.1 – Curva di risposta caratteristica della lastra fotografica

Quando invece la luce incidente è troppa, questa cade anche su centri sublatenti stabili e non produce elettroni: anche in questo caso viene persa informazione e si ha il fenomeno della sovraesposizione della lastra.

Fra questi due estremi, per i quali abbiamo una situazione di fallimento di reciprocità, esiste una zona lineare di corretta esposizione. In questa zona, dato che l'energia incidente E è proporzionale al tempo di esposizione, ovvero

$$E = I \cdot t , \quad (3.1)$$

l'area dell'immagine è proporzionale alla quantità di fotoni incidenti. Ciò in quanto la luce incidente subisce delle dispersioni all'interno della gelatina (Fig. 3.2): per questo motivo, l'immagine sulla lastra non è un singolo punto ma piuttosto un'immagine di dimensioni finite e diametro proporzionale alla luminosità dell'oggetto.

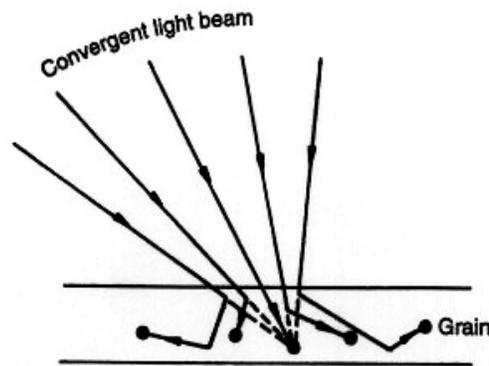


Figura 3.2 – *Dispersione dei fotoni all'interno di una lastra fotografica*

Le lastre fotografiche sono sensibili a lunghezze d'onda diverse a seconda del tipo di emulsione fotografica utilizzata. Inoltre, hanno un'efficienza molto bassa: in generale, infatti, solo il 4-5% dei fotoni incidenti viene raccolto dalla lastra.

3.2. Il Charge-Coupled Device (CCD)

Con l'avvento dell'elettronica digitale è stato possibile realizzare rivelatori in silicio, i cosiddetti CCD (Charge-Coupled Device, dispositivo di accoppiamento di carica), con efficienza nettamente maggiore (fino al 98%) rispetto alla lastra fotografica. Il rivelatore è in pratica una matrice quadrata o rettangolare di elementi detti pixel, delle dimensioni di una decina di micron, e che, colpiti dalla luce, producono e raccolgono elettroni per effetto fotoelettrico. Quindi, più la luce incidente è intensa, più elettroni vengono prodotti all'interno del pixel. Questi elettroni rimangono confinati all'interno del pixel, che funge da pozzetto di carica, fino alla fine dell'esposizione. Dopodiché, attraverso un sistema ad alternanza di potenziale lungo le righe o lungo le colonne del CCD (Fig. 3.3), la carica contenuta in ciascun pixel viene letta. Così, ad ogni pixel viene assegnato un numero pari agli elettroni in esso contenuto e quindi proporzionale all'intensità luminosa registrata da esso. La matrice numerica ottenuta in tal modo viene poi convertita in una scala di grigi: si produce così un'immagine digitalizzata.

Le dimensioni massime di un CCD sono, al momento attuale, di 2000×4000 pixel. Per ottenere immagini a grande campo si usano quindi "mosaici" di CCD uniti tra loro.

Ad esempio, il CCD montato sul telescopio "G.D. Cassini" dell'Osservatorio Astronomico di Bologna in Loiano ha una dimensione di 1300×1300 pixel ed è in grado di coprire un campo di 12'×12'. Ciò significa che la risoluzione angolare di questo CCD, ovvero l'area coperta da ciascun singolo pixel, è circa 0.6 secondi d'arco.

Esistono comunque telescopi, collocati in siti astronomici di alta qualità, i cui CCD hanno risoluzione angolare inferiore a 0.1 secondi d'arco per pixel.

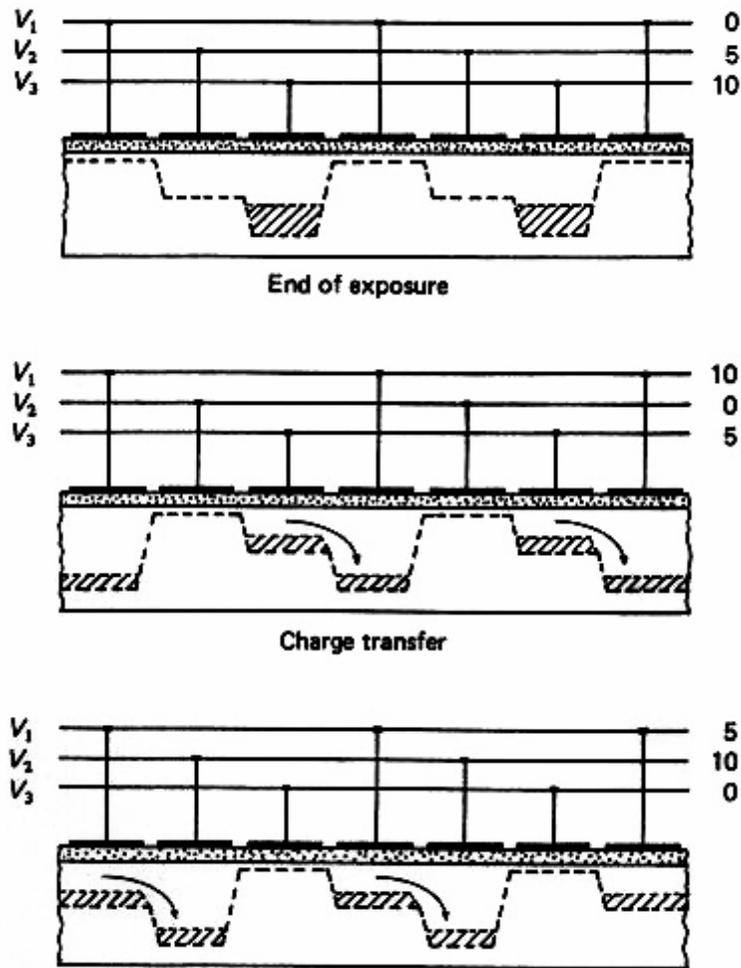


Figura 3.3 – Schema del sistema di trasferimento di carica di un CCD a tre fasi

Il CCD raggiunge l'efficienza massima nella banda ottica R (intorno ai 6600 \AA , come schematizzato in Fig. 3.4).

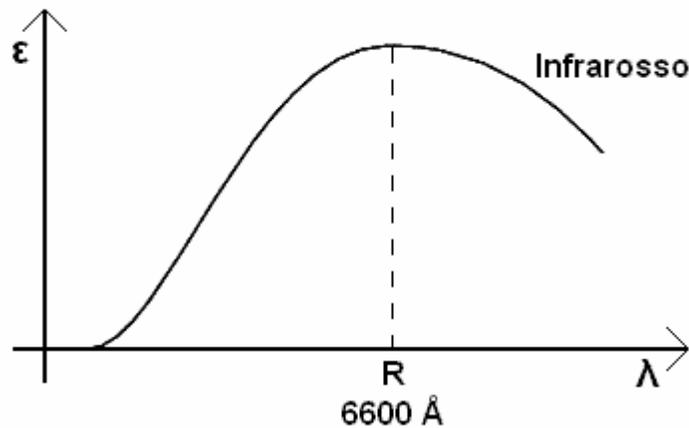


Figura 3.4 – Efficienza ϵ del CCD in funzione della lunghezza d'onda λ

Per guadagnare sensibilità nella parte blu dello spettro, ovvero nelle bande U (centrata a 3600 \AA) e B (centrata a 4400 \AA) i CCD vengono levigati ed assottigliati maggiormente. Tale lavorazione può

lasciare una particolare struttura a losanghe visibile nelle immagini grezze ottenute col CCD (Fig. 3.5).

Verso l'ultravioletto (UV) il CCD diventa sempre meno sensibile perché non si possono produrre elettroni per effetto fotoelettrico con fotoni UV. A ciò va aggiunto il fatto che i fotoni UV sono schermati dall'atmosfera; quindi per questo tipo di osservazioni i telescopi terrestri sono poco efficienti.

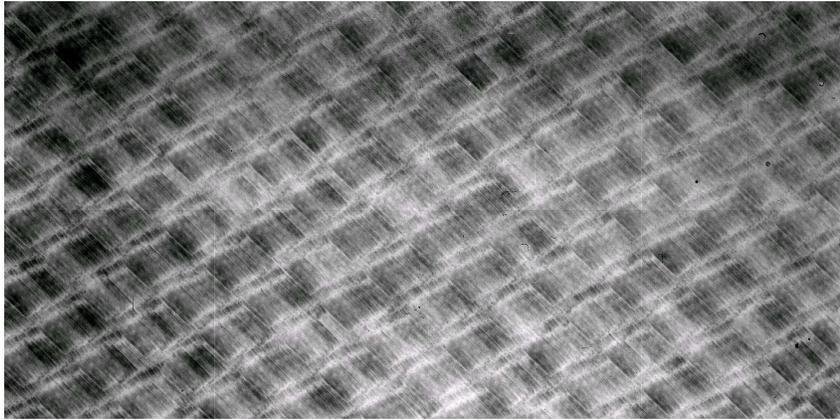


Figura 3.5 – Immagine dei solchi prodotti sul CCD durante la sua lavorazione per aumentarne la sensibilità nei filtri che coprono la parte più blu dello spettro ottico

3.3. FWHM di un'immagine

Nel caso ideale, l'immagine di una stella su di un CCD dovrebbe essere rappresentata da una Delta di Dirac, ovvero da una funzione che vale 0 ovunque tranne in un punto in cui tende all'infinito.

In realtà, però, si genera uno sparpagliamento di fotoni che “allarga” la Delta a causa di tre fattori: (a) turbolenze atmosferiche; (b) effetti di diffusione lungo il cammino ottico prodotti dalle ottiche del telescopio; (c) fenomeni di scattering all'interno del CCD (ad esempio il passaggio di elettroni tra pixel contigui dovuto all'agitazione termica).

Questi tre effetti generano insieme un rumore del tutto casuale il cui risultato è la sovrapposizione di 3 gaussiane bidimensionali, chiamato Point Spread Function (PSF), ovvero funzione di allargamento del punto), approssimabile però con una sola gaussiana bidimensionale (Fig. 3.6). Sul CCD, quindi, la Delta di Dirac associata all'immagine stellare viene quindi deformata e rappresentata da una gaussiana in 2 dimensioni la cui altezza è proporzionale all'intensità luminosa dell'oggetto celeste che l'ha prodotta (Figg. 3.7 e 3.8).

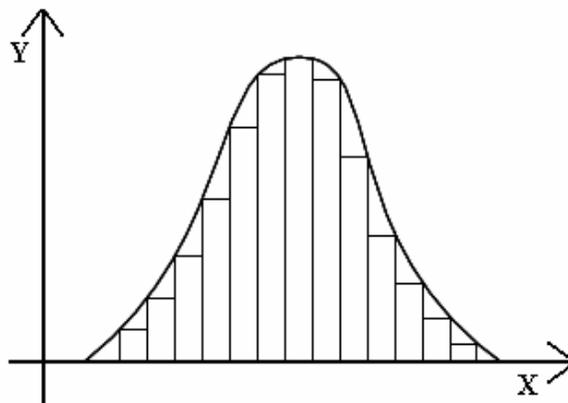


Figura 3.6 – Sezione della gaussiana bidimensionale prodotta sul CCD da un oggetto stellare. L'altezza degli istogrammi rappresenta il numero dei fotoni raccolti da ogni pixel

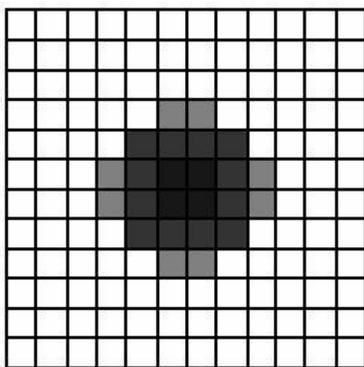


Figura 3.7 – Proiezione della gaussiana bidimensionale sul CCD

Quando si osserva un campo stellare affollato, costituito quindi da oggetti molto vicini fra loro, si può incorrere nel seguente problema: spesso due oggetti sono così ravvicinati da essere difficilmente distinguibili. Questo è dovuto prevalentemente alla capacità di risoluzione dei pixel del CCD ed alla qualità del cielo.

