UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

TESI:

"Metodi correttivi della scintillazione astronomica"

Relatore: Chiar.mo Prof. SERGIO ORTOLANI

Correlatore: Chiar.mo Prof. ROBERTO RAGAZZONI

Candidato: EMILIO COSTA

Matricola: 1060099

ANNO ACCADEMICO 2015-2016

Indice

Introduzione **1**

1 Scintillazione astronomica **3**

1.1 Il seeing 3

1.2 La scintillazione e le sue cause 4

1.3 La quantificazione della scintillazione 9

1.4 Perché studiare e ridurre il rumore di scintillazione 11

2 Dipendenze della scintillazione **15**

2.1 Dipendenza dal diametro del telescopio 16

2.2 Dipendenza dal tempo di esposizione 19

3 Metodi di correzione **21**

3.1 Stima dell'indice di scintillazione 23

3.2 Fotometria dei piani coniugati 26

3.3 Multi-Conjugated Optics 30

3.4 Ricostruzione tomografica dell'atmosfera 34

Conclusione **39**

Bibliografia **41**

Elenco delle figure

1.1 *Effetto del seeing sulle immagini astronomiche.* 4
1.2 *Effetto degli strati turbolenti sui fronti d'onda.* 6
1.3 *Andamento del parametri di struttura dell'indice di rifrazione.* 7
1.4 *Immagine della pupilla di un telescopio dovuta alla turbolenza a 10km d'altezza.* 10
1.5 *Struttura del sistema solare e posizione della fascia di Kuiper.* 13
1.6 *Esempio di variazione nel grafico della curva di luce di una stella in seguito ad un transito di un pianeta extra-solare.* 13

2.1 *Effetti di scintillazione per telescopi di diametri differenti.* 18

3.1 *Telescopi spaziali Kepler e CoRot* 22
3.2 *Confronto tra i valori dell'indice di scintillazione atteso (la linea tratteggiata) e misurato (la linea continua) per alcuni importanti siti astronomici.* 24
3.3 *Schema di apertura ad alta quota e pupilla sottostante di dimensioni maggiori.* 27
3.4 *Sistema ottico a piani coniugati.* 28
3.5 *Effetto della correzione sulla fluttazione dell'intensità.* 29
3.6 *Prototipo di fotometro a piani coniugati.* 30
3.7 *Sistema ottico proposto in Viotto et al. (2012).* 33
3.8 *Diagramma dei coni di luce delle stelle guida con sezioni a 0m, 5km e 10km di quota.* 35
3.9 *Grafico che mostra la riduzione della fluttuazione della curva di luce in seguito alla correzione.* 36

Introduzione

Il presente elaborato si propone di introdurre il problema della scintillazione nelle immagini astronomiche e di esporre alcuni dei sistemi di correzione finora proposti.

L'obiettivo finale consiste nel favorire la comprensione del fenomeno analizzato e la sua importanza al fine di fungere in qualche modo da guida per meglio comprendere le possibili correzioni finora proposte in letteratura.

Tale fenomeno è stato osservato già in tempi remoti ma solo recentemente la comunità astronomica ha iniziato realmente ad interessarsene. Negli ultimi cinquant'anni gli astronomi hanno mostrato sempre maggior interesse verso questa componente del *seeing* anche grazie al crescente interesse nello studio dei pianeti extrasolari.

Tramite la disamina dei principali studi fatti riguardo la scintillazione astronomica presenti in letteratura si cercherà in primo luogo di esporre il fenomeno, mostrando le cause e gli effetti che questo ha sulle immagini; la prima parte del lavoro dunque si concluderà con l'esposizione dei motivi per cui risulta importante minimizzare la scintillazione.

Nella seconda parte dell'elaborato invece verranno mostrati alcuni dei sistemi attivi e passivi pensati per eliminare o quantomeno ridurre la scintillazione.

Capitolo 1

Scintillazione astronomica

1.1 Il seeing

Per poter arrivare a comprendere la scintillazione risulta - prima di tutto - necessario introdurre un insieme più grande di fenomeni che prende il nome di *seeing*: esso è infatti l'insieme di quei fenomeni di aberrazione e degrado delle immagini astronomiche dovute a perturbazioni che vengono ad instaurarsi all'interno della nostra atmosfera.

Possono essere identificate tre principali componenti di seeing atmosferico: l'allargamento delle immagini puntiformi, il moto delle immagini e la scintillazione appunto.

