

Alma Mater Studiorum – Università Di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea in Astronomia

**Ottica geometrica e ondulatoria,
e applicazioni astrofisiche**

Tesi di Laurea

Presentata da:

Giuliano Folini

Relatrice:

Chiar.ma Prof.ssa Marcella Brusa

Anno Accademico 2022/2023

Introduzione

L'ottica è quella branca della fisica volta allo studio della luce, delle sue proprietà e della sua propagazione nello spazio. Si divide in ottica geometrica, ottica ondulatoria e ottica quantistica. In questa trattazione verranno esaminati gli aspetti geometrici e ondulatori della luce, tralasciando quindi la parte quantistica.

Nel primo capitolo si affronterà la parte di *ottica geometrica*. Essa studia l'interazione della luce con ostacoli di dimensioni molto maggiori della lunghezza d'onda della radiazione considerata, quali specchi e lenti. Si enunceranno quindi le principali leggi che regolano la propagazione rettilinea della luce, la riflessione e la rifrazione.

Quando le dimensioni dell'ostacolo incontrato dalla luce sono confrontabili con la lunghezza d'onda stessa diventa impossibile ignorare la natura ondulatoria della radiazione; si entra quindi nel dominio dell'*ottica ondulatoria*, o *ottica fisica*. Questo argomento è trattato nel secondo capitolo. Si affronteranno i fenomeni che in passato hanno portato alla comprensione di questa branca, in particolare interferenza e diffrazione.

Infine, nel terzo capitolo si tratteranno alcune *applicazioni astrofisiche* dell'ottica. Verranno esaminate la composizione di varie tipologie di telescopi e la tecnica dell'ottica adattiva, ovvero un sistema che permette di mitigare gli effetti negativi che le turbolenze atmosferiche hanno sull'immagine generata da un telescopio.

Indice

1	Ottica Geometrica	1
1.1	Leggi dell'ottica geometrica	1
1.2	Principio di Huygens	3
1.3	Principio di Fermat	4
2	Ottica Ondulatoria	6
2.1	Esperienza di Young	6
2.2	Diffrazione da singola fenditura	7
2.3	Diffrazione da doppia fenditura	8
2.4	Diffrazione da apertura circolare	9
3	Applicazioni Astrofisiche	11
3.1	Telescopi	11
3.2	Ottica adattiva	13
	Bibliografia	16

Capitolo 1

Ottica Geometrica

1.1 Leggi dell'ottica geometrica

L'ottica geometrica consiste in un metodo approssimato per lo studio del comportamento della luce quando incontra discontinuità nello spazio in cui essa si propaga, senza dover ricorrere ad una risoluzione dell'equazione delle onde. Questo metodo è valido assumendo che la lunghezza d'onda della radiazione osservata sia molto minore delle dimensioni lineari degli ostacoli incontrati. Inoltre, assumendo $\lambda \rightarrow 0$, è possibile considerare come fronti d'onda piani anche piccole porzioni di fronti d'onda sferici, e come superfici piane piccole sezioni della superficie di separazione tra due mezzi.

L'ottica geometrica si basa su tre fenomeni:

- propagazione rettilinea;
- riflessione;
- rifrazione.

Legge della propagazione rettilinea

La legge della propagazione rettilinea della luce afferma che la radiazione si propaga seguendo percorsi rettilinei. La prima formulazione di questa legge risale ad Euclide, il quale trattò esclusivamente la propagazione della luce nel vuoto. Venne successivamente espansa per includere la propagazione della luce all'interno di mezzi omogenei.

Legge della riflessione

Innanzitutto, è possibile definire un raggio come una linea che corrisponde alla direzione della radiazione ed è perpendicolare al fronte d'onda. Si tratta quindi di un costrutto matematico, non un'entità fisica.

Nel momento in cui un raggio incide sulla superficie che separa due mezzi (Figura 1.1), parte della radiazione viene diffusa all'indietro. Dato che la separazione tra gli atomi è molto minore della lunghezza d'onda, le onde riemesse nel vuoto avanzano insieme e si sommano in una sola direzione, generando un raggio riflesso ben definito. La direzione di questo raggio riflesso è determinata dall'angolo della radiazione incidente con la normale della superficie, detto *angolo di incidenza*.

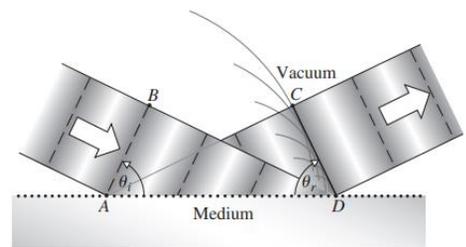


Figura 1.1: Rappresentazione grafica di un'onda riflessa. (E. Hecht, Optics, Pearson, 2017.)

Nella (Figura 1.1), il segmento \overline{AB} , corrispondente al fronte d'onda della radiazione entrante, si trasforma in \overline{CD} , ovvero il fronte d'onda della radiazione uscente, in seguito alla riflessione sulla superficie \overline{AD} . Le onde emesse in A arriveranno in C in fase con le onde appena emesse in D finché $\overline{AC} = \overline{BD}$. Dato che i due triangoli hanno l'ipotenusa in comune si ottiene:

$$\frac{\text{sen}\theta_i}{\overline{BD}} = \frac{\text{sen}\theta_r}{\overline{AC}} \quad (1.1)$$

Dato che le onde si propagano nel mezzo alla stessa velocità v_i , si ha che $\overline{AC} = v_i \Delta t = \overline{BD}$. Di conseguenza $\text{sen}\theta_i = \text{sen}\theta_r$. La **legge della riflessione**, quindi, afferma che l'angolo θ_i tra la normale e il raggio incidente, e l'angolo θ_r tra la normale e il raggio riflesso hanno lo stesso valore, ovvero $\theta_i = \theta_r$. Inoltre, il raggio incidente, la normale e il raggio riflesso giacciono sul *piano di incidenza*, perpendicolare alla superficie che separa i mezzi.