In generale due oggetti sono distinguibili quando la distanza tra i due centri è superiore alla cosiddetta **FWHM** (**Full Width at Half Maximum**, cioè larghezza totale a metà altezza), ovvero

$$|x_1 - x_2| > \text{FWHM} \quad . \quad (3.2)$$

Tale espressione, visualizzata graficamente in Fig. 3.8, è definita criterio di Rayleigh (da non confondersi con il principio di Rayleigh visto in Sez. 2.4.2).

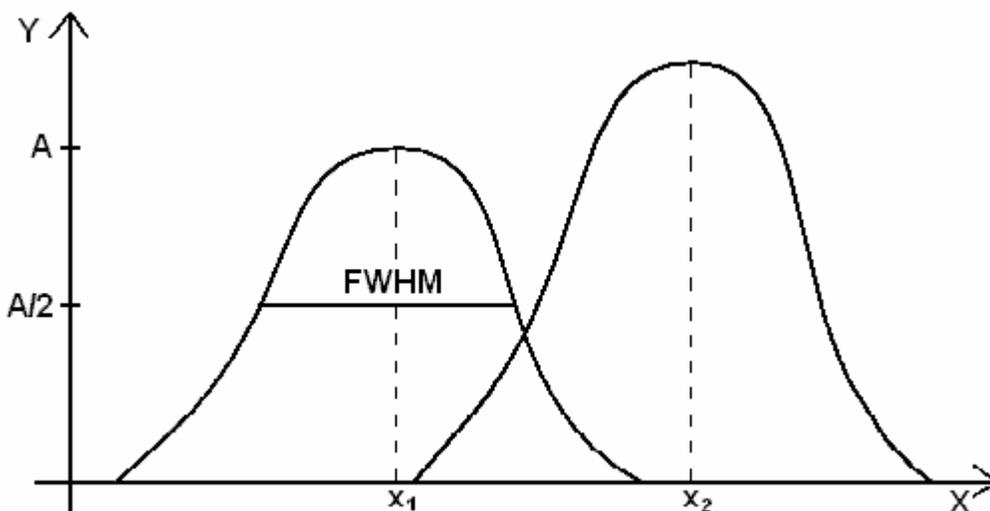


Figura 3.8 – Gaussian, parzialmente sovrapposte, prodotte da due oggetti ravvicinati. Per una di esse è indicata la FWHM

La FWHM non dipende dall'altezza della gaussiana ma solo dalla sua forma; inoltre, per come è la sua origine, la FWHM in un'immagine è la stessa per tutte le gaussiane degli oggetti stellari contenute nell'immagine stessa. Conoscendo quindi la forma della gaussiana si determina il valore di σ . Tale parametro indica l'intervallo, centrato intorno al valor medio della gaussiana, all'interno del quale l'area sottesa dalla gaussiana è pari al 68% dell'integrale totale della gaussiana stessa.

Tra FWHM e σ esiste la relazione matematica

$$\text{FWHM} = 2.35\sigma = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \quad , \quad (3.3)$$

Questo ovviamente indica anche che quanto più la gaussiana è stretta, tanto migliore è la risoluzione dell'immagine.

3.4. Concetto di *seeing*

Nelle sezioni precedenti abbiamo accennato al concetto di qualità di un sito astronomico, e di allargamento dell'immagine dovuto alla qualità del cielo. Come si quantificano queste definizioni? Possiamo dire che la qualità del cielo (*seeing*) è molto importante per determinare lo "sparpagliamento" dei fotoni attorno al massimo, o centroide, della gaussiana (che in definitiva è rappresentato dal pixel con il maggior numero di conteggi).

Quindi, questa quantità è direttamente collegata al concetto di FWHM: si suole infatti dire che **il seeing di un'immagine è pari al valore della FWHM delle gaussiane degli oggetti stellari in essa contenuti**. Naturalmente, minore è la turbolenza atmosferica, migliore diventa il seeing in quanto la gaussiana delle immagini stellari risulta più stretta.

Ovviamente, questo fattore deve essere unito ad una adeguata risoluzione del CCD: il sito di Loiano, per esempio, dispone di un seeing medio di 2" (secondi d'arco). Questo indica che la larghezza della gaussiana nelle immagini è mediamente dell'ordine di 2", ossia di circa 3 pixel, dato che la risoluzione angolare del CCD è di circa 0.6 secondi d'arco.

Siccome esistono siti astronomici in cui il seeing è spesso inferiore a 0.6 secondi d'arco, è necessario utilizzare CCD con risoluzione angolare migliore di quella che si ha a Loiano, altrimenti si corre il rischio di sottocampionare la gaussiana delle immagini stellari (che, in questi casi, verrebbe a cadere tutta all'interno di un solo pixel).

3.5. Raffreddamento del CCD

Il CCD, come dicevamo, è un dispositivo elettronico di silicio e, in quanto tale, è percorso da corrente elettrica. Per questo motivo si scalda e l'agitazione termica determina passaggio di carica casuale all'interno della struttura, generando così un rumore di fondo che disturba le immagini.

Per ridurre tale disturbo è quindi necessario raffreddare il CCD. Due sono i metodi principalmente utilizzati per questo scopo:

- raffreddamento con azoto liquido: il CCD è alloggiato all'interno di un vaso Dewar (cioè una specie di thermos a contatto con il CCD) che viene riempito di azoto liquido ad una temperatura intorno a -70° ogni 12 ore circa;
- raffreddamento ad effetto Peltier: funziona facendo passare una corrente elettrica continua tra due metalli in giunzione. Il risultato è il raffreddamento di un metallo (fino ad una temperatura di circa -30°) ed il riscaldamento dell'altro. Il contatto tra il metallo raffreddato ed il CCD permette, a sua volta, di raffreddare anche quest'ultimo.

Ovviamente questi metodi non raggiungono il punto di raffreddamento massimo, lo zero assoluto, e quindi non è possibile eliminare totalmente il problema dell'agitazione termica.

3.6. Bias

Per ridurre ulteriormente nell'immagine il contributo residuo del rumore di fondo, il procedimento che si applica è il seguente: si ottiene un'immagine a telescopio chiuso con tempo di esposizione

nullo. L'immagine ottenuta, detta bias (che in inglese significa “condizionamento”), visualizza il rumore di fondo dello strumento (Fig. 3.9, a sinistra) e verrà sottratta all'immagine dell'osservazione scientifica, il frame.

A volte, per evitare di propagare l'errore statistico associato all'immagine del bias, se ne calcola il valore medio e si sottrae questo valore al frame scientifico. Inoltre, in alcuni casi, si acquisisce il valore del bias simultaneamente al frame scientifico. Questa tecnica, che permette di misurare il bias lungo il bordo esterno del frame, viene definita overcan.

È doveroso precisare che la tecnica di sottrazione del bias non rimuove totalmente il rumore di fondo ma lo attenua solamente.

Occorre inoltre correggere il frame scientifico tenendo conto di un altro problema legato alla risposta del CCD. Ciò è quanto vedremo nella prossima sezione.

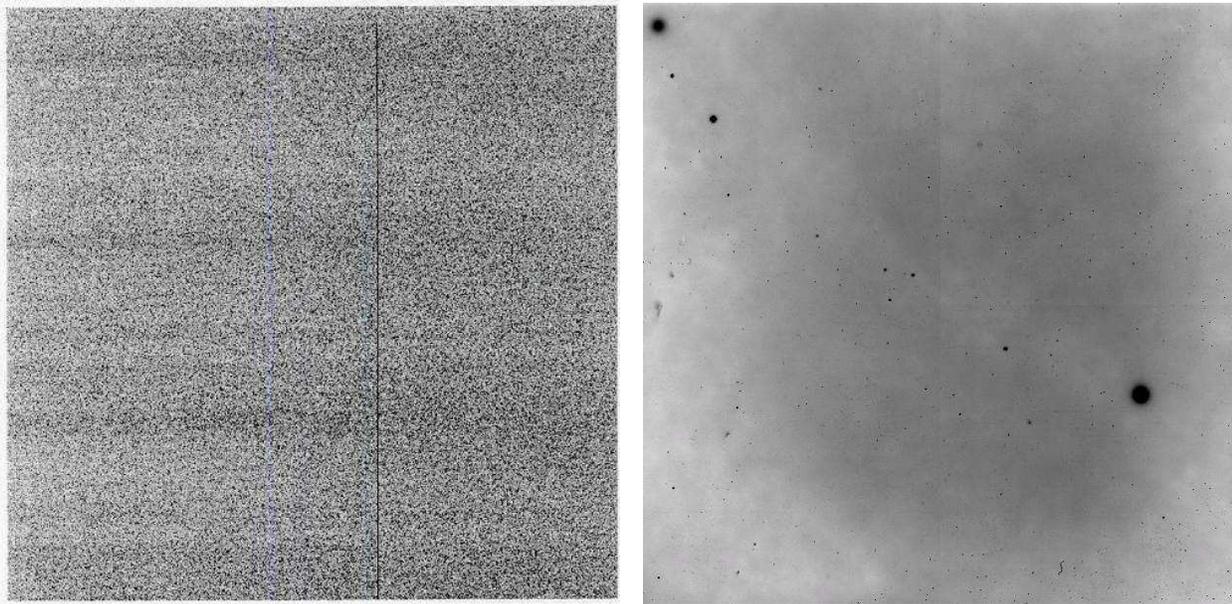


Figura 3.9 – A sinistra: *esempio di bias*; a destra: *esempio di flat field*

3.7. Flat-Field

In un CCD è normale che i singoli pixel reagiscano in modo diverso alla stessa sollecitazione luminosa: hanno cioè un'efficienza diversa. Per visualizzare questa diversità di reazione dei pixel si punta il telescopio, avendolo posto fuori fuoco, contro un pannello bianco illuminato (a volte può essere la cupola dell'impianto), o si osserva il cielo subito dopo il tramonto oppure all'aurora. Si realizza in questo modo un'immagine illuminata uniformemente, il flat-field (“campo piatto”, in Fig. 3.9, a destra).

Anche il flat-field risente del rumore di fondo e per questo motivo, come nel caso precedente, all'immagine di campo piatto bisogna sottrarre il bias.

Il flat field, una volta che gli sia stato sottratto il bias, può inoltre essere utilizzato nella sua forma normalizzata, ovvero diviso per il suo valore medio. Infatti, se P_i è il numero di fotoni presenti nel pixel i -esimo, la risposta media $\langle P \rangle$ di ciascun pixel ad un illuminamento costante è data da:

$$\frac{\sum_{i=1}^n P_i}{n} = \langle P \rangle , \quad (3.5)$$

dove n è il numero totale di pixel dell'immagine.

In questo modo, dividendo il flat field per il valore $\langle P \rangle$, ottengo un flat field normalizzato a 1, ossia un flat field il cui valor medio è 1 ed in cui ho zone i cui pixel hanno valori maggiori a 1 ed altre in cui i pixel hanno valori inferiori a 1.

La Fig. 3.10 schematizza questa situazione (che in questo caso ha una zona maggiore di 1 al centro e minore di 1 verso i bordi).