Questi fenomeni stanno acquisendo una sempre maggior importanza negli ultimi anni anche grazie allo sviluppo tecnologico che si sta verificando. Per merito di telescopi più potenti e strumentazioni più sofisticate è possibile infatti raggiungere limiti di risoluzione delle immagini e di raccolta dei dati che fino a qualche decennio fa erano assolutamente impensabili.

Tuttavia, questo progresso tecnologico ha portato gli astronomi a scontrarsi con nuovi problemi; uno dei più rilevanti dei quali è stato - ed è tuttora - l'aberrazione delle immagini dovuta agli effetti di *seeing*.

Alla luce di ciò, si è iniziato a misurare le condizioni del *seeing* nei vari siti astronomici; conoscendo questi dati riferiti a una precisa località in un determinato momento della notte presa in esame è possibile - in fase di riduzione dei dati - valutare quanto l'atmosfera perturbi le immagini astronomiche acquisite da un telescopio.

Quest'analisi del seeing è quindi stata adottata come uno dei parametri per l'individuazione di nuove località ideali per la costruzione di osservatori astronomici.

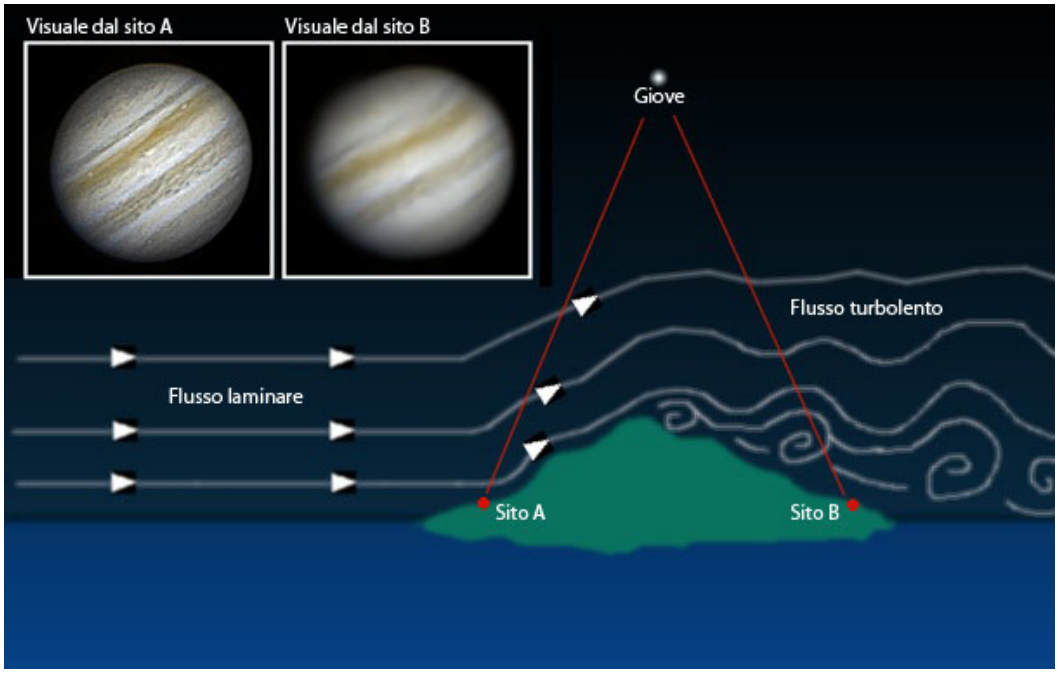

Figura 1.1: *Effetto del seeing sulle immagini astronomiche.*

Un esempio dell'influenza degli effetti del seeing sulle immagini astronomiche si può vedere nella Figura 1.1, ove sono messe a confronto delle immagini del pianeta Giove ottenute da due siti osservativi con differente seeing: il sito A caratterizzato da un moto dell'atmosfera sovrastante pressoché laminare e il sito B in cui il moto dell'atmosfera sovrastante è turbolento.

1.2 La scintillazione e le sue cause

Quando si parla di scintillazione si intende quell'apparente variazione irregolare dell'intensità e del colore di un oggetto luminoso osservato attraverso l'atmosfera.

In particolare si parla di scintillazione astronomica quando la sorgente luminosa è posta all'esterno dell'atmosfera mentre quando la sorgente si trova all'interno si parla di scintillazione terrestre.

La fluttuazione dell'intensità della sorgente dovuta a questo fenomeno può risultare molto elevata: in tali condizioni tuttavia le relazioni che descrivono questa variazioni non risultano lineari. Alla luce di ciò, i casi di interesse astronomico sono solamente quelli in cui la fluttuazione di intensità dovuta a fenomeni perturbativi risulta piccola.