Legge della rifrazione

Quando un raggio di luce colpisce una superficie di separazione, parte della radiazione incidente viene diffusa all'interno del mezzo ad un angolo diverso da quello originale: questo fenomeno viene chiamato rifrazione. La velocità di questa onda rifratta sarà minore, ovvero $v_t < c$.

Per calcolare l'angolo a cui la radiazione lascia la superficie, si considera una situazione come quella illustrata in (Figura 1.2). I triangoli ABD e AED hanno ipotenusa in comune ed è quindi possibile scrivere

$$\frac{\text{sen}\theta_i}{\overline{BD}} = \frac{\text{sen}\theta_t}{\overline{AE}} \quad (1.2)$$

Ponendo $\overline{AE} = v_t \Delta t$ e $\overline{BD} = v_i \Delta t$ si ottiene:

$$\frac{\text{sen}\theta_i}{v_i} = \frac{\text{sen}\theta_t}{v_t} \quad (1.3)$$

Ora, moltiplicando entrambi i lati per c , e considerando $n_i = c/v_i$ e $n_t = c/v_t$:

$$n_i \text{sen}\theta_i = n_t \text{sen}\theta_t \quad (1.4)$$

Questa equazione rappresenta la **Legge di Rifrazione**, o **Legge di Snell**. Questa legge vale per ogni frequenza, ma l'angolo risultante sarà ovviamente diverso.

L'*indice di rifrazione* n varia da un mezzo all'altro, ma è possibile calcolarlo tramite il rapporto $\frac{x_i}{x_t} \equiv n_t$ (Figura 1.3). Quando un raggio entra in mezzo con indice di rifrazione più elevato si piega verso la normale, mentre quando entra in un mezzo con indice minore si allontanerà da essa.

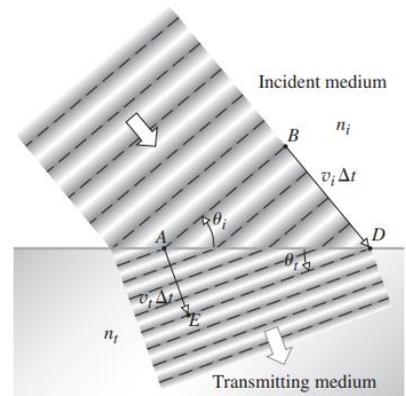


Figura 1.2: Rappresentazione grafica di un'onda rifratta. (E. Hecht, Optics, Pearson, 2017.)

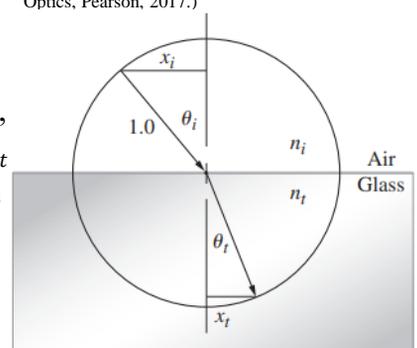


Figura 1.3: Schema per ricavare l'indice di rifrazione. Il cerchio ha un diametro di 1.0. (E. Hecht, Optics, Pearson, 2017.)

Per ricavare la **legge della rifrazione** (Figura 1.6), invece, si considerano dei fronti d'onda che investono la superficie di separazione tra aria e vetro, con $v_2 < v_1$. Dato che la frequenza della radiazione non cambia, e $v = \lambda\nu$, si ha che la distanza percorsa nel vetro dal raggio proveniente da h è $\lambda_2 = \lambda_1 v_2 / v_1$. Il nuovo fronte d'onda deve quindi essere tangente a un cerchio con centro in h e raggio λ_2 , e l'angolo θ_2 che si viene a formare è chiamato *angolo di rifrazione*.

Per i triangoli hde e hdf si può scrivere $\text{sen}\theta_1 = \lambda_1 / hd$ e $\text{sen}\theta_2 = \lambda_2 / hd$.

Dividendo membro a membro si ottiene

$$\frac{\text{sen}\theta_1}{\text{sen}\theta_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1.5)$$

Moltiplicando entrambi i lati per c , e ricordando che $c/v = n$, è possibile infine scrivere $n_1 \text{sen}\theta_1 = n_2 \text{sen}\theta_2$.

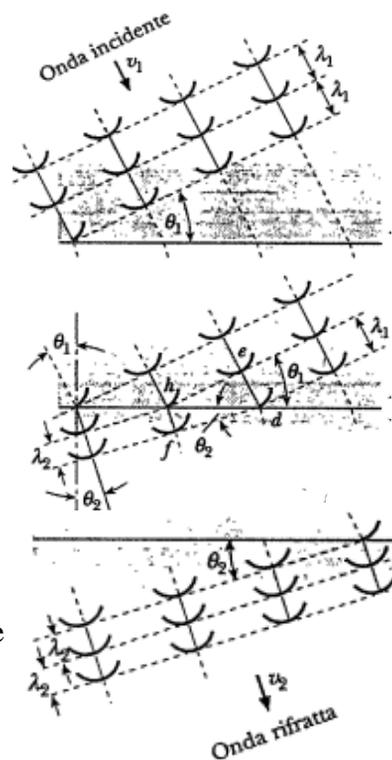


Figura 1.6: Deduzione della legge di rifrazione tramite il principio di Huygens. (D. Halliday, R. Resnick e K. S. Krane, Fisica 2, Casa Editrice Ambrosiana, 2006.)

1.3 Principio di Fermat

Erone di Alessandria fu il primo a proporre il seguente principio: *il percorso fatto dalla luce da un punto A ad un punto B passando per una superficie riflettente è quello più breve possibile*. Il principio di Fermat comprende sia la riflessione che la rifrazione, ovvero: *il percorso di un raggio di luce tra due punti è quello con il minor tempo di percorrenza*.