Da ciò si capisce l'utilizzo del flat field nella correzione dei frame scientifici: a parità di illuminamento, le zone con normalizzazione superiore a 1 sono quelle con risposta maggiore (indicate con un segno + in Fig. 3.10), mentre le zone con risposta minore hanno un valore normalizzato inferiore a 1 (con il segno - in Fig. 3.10). In tal modo, dato che la stessa efficienza di risposta si ha anche nel frame scientifico, quando lo si divide per il flat field normalizzato i pixel più efficienti vengono divisi per un numero maggiore di 1 e quindi la loro risposta viene attenuata; viceversa, i pixel meno efficienti vengono divisi per un numero minore di 1 e quindi la loro risposta viene accresciuta.

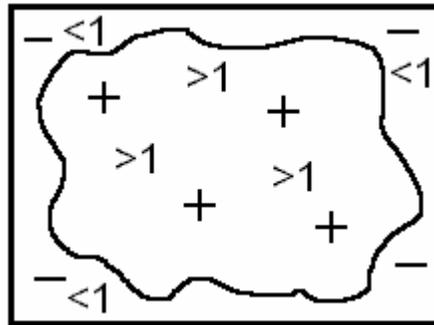


Figura 3.10 – Immagine schematica di un flat-field normalizzato a 1

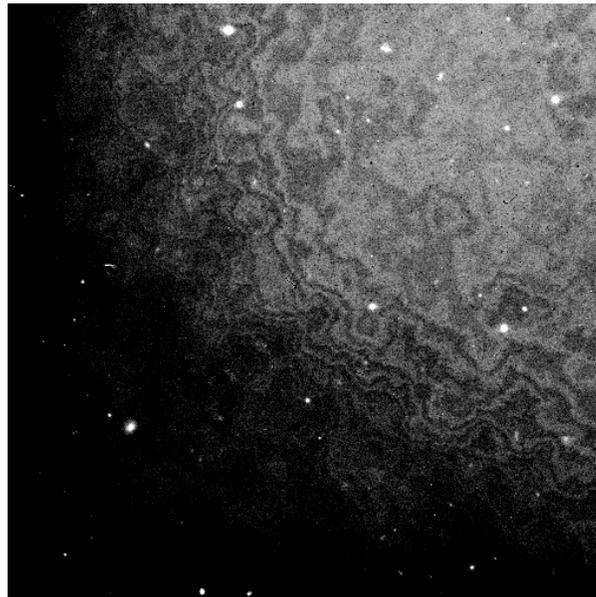


Figura 3.11 – Immagine, acquisita nella banda I, affetta da fringing

3.9. Il *fringing*

Spesso, le immagini con tempi di posa lunghi (più di 10 minuti) acquisite nell'estremità rossa dello spettro ottico (solitamente nella banda *I*, a circa 8000 Å) sono affette da una fastidiosa irregolarità "a onde" nel fondo cielo, chiamata *fringing* (da *fringe*, che in inglese significa "frangia"; vd. Fig. 3.11).

Questo effetto, prodotto da riflessioni multiple interne al CCD, può generare fluttuazioni anche dell'ordine del 5% rispetto al valor medio del fondo cielo. Per eliminarlo, occorre costruire un *superflat* mediante la creazione di un'immagine che sia la mediana di tutti i frame scientifici acquisiti in banda *I* durante l'osservazione (la mediana infatti permette di ottenere un *superflat* privo delle immagini stellari presenti nei singoli frames) oppure osservando zone di cielo prive di stelle (ciò nel caso in cui si abbiano frame scientifici con campi affollati o contenenti oggetti estesi, in quanto su di essi l'operazione di calcolo della mediana non sottrae totalmente le immagini degli oggetti).

Si sottolinea che il *fringing* è un effetto **additivo**, e perciò il *superflat* va sottratto all'immagine scientifica.

3.9. Correzione delle immagini

Per ottenere quindi un frame scientifico corretto occorre applicare la seguente formula:

$$\text{Frame corretto} = \frac{\text{Frame} - \text{Bias}}{\text{FlatField} - \text{Bias}} \cdot \langle \text{FlatField} - \text{Bias} \rangle \quad (3.4)$$

Essendo *frame*, *bias* e *flat field* di fatto delle matrici numeriche, la formula (3.4) va considerata come un'operazione tra matrici. Naturalmente, affinché sia applicabile, occorre che le tre matrici abbiano le stesse dimensioni $x \times y$.

In presenza di *fringing*, occorre poi sottrarre il *superflat* ai frame scientifici così ottenuti.

3.10. Saturazione, *blooming* e *bleeding*

Può capitare che, durante esposizioni lunghe o nel caso di oggetti molto brillanti, con l'arrivo di troppi fotoni su di un singolo pixel, esso non riesca a contenere tutti gli elettroni prodotti dai fotoni incidenti. In genere un pixel può contenere 2^{16} , cioè circa 65.000, conteggi (elettroni). Quando questa soglia viene superata si entra nella fase di saturazione e gli elettroni iniziano a fuoriuscire dal pixel "saturato" ed a depositarsi nei pixel circostanti.

Il profilo dell'oggetto (in Fig. 3.12) non è quindi più in forma gaussiana: la campana risulta tagliata superiormente in corrispondenza del numero massimo di conteggi contenibile nel pixel. Come conseguenza di questo problema non è possibile effettuare fotometria affidabile sugli oggetti saturati.

In caso di forte saturazione, la fuoriuscita di elettroni da un pixel verso quelli circostanti crea il fenomeno detto *blooming* ("fioritura"), il quale fa sì che l'oggetto saturato sia più largo degli altri, cioè abbia una FWHM maggiore rispetto a quelle degli oggetti non saturati presenti nell'immagine (vd. Fig. 3.13).

Quando, al termine dell'esposizione, si passa alla fase di lettura dell'immagine acquisita dal rivelatore si assiste, in casi di saturazione estrema, al fenomeno del *bleeding* ("sanguinamento"): lungo la direzione di lettura del CCD si formano strisce verticali od orizzontali (a seconda del senso di lettura del CCD) in corrispondenza dell'immagine saturata. Un esempio è riportato in Fig. 3.13.

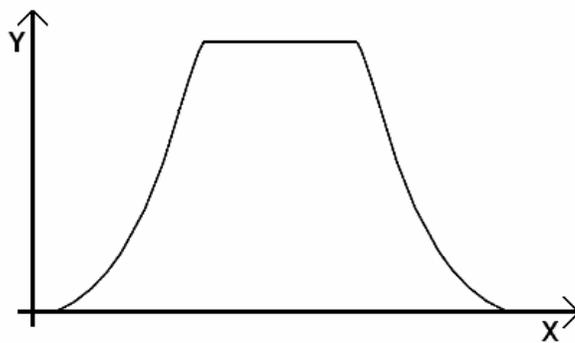


Figura 3.12 – Sezione della gaussiana bidimensionale relativa all'immagine di un oggetto saturato

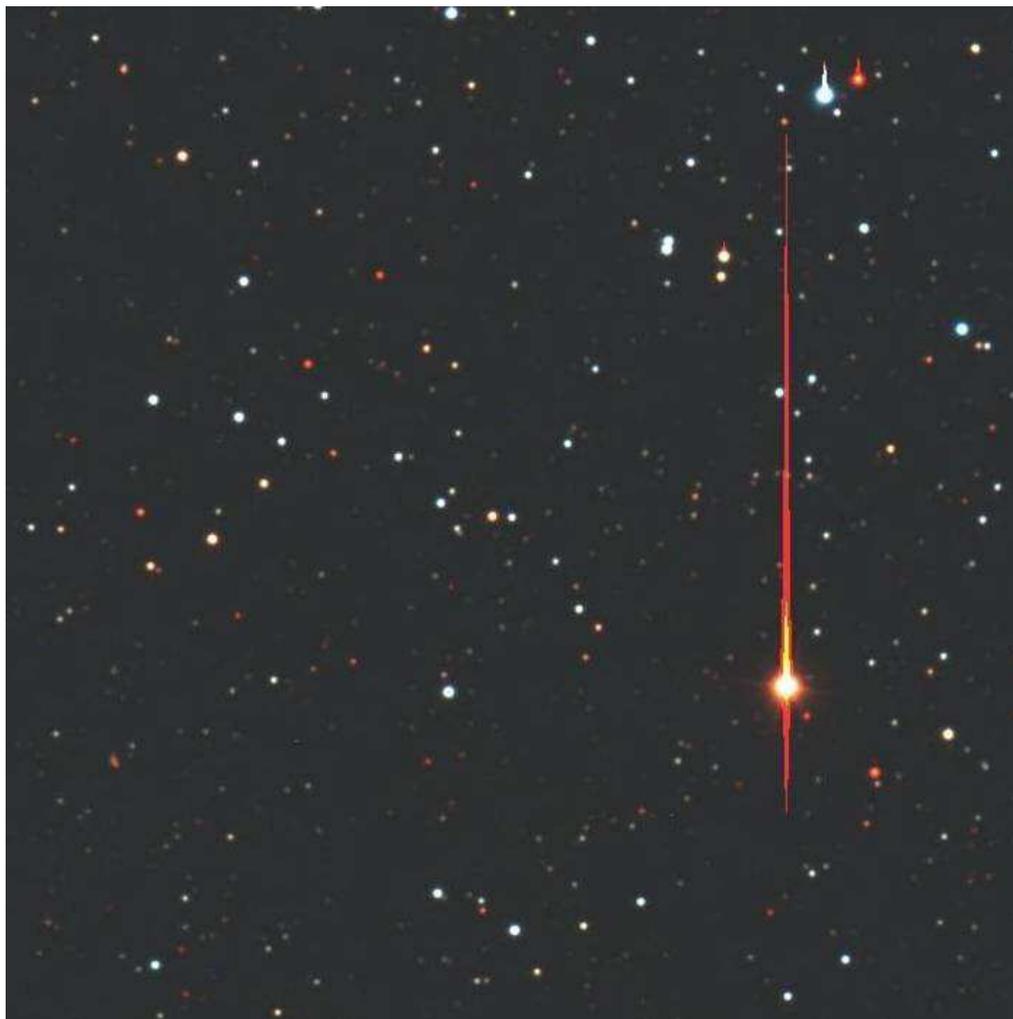


Figura 3.13 – Composizione in tricromia di immagini acquisite a Loiano e contenenti stelle fortemente saturate e che presentano i fenomeni del blooming e del bleeding

3.11. Fotomoltiplicatori e fototubi

Tali strumenti permettono di effettuare fotometria rapida non-imaging in cui è determinante il numero dei conteggi nell'unità di tempo.

Fotomoltiplicatori e fototubi permettono di distinguere variazioni dell'immagine con intervalli dell'ordine di microsecondi o, in casi estremi, anche dei nanosecondi. In questi sistemi (Fig. 3.14), i fotoni vengono trasformati in elettroni all'inizio del sistema ottico mediante un fotocatodo per

effetto fotoelettrico, ed un unico sensore posto all'altra estremità del fototubo (un anodo) ne effettua il conteggio. All'interno del fototubo, un sistema di dinodi permette di moltiplicare gli elettroni prodotti dall'interazione iniziale fra la luce incidente ed il fotocatodo.

Questo sistema permette, come accennato sopra, di ottenere risoluzioni temporali da 100 a milioni di volte più accurate di quelle ottenibili da un CCD (che difficilmente può osservare per tempi inferiori al decimo di secondo). Tutto ciò, però, a scapito della risoluzione spaziale: i fotometri fotomoltiplicatori non permettono di ottenere immagini degli oggetti osservati, ma solo curve di luce.

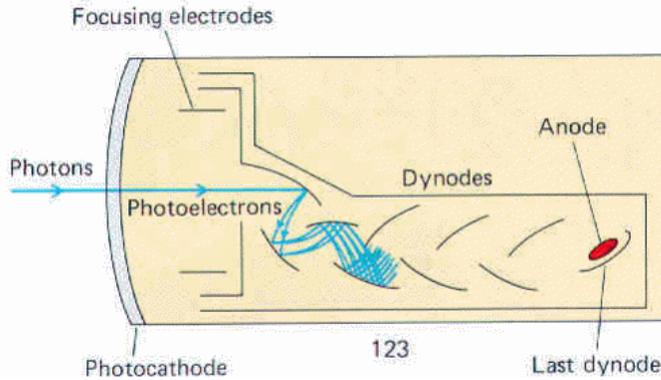


Figura 3.14 – Sezione schematica di un fotomoltiplicatore

Questi sistemi in genere sono formati da due fotomoltiplicatori accoppiati (fotometri bicanale; uno di essi è utilizzato presso l'osservatorio di Loiano), in cui uno dei fotomoltiplicatori osserva l'oggetto d'interesse e l'altro misura la luminosità di una stella non variabile di riferimento, oppure produce misure del fondo cielo.

Il Fotometro Bicanale di Loiano viene usato in alternativa al BFOSC (*Bologna Faint Object and Spectrograph and Camera*), che è invece lo strumento che permette di effettuare fotometria e spettroscopia CCD (Fig. 3.15).

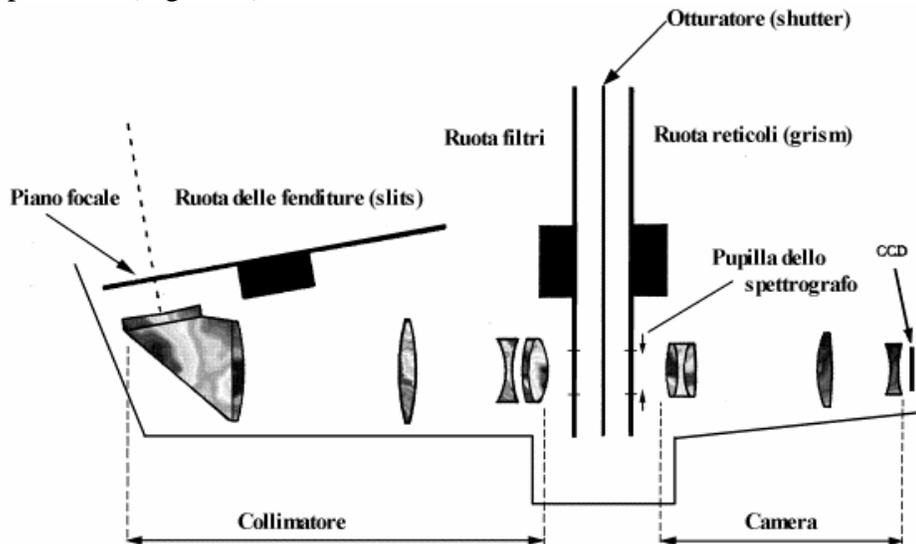


Figura 3.15 – Sezione del cammino ottico all'interno dello strumento BFOSC installato a Loiano

4. FOTOMETRIA

Una volta ottenuta un'immagine mediante un CCD od un qualsiasi altro rivelatore, occorre estrarre informazione da essa (in pratica, la luminosità degli oggetti osservati). Qui di seguito passeremo in rassegna le tecniche che rendono possibile ciò.

4.1. Fotometria d'apertura

La fotometria d'apertura consiste nel contare il numero dei fotoni caduti in un cerchio avente un raggio di alcuni pixel (quindi paragonabile alla FWHM dell'immagine) e centrato sulla stella di cui si vuole misurare la luminosità.

Tuttavia in questo modo, oltre ai fotoni della stella, si contano anche quelli del fondo cielo presenti all'interno del cerchio scelto. Per eliminare questo problema si procede sottraendo un valore medio del fondo cielo, oppure sottraendo la luminosità del fondo cielo locale calcolato in una corona circolare di cielo centrata attorno all'oggetto osservato. L'importante è che, in entrambi i casi, il valore dell'area del fondo cielo venga misurata su di un'area equivalente a quella del cerchio centrato sull'oggetto d'interesse.

Questo metodo può essere utilizzato solo su campi stellari non troppo "affollati", come ad esempio quelli al di fuori del Piano Galattico; viceversa, le misure del fondo cielo verrebbero alterate dalla presenza degli oggetti circostanti. Si utilizza inoltre per la fotometria di oggetti estesi quali le galassie.

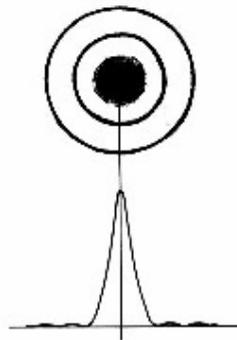


Figura 4.1 – Rappresentazione schematica della tecnica di fotometria d'apertura

4.2. PSF fitting

Questa tecnica, che prende il nome dalla PSF, consiste nel modellare la forma della gaussiana dell'oggetto puntiforme osservato utilizzando altri oggetti, brillanti ma non saturati, presenti nel frame scientifico. Come infatti già detto nel precedente capitolo, la forma della PSF (se non ci sono aberrazioni) è la stessa per tutte le stelle non saturate del frame scientifico, e varia solo in altezza a seconda dell'intensità degli oggetti. Calcolando l'integrale della PSF relativa ad un oggetto si ricava quindi l'intensità luminosa dell'oggetto stesso.

La tecnica del PSF fitting va applicata in presenza di campi stellari affollati, e per sua stessa definizione non si può utilizzare per misurare la magnitudine di oggetti estesi.

4.3. Rapporto segnale-rumore

Come già detto precedentemente, la luminosità di un oggetto sul CCD è direttamente proporzionale al numero di conteggi prodotti dalla luce incidente: si tratta quindi di una quantità discreta che segue la distribuzione statistica di Poisson.

Perciò, se chiamiamo S il segnale ed N il rumore abbiamo, per quanto detto prima:

$$S = n \quad (4.1)$$

ed

$$N = \sqrt{n} \quad (4.2)$$

dove n è il numero dei conteggi associato all'immagine.

Quindi, in prima approssimazione otteniamo che il rapporto segnale-rumore (in inglese *signal-to-noise ratio*, S/N) per un oggetto è

$$\frac{S}{N} = \sqrt{n} \quad (4.3)$$

Considerando poi l'eq. (3.1), e tenendo conto che l'energia E ricevuta è proporzionale al numero di conteggi, cioè $E \propto n$, otteniamo che, se l'intensità I è costante durante l'osservazione,

$$\frac{S}{N} = \sqrt{n} \propto \sqrt{I \cdot t} \propto \sqrt{t} \quad (4.4)$$

in cui si vede che il rapporto S/N aumenta proporzionalmente alla radice quadrata del tempo di esposizione.

Inoltre, l'area di raccolta del telescopio è proporzionale al diametro d dell'apertura dello strumento: all'aumentare dell'area, aumenta anche il numero dei conteggi. Infatti,

$$d^2 \propto n \Rightarrow \frac{S}{N} \propto \sqrt{d^2} \Rightarrow \frac{S}{N} \propto d \quad (4.5)$$

Nel caso più generale, il rapporto S/N è espresso dalla formula

$$\frac{S}{N} = \frac{I \cdot t}{\sqrt{I \cdot t + n_{\text{PSF}}^2 \cdot (B \cdot t + DC^2 + \text{RON}^2)}} \quad (4.6)$$

in cui n_{PSF} è il numero di pixel su cui cade l'immagine dell'oggetto, B è il segnale, dipendente dal tempo di esposizione, prodotto dal fondo cielo (*background*) su ciascun pixel, DC (*Dark Current*) è la corrente legata alla presenza dell'agitazione termica all'interno del CCD struttura e RON (*Read-Out Noise*) è il rumore di lettura (legato alla diffusione degli elettroni all'interno del CCD durante lo svuotamento dei pixel). Queste ultime due quantità rientrano fra le specifiche tecniche del CCD.

Se l'oggetto è molto intenso, il segnale è molto superiore a dark current, read-out noise e fondo cielo, e si ottiene di nuovo l'espressione (4.4):

$$\frac{S}{N} = \frac{I \cdot t}{\sqrt{I \cdot t}} = \sqrt{I \cdot t} = \sqrt{n} \quad (4.7)$$

4.4. Determinazione della magnitudine di un oggetto

Secondo la legge psicofisica di Fechner-Weber, **una variazione percentuale dello stimolo produce una variazione lineare della sensazione**. Questa formulazione generale viene applicata

alla classificazione della luminosità di un oggetto attraverso la legge di Pogson secondo cui **la magnitudine di un oggetto è proporzionale al logaritmo del suo flusso**:

$$m = -2.5 \log F + k , \quad (4.8)$$

in cui m è la magnitudine, F il flusso (che nella formula può essere sostituito dall'intensità I o, nel caso di un CCD, dal numero dei conteggi n) e k è una costante di normalizzazione.

Nel caso della lastra fotografica, la magnitudine dell'oggetto può essere ricavata misurando il diametro d dell'immagine stellare impressa sulla lastra, in quanto la sua area è proporzionale al numero di ioni Ag^+ neutralizzati, a sua volta proporzionale al numero di fotoni incidenti. In questo caso, dunque, la formula (4.8) diventa

$$m = -2.5 \log d^2 + k = -5 \log d + k . \quad (4.9)$$

Al fine di calibrare su di una scala fisica assoluta le magnitudini, e quindi in definitiva per dare un valore alla costante k , le osservazioni vengono confrontate con immagini delle cosiddette stelle standard aventi magnitudine costante e delle quali si conosce esattamente il flusso. Ad esempio, la stella Vega è un calibratore standard. Tale oggetto è molto luminoso e visibile da entrambi gli emisferi. Utilizzando Vega, gli astronomi Johnson e Landolt hanno osservato e calibrato campi di stelle standard standard lungo l'Equatore Celeste, quindi accessibili da entrambi gli emisferi terrestri.

Utilizzando queste stelle si confronta il numero di conteggi n_t ricevuto nell'unità di tempo dall'oggetto che stiamo osservando con quello ricevuto nell'unità di tempo dalla stella standard. Dato che conosco il flusso della standard, posso in questo modo determinare facilmente il flusso dell'oggetto osservato.

Se sono impossibilitato ad osservare delle standard, posso ricorrere al punto zero del CCD il quale definisce, in un dato filtro fotometrico, la magnitudine dell'oggetto che sul rivelatore utilizzato produce un conteggio al secondo. Questi punti zero sono caratteristici della strumentazione utilizzata e variano da telescopio a telescopio.

Utilizzando le stelle standard si può quindi determinare la magnitudine di una stella; a volte, però, per evidenziare una variazione di luminosità di un oggetto si ricorre al confronto con oggetti di campo acquisiti simultaneamente nella stessa immagine. Si determina in questo modo una magnitudine differenziale per l'oggetto d'interesse.

Il metodo da applicare è il seguente: all'interno dello stesso frame scientifico si individuano i conteggi n associati all'oggetto che ci interessa ed i conteggi n_1 associati ad un altro oggetto (che deve avere luminosità costante in quanto sarà il nostro punto di riferimento della calibrazione differenziale). Il rapporto tra queste quantità è naturalmente uguale al rapporto fra i flussi dei due oggetti. Di conseguenza, la differenza Δm tra le loro magnitudini sarà

$$\Delta m = m - m_1 = -2.5 \log \frac{n}{n_1} \quad (4.10)$$

Conoscendo poi m_1 , è possibile ottenere la magnitudine m dell'oggetto d'interesse invertendo la formula (4.10):

$$m = m_1 - \Delta m . \quad (4.11)$$

5. SPETTROSCOPIA

Come abbiamo visto, la fotometria permette di misurare la quantità di luce che riceviamo da un corpo celeste all'interno di una determinata banda ottica.