Il principio di Fermat può essere utilizzato per ricavare la **legge della riflessione**. Nella (Figura 1.7) si hanno due punti A e B, collegati da un raggio APB riflesso da MM'. Il percorso di questo raggio è $L = \sqrt{a^2 + x^2} + \sqrt{b^2 + (D - x)^2}$, con x la posizione del punto P. Per Fermat, P deve trovarsi in un punto in cui sia minimo il tempo di percorrenza $t = L/c$ quindi $dt/dx = 0$. Si ottiene:

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{c} \frac{dL}{dx} = \frac{1}{2c} (a^2 + x^2)^{-\frac{1}{2}} (2x) + \frac{1}{2c} [b^2 + (D - x)^2]^{-\frac{1}{2}} (2)(D - x)(-1) = 0 \quad (1.6)$$

Che è possibile riscrivere come $\frac{x}{\sqrt{a^2 + x^2}} = \frac{D - x}{\sqrt{b^2 + (D - x)^2}}$. Infine, è possibile riscrivere questa equazione come $\text{sen}\theta_1 = \text{sen}\theta'_1$, ovvero la legge della riflessione.

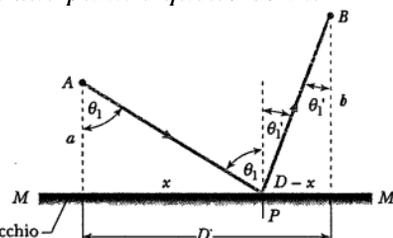


Figura 1.7: Deduzione della legge di riflessione tramite il principio di Fermat. (D. Halliday, R. Resnick e K. S. Krane, Fisica 2, Casa Editrice Ambrosiana, 2006.)

Per ricavare la **legge della rifrazione**, si scelgono due punti A e B in due mezzi differenti (Figura 1.8). Minimizzare il tempo di transito t del raggio, rispetto alla variabile x , permetterà di trovare il percorso corrispondente all'effettivo percorso del raggio di luce. Quindi:

$$t = \frac{L_1}{v_1} + \frac{L_2}{v_2} = \frac{(a^2 + x^2)^{1/2}}{v_1} + \frac{[b^2 + (D - x)^2]^{1/2}}{v_2} \quad (1.7)$$

Per minimizzare $t(x)$ si trova:

$$\frac{dt}{dx} = \frac{x}{v_1(a^2 + x^2)^{1/2}} + \frac{-(D - x)}{v_2[b^2 + (D - x)^2]^{1/2}} \quad (1.8)$$

e si pone $dt/dx = 0$.

È ora possibile riscrivere questa espressione come $\frac{\text{sen}\theta_1}{v_1} = \frac{\text{sen}\theta_2}{v_2}$, corrispondente alla legge di Snell.

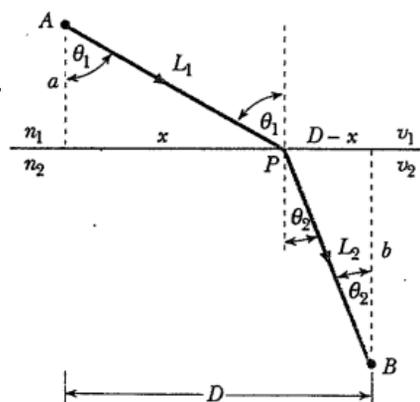


Figura 1.8: Deduzione della legge di rifrazione tramite il principio di Fermat. (D. Halliday, R. Resnick e K. S. Krane, Fisica 2, Casa Editrice Ambrosiana, 2006.)

Capitolo 2

Ottica Ondulatoria

2.1 Esperienza di Young

Fino al XVII secolo vi erano due diverse scuole di pensiero riguardo la natura della luce: secondo Newton essa era composta da particelle, mentre Huygens sosteneva fosse composta da onde. L'esperimento della doppia fenditura di Young provò corretta l'ipotesi di Huygens (Figura 2.1). In questo esperimento la luce del sole viene fatta passare prima attraverso un singolo foro sufficientemente piccolo, per creare una sorgente di luce coerente, poi attraverso due fori posti su una seconda barriera. Da questi due fori partono altrettanti coni di luce coerente i quali vanno ad illuminare uno schermo. Su questo schermo si viene a formare una figura di interferenza, con dei massimi dovuti a interferenza costruttiva, e dei minimi dovuti a interferenza distruttiva. Le frange di interferenza osservate sono spiegabili solamente assumendo che la luce abbia una natura ondulatoria.

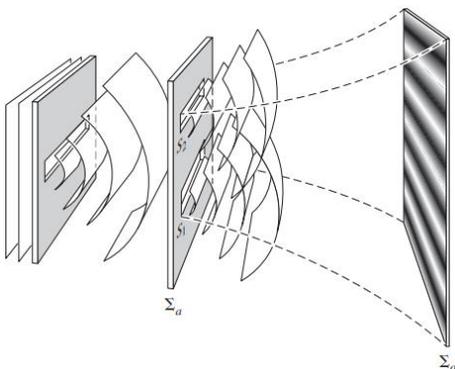


Figura 2.1: Esperimento di Young.
(E. Hecht, Optics, Pearson, 2017.)

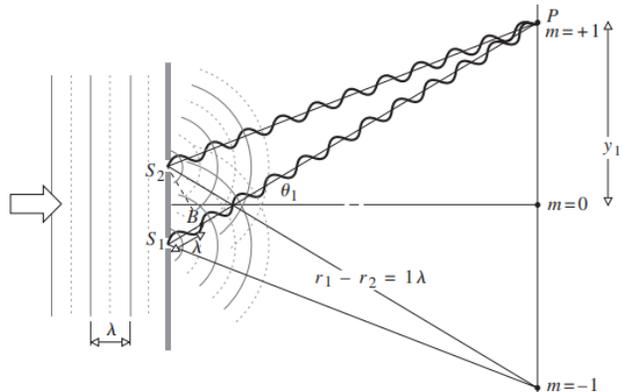


Figura 2.2: Schematizzazione dell'esperimento.
(E. Hecht, Optics, Pearson, 2017.)