A volte, però, per approfondire lo studio di una sorgente, è necessario conoscere come varia la sua emissione in funzione della lunghezza d'onda: in questi casi si ricorre alla spettroscopia.

Isaac Newton per primo, nella seconda metà del '600, riuscì a scomporre la luce nei colori fondamentali attraverso l'uso di un prisma; all'inizio dell''800, Joseph von Fraunhofer osservò nello spettro del sole delle righe di assorbimento corrispondenti a lunghezze d'onda caratteristiche di metalli leggeri, che quindi dovevano essere presenti nell'atmosfera solare (in realtà, queste righe erano già state osservate circa 10 anni prima da William Wollaston). Perciò, lo studio spettroscopico di una sorgente permette di modellarne il continuo spettrale, cioè l'emissione in funzione di λ , e di studiarne la composizione chimica.

Ma su quale principio si basano gli spettroscopi? È quanto vedremo qui di seguito.

5.1. Strumenti

5.1.1. Prisma e prisma obiettivo

Come detto poc'anzi, il prisma è stato il primo strumento utilizzato per disperdere la luce. La dispersione in un prisma (Fig. 5.1) avviene grazie all'uso della dipendenza dell'indice di rifrazione del vetro dalla lunghezza d'onda (ovvero, lo stesso effetto che genera l'aberrazione cromatica; vd. Sez. 2.4.1). In tal modo, la luce viene deflessa di un angolo diverso a seconda della sua λ .



Figura 5.1 – Ben noto esempio di scomposizione della luce attraverso un prisma

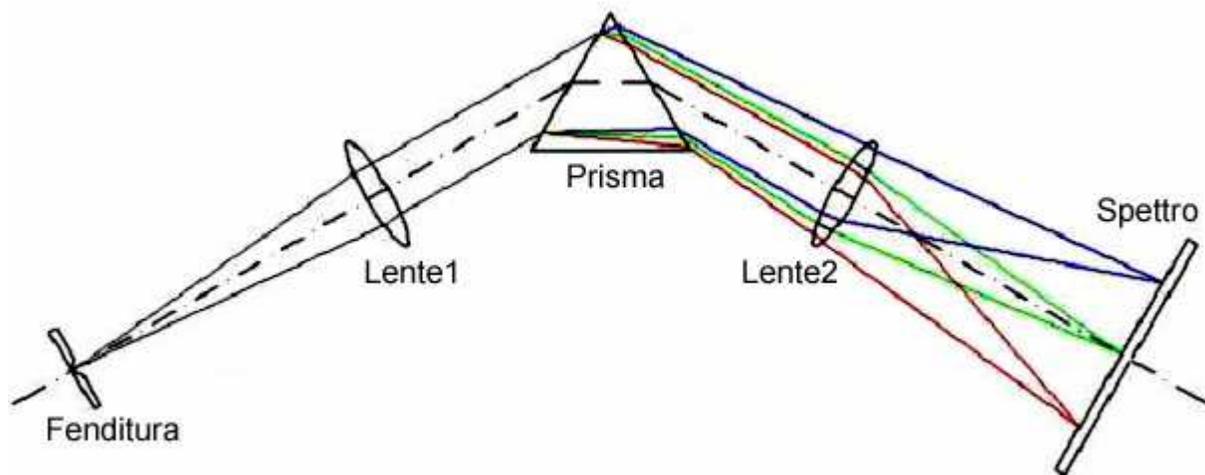


Figura 5.2 – Rappresentazione schematica di uno spettroscopio a prisma

In genere, un sistema contenente un prisma come elemento disperdente è formato anche da altre parti (vd. Fig. 5.2): in particolare, da una fenditura che permette di far filtrare solo la luce dell'oggetto d'interesse, e da lenti che permettono di allineare il fascio di luce incidente e di espandere la dimensione finale dello spettro (chiamata dispersione).

In altri casi (Fig. 5.3), esiste solo un doppietto acromatico che fa convergere sul rivelatore la luce dispersa precedentemente dal prisma: abbiamo in questi casi un prisma obiettivo.

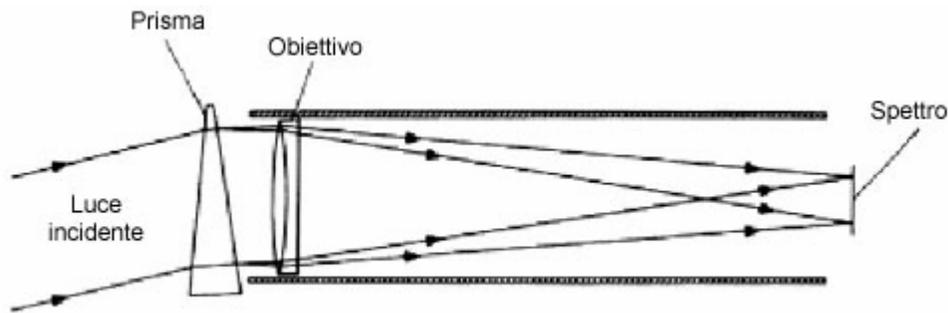


Figura 5.3 – Rappresentazione schematica di un prisma obiettivo

5.1.2. Il reticolo

Invece di un prisma, si può scegliere di usare un reticolo, ovvero un vetro inciso con una serie di solchi molto ravvicinati fra loro e che generano (in modo analogo all'effetto iridescente che si vede nei CD), una scomposizione della luce per attraversamento dei solchi o per riflessione su di essi (Fig. 5.4, a sinistra).

Il vantaggio di utilizzare il reticolo risiede nel fatto che è più sottile del prisma (quindi più efficiente in termini di trasmissione della luce), e che la dispersione spettrale può essere nota a priori in quanto dipendente dal numero di solchi per mm.

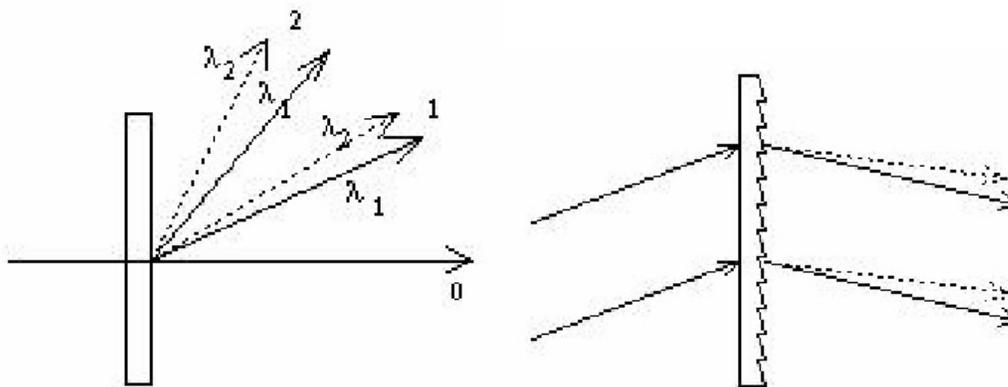


Figura 5.4 – A sinistra: *esempio di dispersione della luce attraverso un reticolo*; a destra: *esempio di dispersione della luce attraverso un grism*

5.1.3. Il grism

Un'altra valida alternativa al prisma è il grism (*GRazing incidence prISM* = prisma ad incidenza radente). Anch'esso è un pezzo di vetro lavorato in modo da presentare dei solchi "a scaletta" (Fig. 5.4, a destra). I più moderni grism vengono costruiti in modo che il fascio di luce sia diffusa non tramite riflessione ma attraversamento. In questo modo, possono essere montati sui telescopi nella

stessa maniera in cui si montano i filtri fotometrici. Rispetto al prisma, hanno gli stessi vantaggi sopra esposti relativamente al reticolo.

5.2. L'osservazione spettroscopica

Per l'osservazione spettroscopica, affinché sul CCD cada solo lo spettro dell'oggetto che ci interessa e non vi sia confusione o sovrapposizione di più spettri, bisogna restringere il campo ad una striscia sottile contenente l'oggetto che si vuole studiare. Questo avviene mediante l'utilizzo di una fenditura larga qualche secondo d'arco, che oscura il resto del campo. Si ottiene così una gaussiana "tubolare" estesa sul CCD lungo tutto l'asse di dispersione dello spettro, cioè una riga od una colonna del CCD; nel caso di Loiano, l'asse di dispersione è lungo le colonne. Si ottiene così lo spettro bidimensionale dell'oggetto osservato in cui la luce viene distribuita lungo tutta la colonna (Fig. 5.5). Ogni pixel di questa colonna corrisponde quindi ad un intervallino di lunghezze d'onda. Sui pixel non colpiti dalla luce è osservabile lo spettro del fondo cielo (Fig. 5.5 e 5.6).

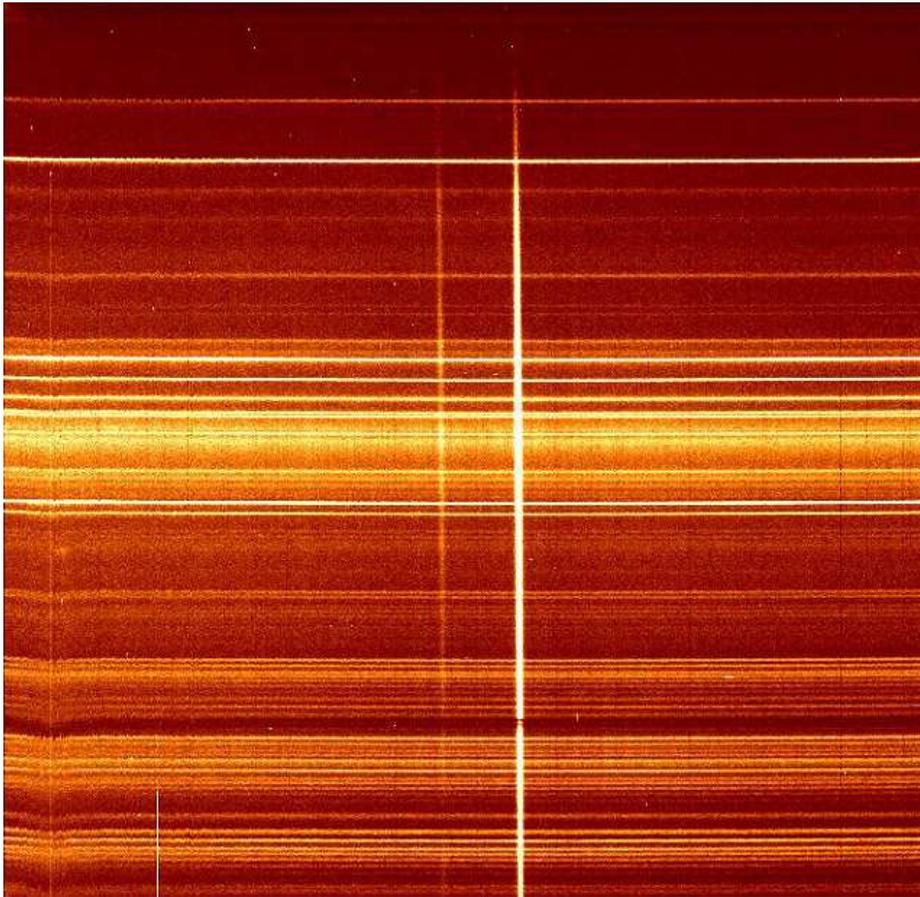


Figura 5.5 – Immagine CCD di uno spettro bidimensionale acquisita con lo strumento BFOSC a Loiano. La colonna brillante al centro contiene lo spettro dell'oggetto posto in fenditura; a sinistra di esso è visibile lo spettro di un altro oggetto, più debole e casualmente caduto anch'esso all'interno della fenditura. Attorno ad essi vi è lo spettro del cielo, le cui righe di emissione (vd. Fig. 5.6) sono le strisce orizzontali presenti in figura. In quest'immagine, la lunghezza d'onda varia dall'alto verso il basso ed è compresa tra 3500 ed 8500 Å

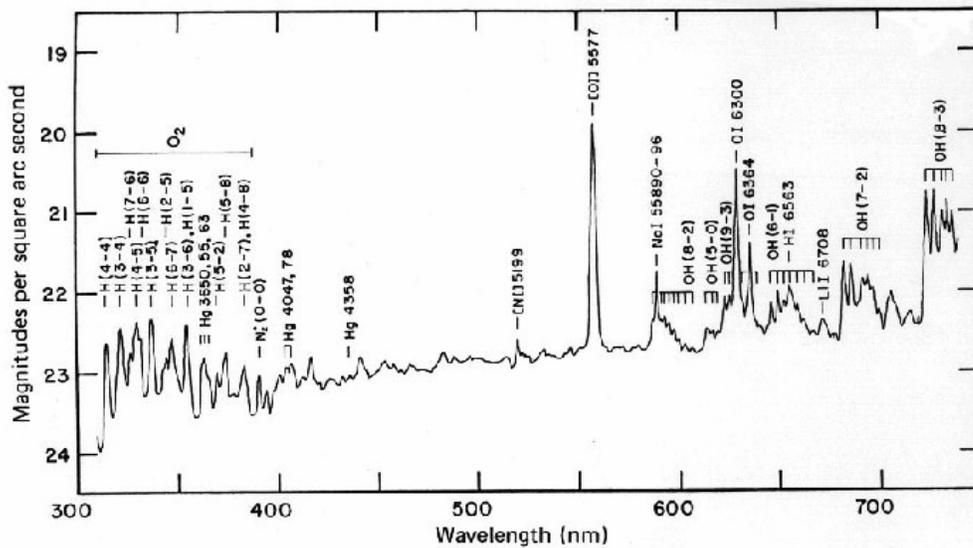


Figura 5.6 – Grafico della luminosità del fondo cielo in funzione di λ . Sono indicati gli elementi chimici responsabili delle righe d'emissione

Per ottenere lo spettro corretto dell'oggetto, occorre estrarre lo spettro lungo la colonna di dispersione e sottrarlo allo spettro del fondo cielo (Fig. 5.6) estratto lungo una delle colonne adiacenti.

5.3. Calibrazione di uno spettro

Per calibrare lo spettro in lunghezza d'onda si acquisisce, subito dopo aver osservato l'oggetto stesso, lo spettro bidimensionale di una lampada a vapori di elio ed argon o di altri gas (Fig. 5.7, a sinistra). Tale lampada produce, lungo ogni colonna, uno spettro discreto con una serie ben precisa di righe (emette quindi solo in alcune λ note). L'acquisizione dello spettro della lampada si compie inserendo la lampada stessa lungo il cammino ottico del telescopio (generalmente la lampada si trova all'interno del telescopio stesso). Quindi, si estrae lo spettro della lampada in corrispondenza della colonna lungo cui ho estratto lo spettro dell'oggetto. Si fa questo per far sì che le differenze nelle dispersioni dello spettro di oggetto e lampada (e dovute a torsioni del telescopio e posizionamento sul CCD) siano minime.

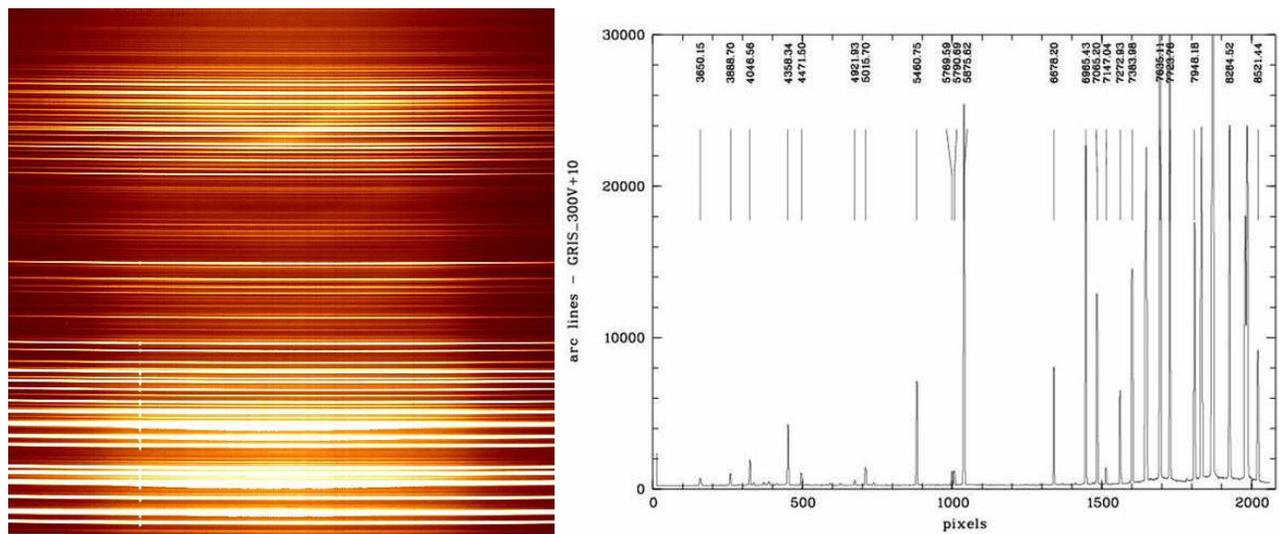


Figura 5.7 – A sinistra: spettro bidimensionale di una lampada di calibrazione; a destra: spettro monodimensionale di una lampada di calibrazione estratto lungo una colonna del frame

La relazione tra lunghezza d'onda e pixel lungo le colonne del CCD è quindi determinabile assegnando dapprima la lunghezza d'onda caratteristica della riga al pixel su cui detta riga è caduta, e quindi determinando una funzione (più o meno lineare) per associare un determinato valore di λ a ciascun pixel lungo le colonne (Fig. 5.7, a destra).

Per calibrare uno spettro in flusso, si osserva una stella standard spettroscopica. In questo modo, una volta estrattone e calibrato in lunghezza d'onda lo spettro, si ottiene per ciascun pixel (e quindi in funzione di λ) un fattore di conversione tra i conteggi ricevuti dalla standard ed il suo flusso (che è noto al variare della lunghezza d'onda): ciò permette di generare una curva di risposta (conteggi in funzione del flusso ricevuto) che consente di calibrare l'oggetto d'interesse su una scala assoluta di flussi.

Il risultato finale (spettro di un oggetto celeste calibrato in lunghezza d'onda ed in flusso) è riportato in Fig. 5.8.

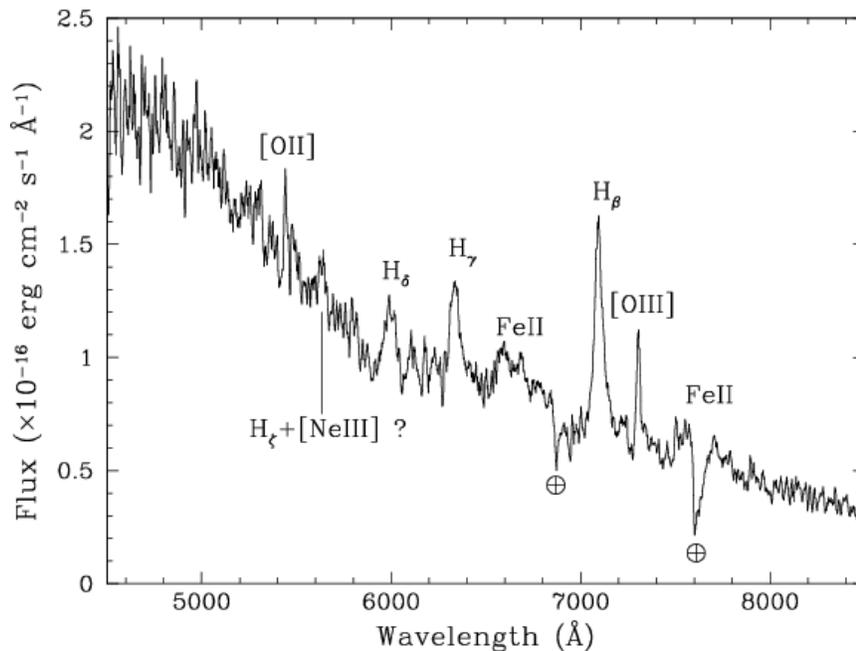


Figura 5.8 – Spettro della galassia 1WGA J2223.7-0206 calibrato in lunghezza d'onda ed in flusso

5.4. Rapporto S/N in uno spettro

Mentre nella fotometria l'informazione è concentrata in un solo punto (o meglio, nell'area della PSF, quindi in pochi pixel), in spettroscopia la luce viene sparsa lungo una striscia larga pochi pixel ma lunga quanto il CCD. Risulta quindi chiaro che, a parità di situazione, il rapporto segnale-rumore per uno spettro è sostanzialmente inferiore a quello fotometrico.

Per valutare, seppure in modo semiquantitativo, la differenza di rapporto S/N tra uno spettro ed una equivalente osservazione fotometrica, possiamo procedere in questo modo. La PSF fotometrica è di 5 pixel circa: questo significa che la luce dell'oggetto cade in $5 \times 5 = 25$ pixel circa. Questa luce, in forma di un numero totale n di fotoni, proviene però da un intervallo spettrale di circa 1000 \AA , che è la larghezza media di un filtro fotometrico.

Nel caso di uno spettro, il numero di fotoni m provenienti dall'oggetto e nell'intervallo spettrale fra, ad esempio, 3500 e 8500 \AA (quindi pari a circa 5 volte la larghezza di un filtro fotometrico) va a cadere in un rettangolo largo 5 pixel (la PSF lungo la direzione della fenditura) e lungo 1000 pixel (l'intero asse di dispersione, cioè una colonna del CCD). Perciò, supponendo $m \sim n \times 5$, risulterà

$$\frac{(S/N)_{\text{phot}}}{(S/N)_{\text{spec}}} = \frac{n}{5 \cdot 5} \cdot \frac{5 \cdot 1000}{n \cdot 5} = 40. \quad (5.1)$$

Così, per avere lo stesso S/N a parità di altre condizioni osservative, un oggetto osservato spettroscopicamente deve essere 40 volte più brillante di uno osservato fotometricamente.

Da questo, discende automaticamente la seguente “regola del pollice”: **dato un telescopio, la magnitudine limite spettroscopica è circa 4 volte più brillante della magnitudine limite fotometrica.** Per confrontare la magnitudine di un oggetto misurato in fotometria e spettroscopia è necessario applicare la formula:

$$m_L^S = m_L^P - 2.5 \log \frac{(S/N)_{\text{phot}}}{(S/N)_{\text{spec}}} = m_L^P - 2.5 \log 40 = m_L^P - 4. \quad (5.2)$$

5.5. Dispersione spettrale

Quando si acquisiscono dati spettroscopici, in genere si studia un arco spettrale grande quanto la finestra ottica, ovvero di 5000 Å (da 3500 Å a 8500 Å). Se tale intervallo è coperto ad esempio con 1300 pixel, come nel caso dello spettrografo di Loiano, su ciascuno di essi cadranno 3.8 Å. Si dirà quindi che lo spettro ha una dispersione di 3.8 Å/pix. La dispersione dipende dal tipo di grism (o elemento dispersore) utilizzato: restringendo tramite esso l’arco spettrale osservato, si ottiene una dispersione più alta, in quanto così uno spettro meno ampio andrà a cadere sull’intera ampiezza del CCD, facendo quindi in modo che ogni pixel contenga un intervallo di lunghezze d’onda più ristretto.