La distanza s tra due schermi Σ_a e Σ_c è assunta molto maggiore della distanza a tra le fessure. La differenza di cammino ottico tra i raggi $\overline{S_1P}$ e $\overline{S_2P}$ (Figura 2.2) corrisponde a $\overline{S_1B} = \overline{S_1P} - \overline{S_2P} = r_1 - r_2$. Considerando $\theta \approx \sin\theta$ e $\theta \approx y/s$, è possibile scrivere:

$$r_1 - r_2 = asen\theta \approx a\theta \approx \frac{a}{s}y \quad (2.1)$$

Inoltre, una interferenza costruttiva si ha quando:

$$r_1 - r_2 = m\lambda \quad (2.2)$$

Perciò, unendo le ultime due relazioni si ottiene:

$$y_m = \frac{s}{a}m\lambda \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.3)$$

y_m indica la posizione del m -esimo massimo, considerando la frangia centrale come $m = 0$. Per avere un massimo, quindi, i due raggi devono arrivare allo schermo in fase, ovvero $\overline{S_1B}$ deve contenere un numero intero di lunghezze d'onda. Viceversa, per avere un minimo lo stesso segmento deve avere un numero semi-intero di lunghezze d'onda.

2.2 Diffrazione da singola fenditura

Un fascio di luce che passa attraverso una stretta fenditura va a generare una figura composta da bande chiare e bande scure. Come per l'interferenza, questo fenomeno è spiegabile solamente accettando la natura ondulatoria della luce. La figura che viene a prodursi su uno schermo dipende dalla distanza di questo dalla fenditura. Si possono quindi andare ad elencare tre casi:

1. *Distanza molto piccola.* Quando la distanza tra schermo e apertura è molto piccola, i raggi percorrono una piccola distanza dopo aver lasciato l'apertura e quindi divergono poco. L'immagine che viene a formarsi sullo schermo è quella dell'ombra proiettata dall'apertura.

2. *Grande distanza.* Lo schermo, così come la sorgente, si trova lontano dall'apertura, e quindi i fronti d'onda si possono considerare piani. Per ottenere questa configurazione è anche possibile utilizzare due lenti convergenti. Questo caso è noto come *diffrazione di Fraunhofer*, ed è quello che verrà utilizzato in seguito data la sua semplicità.

3. *Distanza intermedia.* Lo schermo si trova a una distanza qualunque dall'apertura e i raggi che raggiungono e lasciano l'apertura non sono paralleli. Questo caso è definito *diffrazione di Fresnel*.

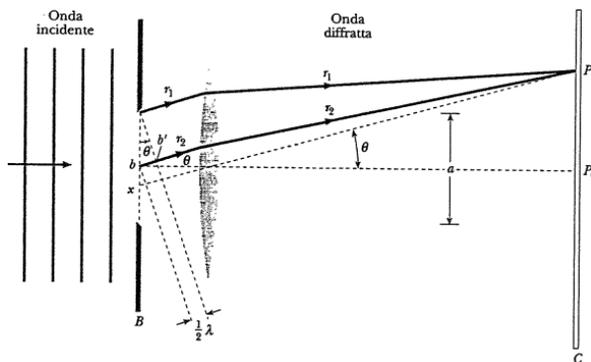


Figura 2.3: Figura di diffrazione: formazione del primo minimo.
(D. Halliday, R. Resnick e K. S. Krane, Fisica 2, Casa Editrice Ambrosiana, 2006.)

Per lo studio della diffrazione generata da una singola fenditura si considera una costruzione come in (Figura 2.3). I raggi paralleli incidenti vengono focalizzati sul punto centrale P_0 , sul quale arrivano in fase. In questo punto si ha quindi interferenza costruttiva e intensità massima. Per calcolare la posizione del primo minimo P_1 si considerano tre raggi uscenti dalla fenditura ad un angolo θ . Il raggio xP_1 passa per il centro della lente senza essere deviato, il raggio r_1 passa dall'estremità superiore della fenditura e il raggio r_2 dal suo centro. Se la distanza bb' corrisponde a mezza lunghezza d'onda, i raggi r_1 e r_2 interferiranno distruttivamente. Lo stesso avviene per ogni altro raggio: i raggi della parte superiore vengono annullati dai raggi nella parte inferiore.

Il punto P_1 è quindi il primo minimo della figura, con intensità zero. Essendo $bb' = (a/2)\text{sen}\theta$, la condizione che dà origine al primo minimo è:

$$\frac{a}{2}\text{sen}\theta = \frac{\lambda}{2} \quad (2.4)$$



Ovvero:

$$a\text{sen}\theta = \lambda \quad (2.5)$$

La formula generale che fornisce i minimi è:

$$a\text{sen}\theta = m\lambda \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.6)$$

L'intensità dei massimi è data dalla relazione:

$$I_\theta = I_m \left(\frac{\text{sen}\alpha}{\alpha} \right)^2 \quad (2.7)$$

Dove $\alpha = (a \pi \text{sen}\theta) / \lambda$ e I_m indica l'intensità massima nel punto P_0 .

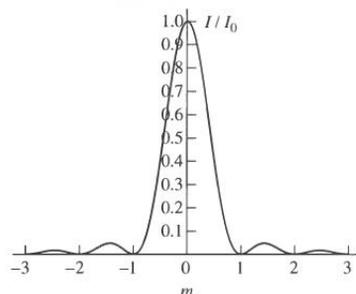


Figura 2.4: Andamento dell'intensità della figura di diffrazione (B. W. Carrol and D. A. Ostlie, An Introduction to Modern Astrophysics, Pearson International Edition, 2007.)

2.3 Diffrazione da doppia fenditura

Come visto nell'esperimento di Young, la luce che passa attraverso due fenditure poste a piccola distanza interferendo genera su uno schermo frange di intensità uniforme. Quando non è possibile realizzare la condizione $a \ll \lambda$ le figure di interferenza non sono uniformi, ma variano a seconda delle figure di diffrazione causate dalle due fenditure (Figura 2.5).