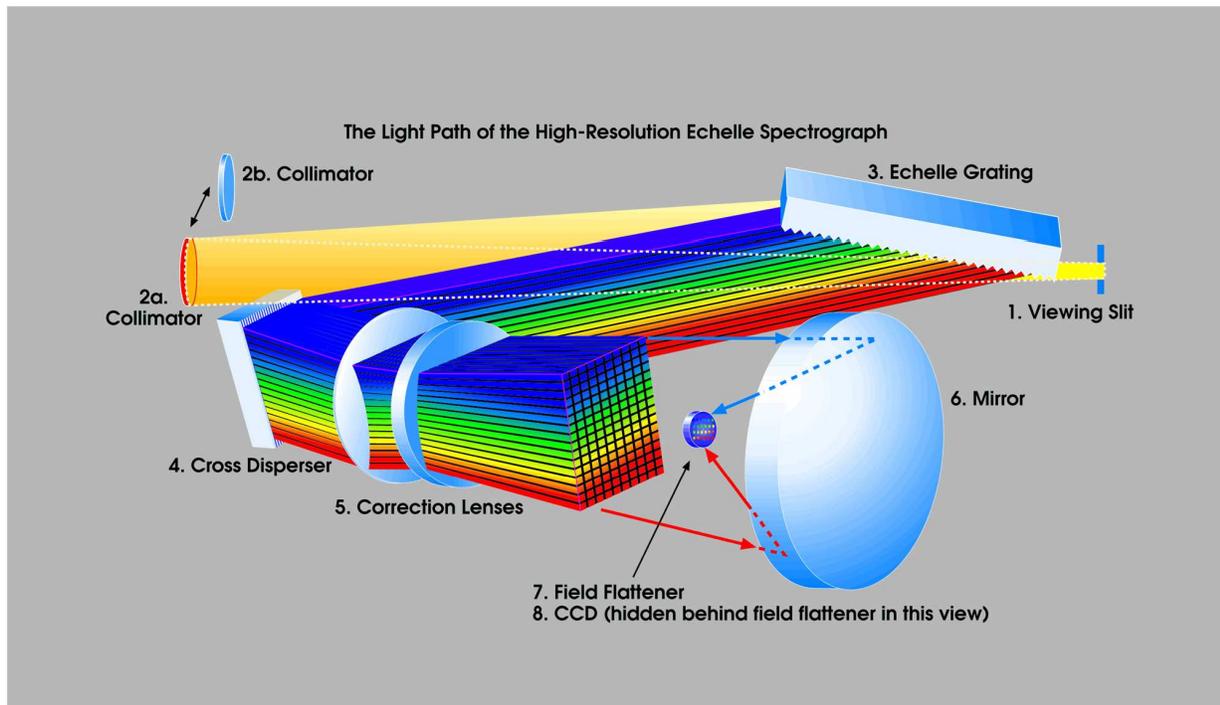


Figura 5.9 – Rappresentazione schematica di uno spettrografo échelle

5.6. Spettrografi *échelle*

Questo particolare tipo di spettrografi utilizza una combinazione di prisma e reticolo per la dispersione della luce. Il sistema è detto *échelle*, dal francese “scala”, in quanto l’elemento disperdente ha una sezione a forma di scaletta. Il fascio incidente, dopo aver attraversato un collimatore, viene diffratto dall’elemento disperdente, e quindi viene indirizzato sul CCD attraverso un particolare sistema ottico (Fig. 5.9). In questo modo, sul CCD lo spettro non viene a trovarsi lungo una sola riga o colonna, ma viene diviso per colonne o per righe in una serie di spettri detti *ordini*, in cui l’estremità finale dell’ordine precedente si sovrappone in lunghezza d’onda all’estremità iniziale dell’ordine successivo. In questo modo, ho uno spettro diviso lungo n colonne (o righe) del CCD (Fig. 5.10, a sinistra). Questo aumenta la dispersione dello spettro portandola, nel caso di una copertura spettrale tra 3500 ed 8500 Å e di un CCD di 1300×1300 pixel, ad un valore pari a

$$\frac{5000}{1300 \cdot n} = \frac{3.8}{n} \text{ \AA/pixel}$$

Nel caso in cui $n > 20$, si possono ottenere dispersioni migliori di 0.2 Å/pixel. Si capisce quindi che la spettroscopia *échelle* permette di ottenere spettri a dispersione molto più elevata di quella ottenibile usando le normali tecniche che utilizzano i grism (Fig. 5.10, a destra).

Questo tipo di sistema si usa per effettuare studi molto dettagliati sulla composizione chimica dell’oggetto osservato.

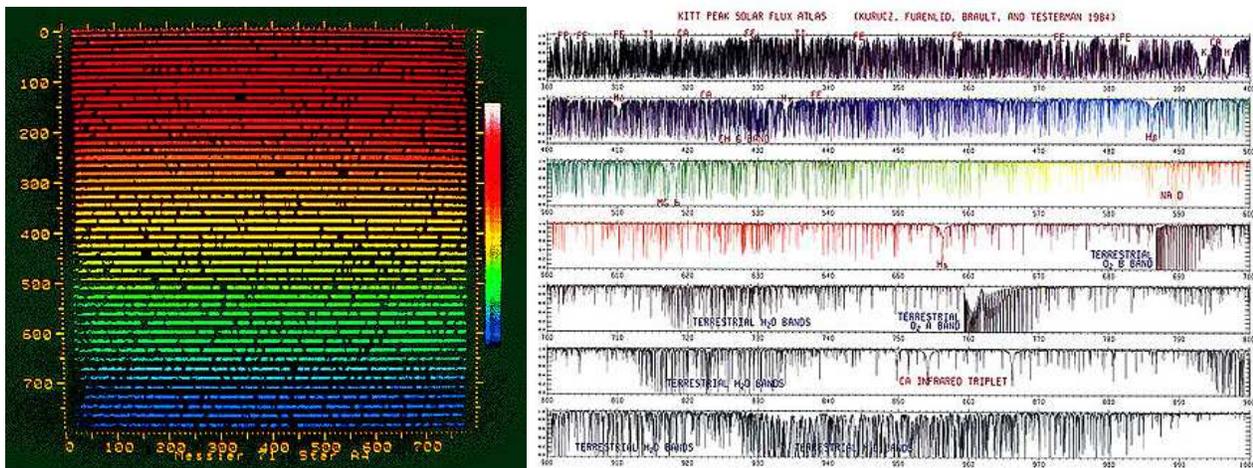


Figura 5.10 – A sinistra: *spettro bidimensionale ottenuto con uno spettrografo échelle*; a destra: *spettro échelle monodimensionale*

Naturalmente, per effettuare questo tipo di osservazioni, occorre che l’oggetto sia particolarmente brillante, o che il telescopio sia sufficientemente grande, in quanto su ciascun pixel cadrà un numero di lunghezze d’onda più piccolo, e conseguentemente un numero minore di fotoni a parità di tempo di esposizione, con una ovvia riduzione del rapporto S/N rispetto al caso in cui si utilizzano i grism o i reticoli a bassa o media dispersione.

6. APPLICAZIONI

6.1. Temperatura e composizione chimica di una stella

È possibile determinare la temperatura di un oggetto osservato studiando la forma generale del suo continuo spettrale, assumendo che esso sia descrivibile attraverso il modello di corpo nero.

In quest'ipotesi, si ha che:

$$\lambda_{\text{MAX}} \propto \frac{1}{T}, \quad (6.1)$$

in cui T rappresenta la temperatura di corpo nero. Tale formula, chiamata legge di spostamento di Wien, indica che al crescere della temperatura la lunghezza d'onda corrispondente al flusso massimo dell'emissione spettrale si sposta verso l'ultravioletto.

Lo stesso risultato ci è utile in fotometria per capire la temperatura di un oggetto attraverso il confronto delle sue magnitudini in due bande diverse, ad esempio B (centrata a 4400 Å) e V (centrata a 5500 Å). Per un oggetto, l'indice di colore fra queste due bande è definito come:

$$B - V = m(B) - m(V), \quad (6.2)$$

dove $m(B)$ ed $m(V)$ sono le magnitudini dello stesso oggetto nelle bande B e V . Ora, se $B - V > 0$, significa che

$$m(B) - m(V) = -2.5 \log \frac{F_B}{F_V} > 0, \quad (6.3)$$

ovvero che $F_B < F_V$, e che quindi l'oggetto ha una temperatura relativamente bassa. Quindi, quanto più l'indice di colore è maggiore di zero, tanto più freddo è il corpo osservato.

Osservando le linee di assorbimento ed emissione in uno spettro è invece possibile capire la sua composizione chimica. Tali linee hanno lunghezze d'onda ben determinate ma hanno forma diversa al variare della temperatura del corpo. Questo succede in quanto il grado di ionizzazione del plasma dell'atmosfera di una stella è più o meno elevato a seconda della sua temperatura. In tal modo, a seconda delle righe osservate, è possibile stabilire la temperatura ed il tipo spettrale della stella.

6.2. Lo spostamento delle righe spettrali

Attraverso l'analisi dello spettro è anche possibile determinare la velocità di un oggetto rispetto alla Terra. Per via dell'effetto Doppler, l'onda luminosa, analogamente ad un'onda sonora, si comporta diversamente a seconda che l'oggetto si avvicini o si allontani dell'osservatore. Nel primo caso l'onda si comprime, λ si riduce e lo spettro appare spostato verso il blu. Se l'oggetto invece si allontana, la lunghezza d'onda aumenta e quindi lo spettro appare spostato verso il rosso.

Tale effetto è osservabile sia a livello locale (all'interno della nostra galassia) sia soprattutto su scala cosmologica. In quest'ultimo caso la velocità di allontanamento è tanto maggiore quanto più si considerano oggetti distanti (Fig. 6.1).

Per calcolare la velocità di spostamento è necessario identificare una riga o una serie di righe nello spettro osservato. Generalmente si utilizzano le righe della serie di Balmer dell'idrogeno. Il rapporto tra il valore della lunghezza d'onda misurata e quella teorica permette di determinare il

cosiddetto *redshift* (spostamento verso il rosso, indicato con la lettera z) e quindi, in prima approssimazione, la velocità v dell'oggetto rispetto all'osservatore:

$$1 + z = \frac{\lambda_{\text{MIS}}}{\lambda_{\text{LAB}}} = \frac{v}{c}, \quad (6.4)$$

dove c è la velocità della luce. Noto il redshift, è possibile determinare la distanza dell'oggetto assumendo un particolare tipo di modello cosmologico.