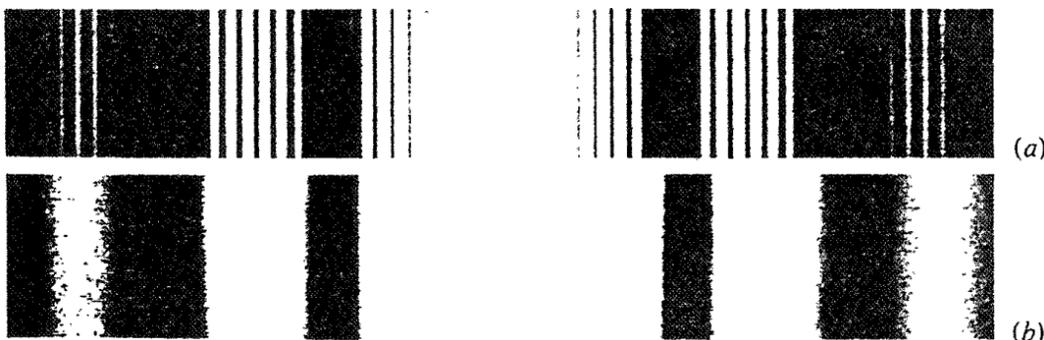


Figura 2.5: (a) Frange di interferenza generate da un sistema a due fenditure, le cui ampiezze non sono trascurabili rispetto alla lunghezza d'onda. (b) Figura di diffrazione prodotta da una fenditura di uguale ampiezza. (D. Halliday, R. Resnick e K. S. Krane, Fisica 2, Casa Editrice Ambrosiana, 2006.)

In ogni punto dello schermo l'intensità della luce emessa da ciascuna fenditura considerata singolarmente è data dalla figura di diffrazione della fenditura stessa. Le due figure di diffrazione coincidono dato che nella diffrazione di Fraunhofer i raggi paralleli vengono concentrati nello stesso punto. Queste due onde diffratte, essendo coerenti, interferiscono. L'effetto di questa interferenza porta a una redistribuzione dell'energia, producendo un insieme di frange. L'energia non è più distribuita in maniera uniforme ma è data dalla figura di diffrazione di una fenditura di larghezza a . L'intensità delle frange di interferenza (Figura 2.6) è determinata dall'intensità della figura di diffrazione nella posizione in cui si trova la frangia, e segue la relazione:

$$I_\theta = I_m (\cos\beta)^2 \left(\frac{\text{sen}\alpha}{\alpha} \right)^2 \quad (2.8)$$

Oltre al *fattore di diffrazione* $(\text{sen}\alpha/\alpha)^2$ presente nell'equazione dell'intensità per una fenditura singola, si ha un nuovo fattore $\cos^2\beta$, il *fattore di interferenza*, il quale va a modulare l'intensità introducendo frange più piccole (Figura 2.6).

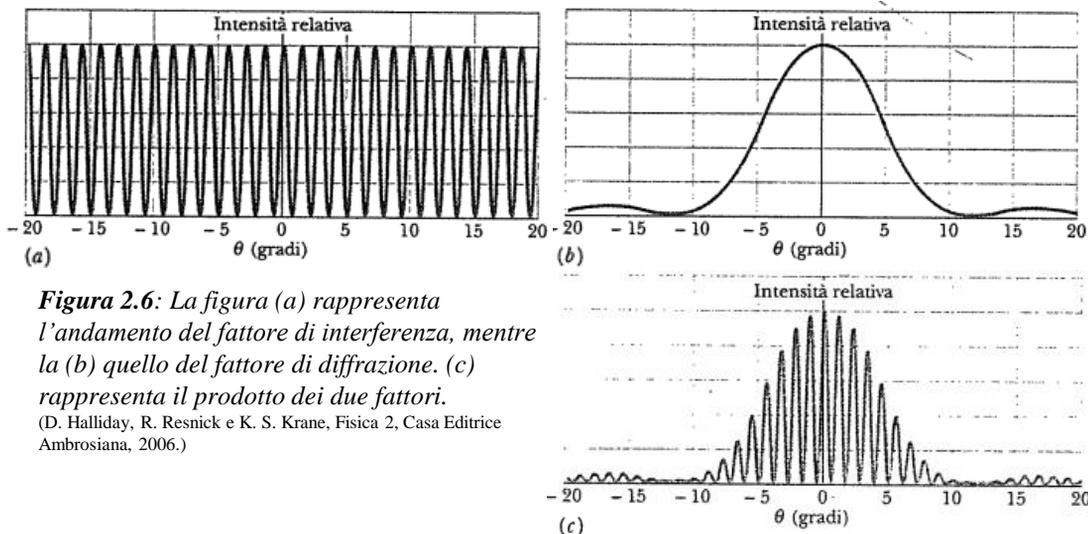


Figura 2.6: La figura (a) rappresenta l'andamento del fattore di interferenza, mentre la (b) quello del fattore di diffrazione. (c) rappresenta il prodotto dei due fattori.
(D. Halliday, R. Resnick e K. S. Krane, Fisica 2, Casa Editrice Ambrosiana, 2006.)

2.4 Diffrazione da apertura circolare

Un foro su uno schermo opaco proietta una figura di diffrazione simile a quella dovuta ad una singola fenditura. L'immagine che si viene a formare consiste in un disco centrale, chiamato disco di Airy, circondato da anelli secondari sempre meno intensi (Figura 2.7). Questo fenomeno può anche essere causato da una lente dato che, facendo passare solamente la luce entro il suo perimetro, essa si comporta come un'apertura circolare in uno schermo opaco. Questo comporta, negli strumenti di osservazione, la presenza di un limite fisico alla precisione dello strumento stesso, la cui immagine sarà meno nitida più gli effetti della diffrazione saranno marcati.

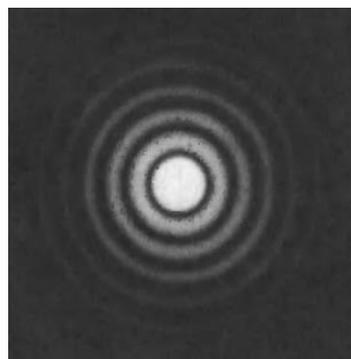


Figura 2.7: Figura di diffrazione da apertura circolare. (B. W. Carrol and D. A. Ostlie, An Introduction to Modern Astrophysics, Pearson International Edition, 2007.)

Stando alle condizioni di Fraunhofer, il primo minimo della figura di diffrazione si trova ad un angolo θ , rispetto all'asse centrale, dato da:

$$\text{sen}\theta = 1,22 \frac{\lambda}{d} \quad (2.9)$$

dove d indica il diametro dell'apertura. Da questa equazione, in base al criterio di Rayleigh, due oggetti puntiformi lontani con una piccola distanza angolare saranno distinguibili solamente per distanze angolari maggiori di θ_R (esprese in radianti):

$$\theta_R = \text{sen}^{-1}\left(1,22 \frac{\lambda}{d}\right) \approx 1,22 \frac{\lambda}{d} \quad (2.10)$$

Nella (Figura 2.8a), due oggetti lontani non soddisfano la condizione (2.10) e quindi appaiono come un singolo oggetto non risolvibile. Nella 2.8b, la distanza angolare tra i due oggetti è tale che il massimo di una figura coincide con il minimo dell'altra. Questa situazione corrisponde al criterio di Rayleigh e gli oggetti sono appena risolvibili. Infine, nella 2.8c, si hanno due oggetti che soddisfano la condizione e sono quindi pienamente risolti. Andando ad aumentare il diametro delle lenti utilizzate, o a diminuire la lunghezza d'onda, è quindi possibile ottenere immagini più nitide.

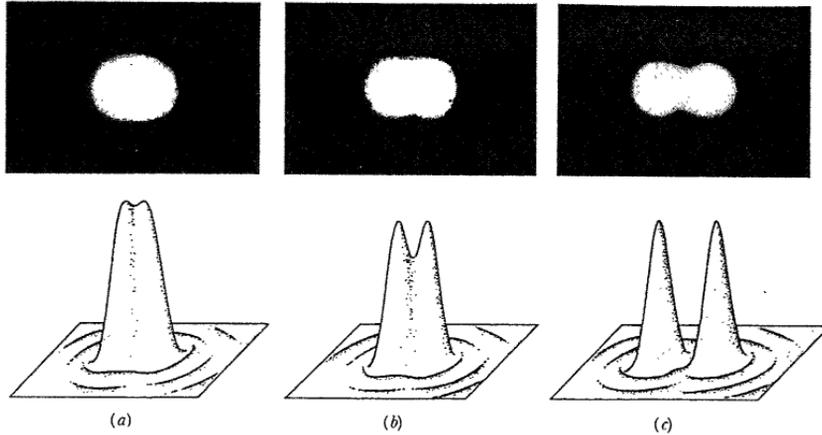


Figura 2.8: Immagini ottenute dall'osservazione di sorgenti puntiformi lontane a diverse distanze angolari. (D. Halliday, R. Resnick e K. S. Krane, Fisica 2, Casa Editrice Ambrosiana, 2006.)

Capitolo 3

Applicazioni astrofisiche

3.1 Telescopi

I telescopi sono strumenti utilizzati per l'osservazione di oggetti lontani, quali pianeti, stelle o galassie. A chi vada attribuita l'invenzione di questo strumento è ancora poco chiaro, dato che per secoli erano conosciuti i vari componenti necessari alla sua costruzione, e risulta quindi difficile determinare precisamente quando un telescopio sia stato costruito per la prima volta. La prima applicazione astronomica di questo strumento si deve però a Galileo Galilei, il quale cominciò ad osservare il cielo utilizzando uno strumento da lui costruito a partire dal 1609.

Esistono due categorie principali di telescopi, a seconda del tipo di componenti utilizzati: i telescopi *rifrattori*, i quali utilizzano lenti, e i telescopi *riflettori*, che si servono di specchi.

Telescopi rifrattori

I telescopi rifrattori sono formati da due componenti principali: un obiettivo e un oculare. Il compito dell'obiettivo è quello di catturare la luce proveniente da sorgenti lontane e di creare un'immagine nel fuoco di questa lente. L'immagine intermedia formata viene poi catturata dall'oculare, il cui fuoco coincide con quello dell'obiettivo.

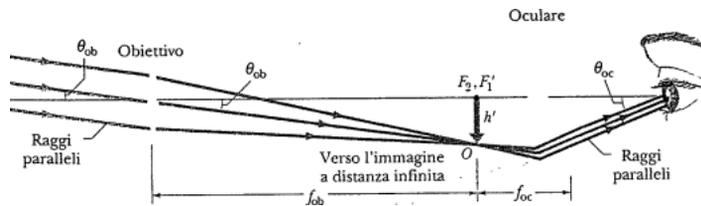


Figura 3.1: Una versione di un telescopio rifrattore con le sue componenti.
(D. Halliday, R. Resnick e K. S. Krane, Fisica 2, Casa Editrice Ambrosiana, 2006.)

Nella (Figura 3.1), i raggi provenienti da un oggetto distante colpiscono l'obiettivo ad un angolo θ_{ob} con l'asse del telescopio e formano un'immagine capovolta nel fuoco comune. Questa immagine funge da oggetto per l'oculare, il quale va a formare un'immagine virtuale all'infinito. Anche questa immagine è capovolta, e forma, con l'asse del telescopio, un angolo θ_{oc} . L'ingrandimento angolare del telescopio m_θ è dato da θ_{oc}/θ_{ob} . Per raggi parassiali è possibile scrivere $\theta_{ob} = h'/f_{ob}$ e $\theta_{oc} = h'/f_{oc}$, quindi:

$$m_\theta = -\frac{f_{ob}}{f_{oc}} \quad (3.1)$$

L'*ingrandimento* è solo uno dei fattori da considerare nella progettazione di un telescopio. La luminosità dell'immagine è determinata dal *potere di raccolta della luce*, importante nell'osservazione di oggetti molto deboli. Anche il *campo visivo* è importante: a seconda dell'utilizzo, un telescopio dovrà avere un campo più o meno ampio. Cannocchiali di questo tipo hanno comunque sempre un campo visivo abbastanza limitato.