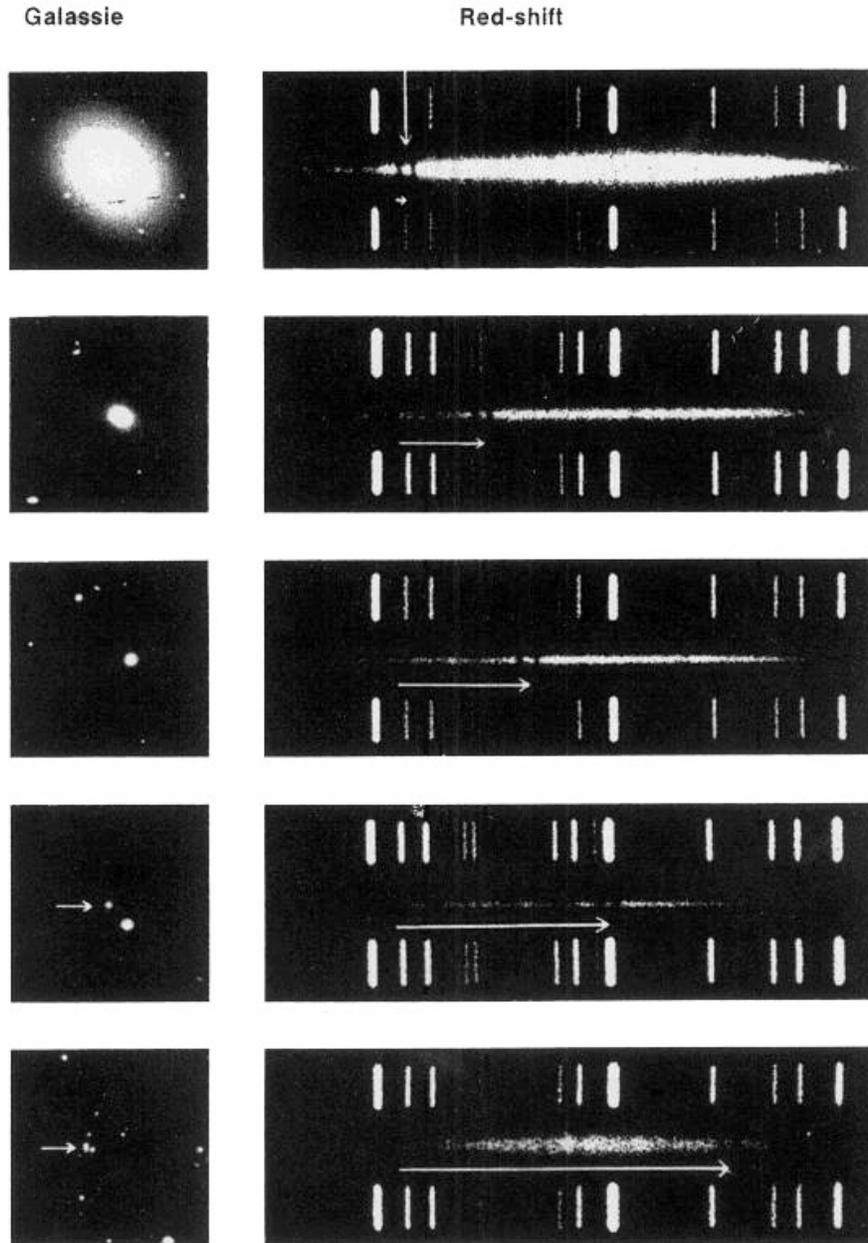


Figura 6.1 – Esempi di red-shift cosmologico di galassie

Questo metodo è utile anche per determinare la massa e la dimensione delle stelle che formano un sistema doppio (Fig. 6.2). In tali sistemi abbiamo che, periodicamente, un oggetto si muove verso la Terra (e quindi le sue righe sono spostate verso il blu) e l'altro va in senso opposto (ed ha le righe spostate verso il rosso) fino a che non arrivano agli estremi delle loro orbite: a quel punto, invertono il moto ed anche lo spostamento delle righe si inverte. Le righe degli spettri delle due stelle presentano quindi un moto oscillatorio con periodo T pari al periodo orbitale. Calcolando in questo

modo la velocità ed il periodo orbitali di questi oggetti è possibile risalire alla massa dei due corpi e ad altri parametri del sistema.

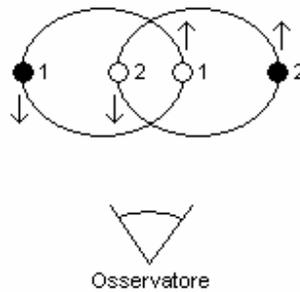


Figura 6.2 – Rappresentazione schematica del moto orbitale di un sistema doppio

6.3. Stelle variabili come misuratori di distanza

Esiste la possibilità di determinare la distanza di particolari tipi di stelle attraverso lo studio della variazione della loro luminosità.

Ad esempio, vi sono stelle pulsanti che hanno una variazione di luminosità estremamente regolare nel tempo, con andamento sinusoidale. La stella subisce un'alterazione periodica delle proprie dimensioni a causa di un rilascio dell'energia interna. Una zona sferica di elio ionizzato al disotto della superficie stellare funge da valvola accumulando energia e causando così l'espansione della stella, fino al rilascio di questa energia e la conseguente riduzione del volume stellare.

Se si osserva l'indice di colore $B-V$ si nota che, durante il fenomeno di pulsazione, più una stella pulsante è brillante, più è fredda (perché l'espansione produce una diminuzione della temperatura). Questo fenomeno è osservabile nelle Cefeidi e nelle RR Lyrae: per esse esiste una relazione che lega la luminosità al periodo di pulsazione. Queste stelle vengono perciò utilizzate come riferimento per la misura delle distanze nell'Universo vicino.

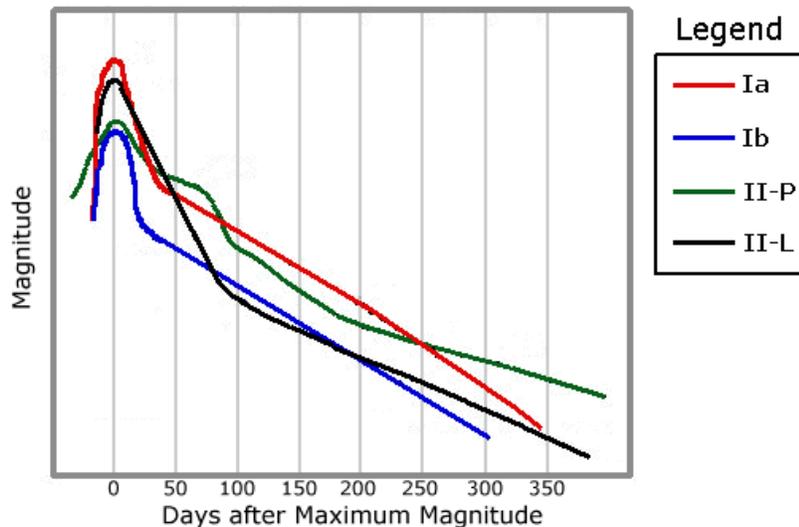


Figura 6.3 – Grafico schematico dell'evoluzione della luminosità ottica di Supernovae di vari tipi

Per la misura di distanze molto lontane si ricorre alle Supernovae: esse non sono variabili regolari, bensì esplosive, che segnano la morte catastrofica di una stella e la trasformazione del suo nucleo da materia ordinaria a materia neutronica. Questa violenta transizione di fase rilascia una grande quantità di energia, che è pressoché costante da caso a caso. Anche questi oggetti possono quindi essere utilizzati come candele standard per la misura delle distanze.

In particolare, le supernove più "standard" in termini di luminosità totale sono le Supernovae di Tipo Ia: esse sono costituite da un sistema doppio in cui una nana bianca riceve materia da una

compagna vicina, aumentando così la propria massa. Quando questa supera il limite di Chandrasekhar (circa 1.4 masse solari), la nana bianca esplose producendo appunto una Supernova di tipo Ia la cui luminosità aumenta rapidamente per poi diminuire in un tempo proporzionale alla luminosità massima (vd. Fig. 6.3). Come detto, la luminosità massima delle Supernovae Ia è un valore abbastanza standard: questo permette di determinare la distanza del fenomeno. Osservando Supernovae Ia ad alto redshift (cioè molto lontane dalla Terra) si è scoperto che l'espansione dell'universo sta incrementando la propria velocità.

6.4. Il diagramma Hertzsprung-Russell

Questo diagramma (detto anche diagramma H-R), che prende il nome dai due astronomi che lo idearono, è un diagramma colore-magnitudine: per una stella, a seconda del suo colore (o della temperatura) si ha una determinata magnitudine (o luminosità) in dipendenza dal grado evolutivo della stella stessa.

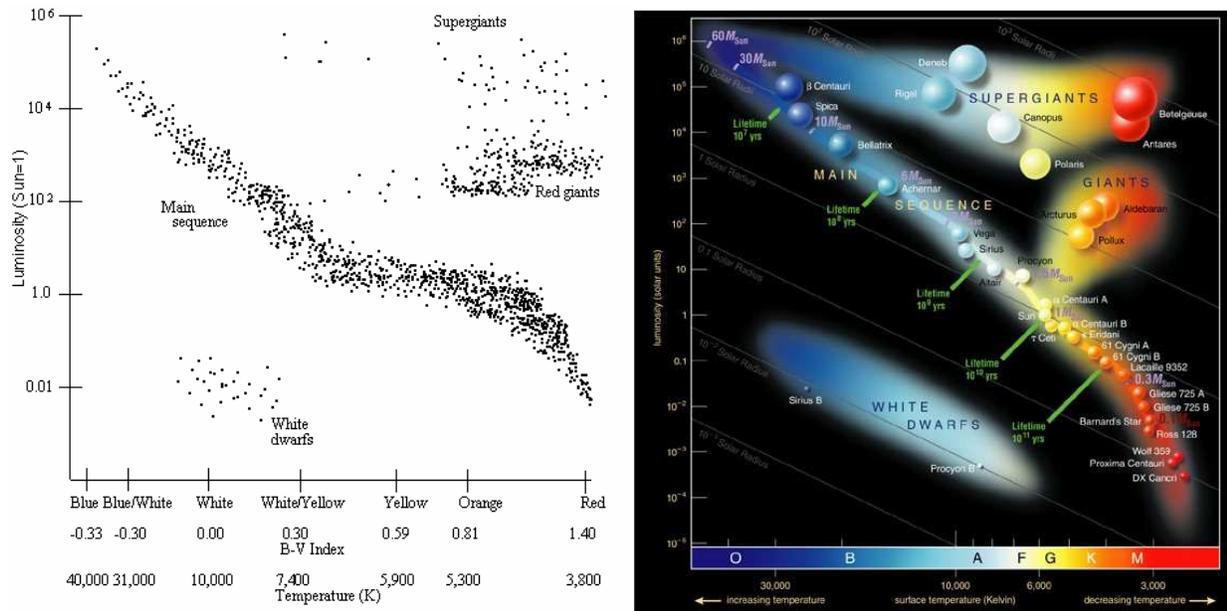


Figura 6.4 – A sinistra: *diagramma H-R in cui la luminosità è in funzione dell'indice di colore B-V e della temperatura superficiale della stella*; a destra: *versione divulgativa del diagramma H-R*

Le stelle giovani che bruciano l'idrogeno nel proprio nucleo sono collocate sulla sequenza principale (la striscia diagonale in Fig. 6.4), lungo la quale la temperatura cresce con la luminosità. Altre stelle più evolute, che hanno esaurito l'idrogeno al loro centro, bruciano l'elio: sono le giganti rosse. Durante la loro evoluzione, la temperatura superficiale resta più o meno costante ma varia la luminosità.

Esiste un ulteriore braccio orizzontale, che contiene le supergiganti che bruciano l'elio contenuto nel nucleo. Lentamente queste, dopo aver allontanato gli strati esterni attraverso una fase di supervento, cessano le reazioni nucleari al loro interno e diventano nane bianche che si raffreddano ulteriormente diminuendo anche progressivamente la loro luminosità.

Un ammasso globulare è costituito da stelle vecchie con la stessa età, quindi il suo diagramma H-R è una "istantanea" di una popolazione di stelle nate simultaneamente ed in cui l'unico parametro che le distingue è la massa. Se si considera il diagramma H-R di un ammasso globulare si nota l'assenza di gran parte della sequenza principale (poiché le stelle più massicce sono evolute più rapidamente e sono già uscite dalla Sequenza Principale) e compaiono solo i rami delle stelle più vecchie e fredde. In questi diagrammi si definisce turn-off il punto di uscita delle stelle dalla Sequenza Principale. La sua posizione indica l'età dell'ammasso globulare.