Uno dei problemi principali legati a questo strumento è quello delle aberrazioni, le quali influiscono negativamente sulla qualità dell'immagine finale. Le principali aberrazioni presenti sono *aberrazione sferica* (causata dal fatto che lenti e specchi sferici impediscano la realizzazione di immagini nitide), *aberrazione cromatica* (per via dei diversi indici di rifrazione, il cammino ottico per ciascuna lunghezza d'onda varia) e la già citata *diffrazione*.

Per avere telescopi con lenti più grandi, e quindi aumentare la luminosità, è necessario ispessire le lenti. Questo però porta a un peggioramento delle distorsioni e delle aberrazioni causate dalla lente stessa. Per questo motivo vi è un limite tecnico alla dimensione di questi strumenti: ad oggi il telescopio rifrattore più grande ha un diametro di circa 1m.

In questo tipo di telescopi la posizione dell'immagine intermedia generata dall'obiettivo è fissa, mentre l'oculare viene spostato per mettere a fuoco lo strumento. Questo serve a compensare un eventuale miopia o presbiopia nell'occhio dell'osservatore.

Telescopi riflettori

Uno dei problemi dei telescopi rifrattori è la difficoltà tecnica di creare lenti di dimensioni elevate, che permetterebbero di ottenere immagini migliori. Per risolvere questo problema è possibile utilizzare specchi, i quali portano numerosi vantaggi. Prima di tutto, uno specchio non deve essere trasparente e privo di imperfezioni, dato che solamente la superficie riflettente è importante per il sistema. A differenza delle lenti, uno specchio non deve essere sostenuto solamente sui bordi, ma può beneficiare di un'intera superficie di supporto. Inoltre, trattandosi di un sistema riflettivo e non rifrattivo, non vi sono cambi nell'indice di rifrazione lungo il percorso ottico della luce, e quindi non vi è aberrazione cromatica. Per questi motivi i telescopi riflettori sono preferiti nella costruzione di grandi telescopi.

Esistono due tipi di telescopi riflettori, in base al tipo di specchio secondario utilizzato: Newtoniani e Gregoriani. I telescopi **Newtoniani** utilizzano uno specchio piano, posto prima del fuoco del primo specchio, il quale devia il fascio perpendicolarmente all'asse del telescopio. La presenza di questo specchio secondario all'interno dello strumento, ovviamente, blocca parte della luce incidente. Questa perdita può essere minimizzata grazie a un rapporto tra le aree dei due specchi sufficientemente grande. Gli strumenti di osservazione sono quindi collocati all'esterno dello strumento lungo il cammino del raggio deviato.

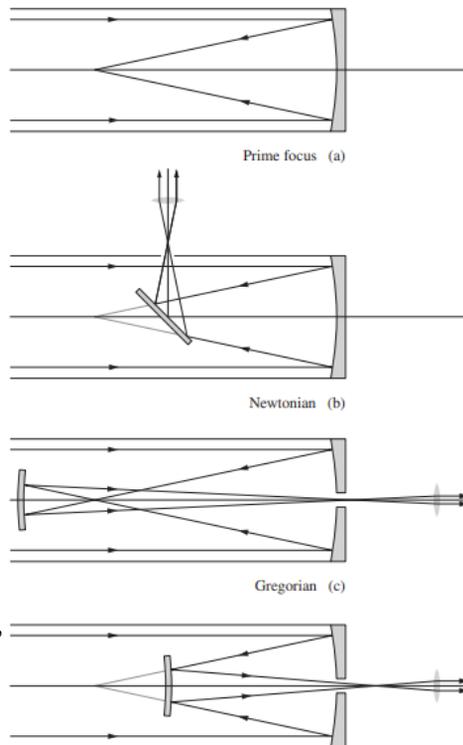


Figura 3.2: Telescopi riflettori.
(E. Hecht, Optics, Pearson, 2017.)

I telescopi di tipo **Gregoriano** impiegano uno specchio ellissoidale concavo, o, in alternativa, uno specchio iperbolico convesso in grado di aumentare la lunghezza focale, per proiettare il fascio lungo l'asse. La luce esce dal telescopio attraverso un foro nello specchio primario per poi essere catturata dagli strumenti.

3.2 Ottica adattiva

L'ottica adattiva è una delle tecnologie recenti che più ha rivoluzionato il campo dell'astronomia. Essa infatti permette di contrastare la distorsione della luce causata dalle turbolenze presenti nell'atmosfera terrestre che in passato costituiva un problema creduto impossibile da risolvere.

I continui spostamenti d'aria creano variazioni di densità nei vari livelli dell'atmosfera, i quali si traducono in una variazione dell'indice di rifrazione e quindi della lunghezza del cammino ottico. I fronti d'onda provenienti dallo spazio sono pressoché piani, ma una volta attraversata l'atmosfera essi assumono forme distorte e ondulate. Dato che le turbolenze si evolvono in continuazione, la progressione dei fronti è in continuo cambiamento, e ciò porta l'immagine finale ad apparire sfocata e tremolante.

I risultati ottici delle turbolenze atmosferiche possono essere modellati abbastanza facilmente. Infatti, data l'elevata velocità della luce, è possibile assumere l'atmosfera come un piano costituito da diverse regioni in grado di rifrangere l'onda in direzioni diverse. Queste regioni, osservate da terra, hanno dimensioni che variano dai 10 ai 30cm di diametro, e i fronti d'onda contenuti in quest'area possono essere assunti circa piani. Più forte sarà la turbolenza e più piccole saranno queste celle. In ognuna di queste regioni isoplanatiche il fronte d'onda è abbastanza liscio, con una differenza tra massimi e minimi di circa $\lambda/17$. In generale, se le distorsioni sono inferiori a $\lambda/10$, la qualità dell'immagine può considerarsi buona.

Gli effetti della turbolenza sull'immagine formata da un telescopio dipendono dalla sua apertura. Uno strumento con un'apertura di pochi centimetri cattura una sezione di fronte d'onda che può considerarsi relativamente piatta, e quindi risentirà poco della distorsione: l'unico effetto sarà l'inclinazione del fronte che altrimenti sarebbe planare. Invece, un telescopio di diversi metri catturerà un mosaico di molteplici piccole regioni circa piane e inclinate. Il risultato è un'immagine sfocata in continuo movimento.

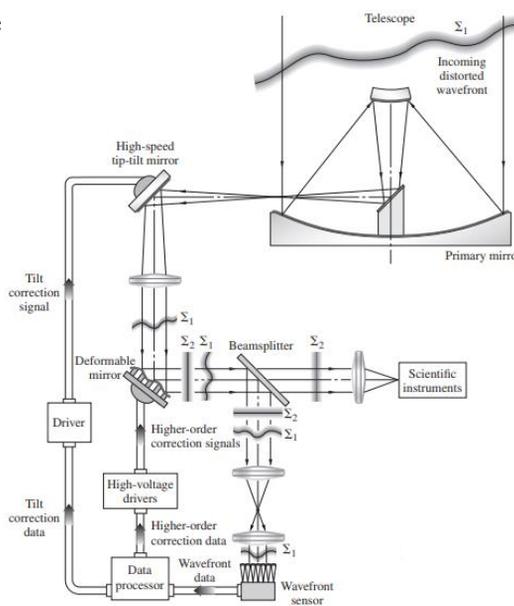


Figura 3.3: Componenti di un sistema dotato di ottica adattiva. (E. Hecht, Optics, Pearson, 2017.)

L'apertura critica oltre la quale la turbolenza può essere osservata è misurata dal **parametro di Fried** r_0 : corrisponde alla dimensione della regione in cui il fronte d'onda può essere assunto essenzialmente planare. Quando r_0 supera 30cm una stella apparirà come un perfetto disco di Airy. All'aumento della turbolenza, r_0 decresce, così come aumenta all'aumentare della lunghezza d'onda, essendo $r_0 \propto \lambda^{1.2}$. La risoluzione di un telescopio a terra corrisponde a $1.22\lambda/r_0$.

La (Figura 3.3) rappresenta la schematizzazione di un sistema con ottica adattiva. In questo caso il telescopio sarà puntato verso una stella che non solo sarà il soggetto dell'osservazione, ma servirà anche a correggere la distorsione. Il primo passo è quello di analizzare il fronte d'onda Σ_1 trasmesso dal telescopio tramite un sensore di fronte d'onda.

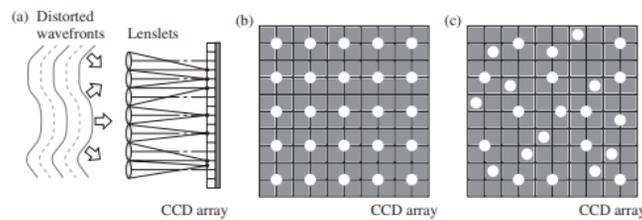


Figura 3.4: Sensore di fronte d'onda (a). Se il fronte d'onda è piano si ha una situazione come in (b), mentre per fronti inclinati l'immagine assomiglierà a (c). (E. Hecht, Optics, Pearson, 2017.)

Il sensore utilizzato in questo sistema (Figura 3.4) utilizza migliaia di rilevatori indipendenti. Quando la luce colpisce il sensori, incontra un piano composto da piccole lenti, della dimensione di una regione isoplanatica, sul cui piano focale è posto un CCD. Ogni lente va a formare l'immagine della stella su un gruppo di quattro elementi del CCD raggruppati attorno al suo asse ottico. Se il fronte d'onda fosse completamente piano, si andrebbe a formare un disco di Airy nella posizione tra i quattro pixel. Quando la regione isoplanatica è inclinata, il punto proiettato si sposta, e i quattro sensori rilevano il posizionamento esatto. Il risultato di tutte queste rilevazioni sommate è utilizzato per calcolare la correzione da applicare all'onda. Se viene rilevata un'inclinazione del fronte, viene mandato un segnale al primo specchio che, inclinandosi, è in grado di contrastarla. Il fronte d'onda risultante, sebbene non più inclinato, rimane comunque distorto. Per contrastare questo effetto, l'onda si dirige verso un secondo specchio, composto da numerosi riflettori collegati ad attuatori in grado di cambiarne la posizione. Lo specchio viene piegato in una configurazione inversa rispetto all'onda, la quale verrà riflessa senza più alcuna distorsione. Il nuovo fronte Σ_2 , completamente piano, corrisponde alla condizione in cui si trovava la luce prima di entrare nell'atmosfera e può quindi essere catturato dagli strumenti scientifici.

Come detto in precedenza, questo sistema utilizza una stella per effettuare le correzioni necessarie, ma non sempre è possibile individuarne una in grado di svolgere questo compito. Un modo per aggirare questo limite è quello di impiegare un raggio laser in grado di creare una stella guida artificiale. Un impulso laser, focalizzato ad altitudini tra i 10 e i 40km, viene proiettato dal telescopio, il quale poi osserverà la porzione di luce diffusa verso terra. Alternativamente, è possibile utilizzare uno strato di sodio presente a 92km di altezza. Un laser a 589nm può eccitare il sodio producendo un bagliore giallo, il quale verrà poi utilizzato per effettuare le correzioni.

Bibliografia

- [1] E. Hecht, Optics, Pearson, 2017.
- [2] D. Halliday, R. Resnick e K. S. Krane, Fisica 2, Casa Editrice Ambrosiana, 2006.
- [3] C. Mencuccini, V. Silvestrini, Fisica - Elettromagnetismo e Ottica , Casa Editrice Ambrosiana, 2017.
- [4] B. W. Carrol and D. A. Ostlie, An Introduction to Modern Astrophysics, Pearson International Edition, 2007.