Avendo identificato la scintillazione astronomica come una componente del *seeing*, la sua origine deve essere cercata all'interno dell'atmosfera terrestre.

In particolare tale fenomeno ha origine quando la luce proveniente da una sorgente luminosa colpisce l'atmosfera andando ad incontrare zone a differente indice di rifrazione (n)[1] lungo la linea di vista.

Limitandoci al dominio del visibile-infrarosso, questo fenomeno di variazione di n è legato alla temperatura e alla pressione: strati d'aria calda e fredda con differente densità e pressione vanno a mischiarsi tra loro creando turbolenze che vanno quindi ad aberrare i fronti d'onda della radiazione incidente (Dravins et al. 1997a).

Questo fenomeno è identificabile come un effetto di secondo ordine, ossia un effetto generato dalla derivata seconda o curvatura del fronte d'onda (Osborn et al. 2010; Osborn et al. 2015).

La fluttuazione dell'indice di rifrazione fa si che in base alla posizione e al tempo in cui il fronte d'onda colpisce l'atmosfera si abbia una differente deviazione del raggio luminoso e questo porta ad una convergenza o divergenza dei raggi causando l'oscillazione dell'intensità della sorgente, generando quindi la scintillazione.

Come detto in precedenza la scintillazione dipende dalla fluttuazione dell'indice di rifrazione: può quindi essere interessante ottenere una formula matematica della dipendenza di tale parametro da temperatura e pressione.

[1] $n = \frac{c}{v}$, grandezza che quantifica il calo di velocità di propagazione di un'onda quando si propaga in un mezzo rispetto al vuoto.

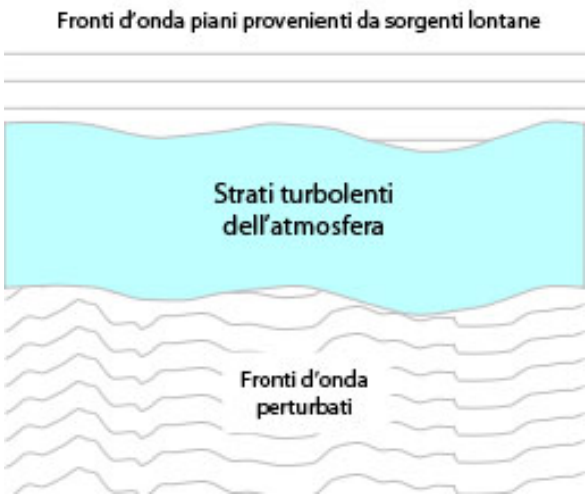

Figura 1.2: *Effetto degli strati turbolenti sui fronti d'onda.*

Ponendoci ad un'altezza fissata dal suolo, si può considerare l'espressione approssimata dell'equazione di Cauchy, nota come *legge di Gladstone*:

$$n - 1 \approx 8 \cdot 10^{-5} \left(\frac{P}{T} \right) \tag{1.1}$$

dove P e T sono rispettivamente pressione e temperatura e n, come noto, è l'indice di rifrazione.

Le variazioni della temperatura tra due punti dell'atmosfera posti a distanza dx possono essere quantificate tramite il *parametro di struttura della temperatura* ${C_T}^2$ definito come:

$${C_T}^2 = \frac{\big(T(x) - T(x+dx)\big)^2}{dx^{2/3}} \tag{1.2}$$

Valori tipici di queste fluttuazioni di temperatura sono dell'ordine di $0.1 - 1\ K$.

Risulta quindi possibile calcolare il valore tipico della fluttuazione dell'indice di rifrazione, sostituendo la temperatura con il corrispondente parametro di struttura nella legge di Gladstone ottenendo il *parametro di struttura dell'indice di rifrazione* ${C_n}^2$, che risulta:

$$C_n{}^2 = \left(8 \cdot 10^{-5}\left(\frac{P}{T}\right)\right) \cdot C_T{}^2 \tag{1.3}$$

Il valore tipico di variazione dell'indice di rifrazione - così calcolato - risulta essere dell'ordine di qualche parte su milione ($\approx 10^{-6}$); tuttavia la somma di un elevato numero di perturbazioni può ingrandire in modo apprezzabile questa variazione.

Il grafico riportato in Figura 1.3 mostra l'andamento del parametro di struttura dell'indice di rifrazione $C_n{}^2$ in funzione della quota.

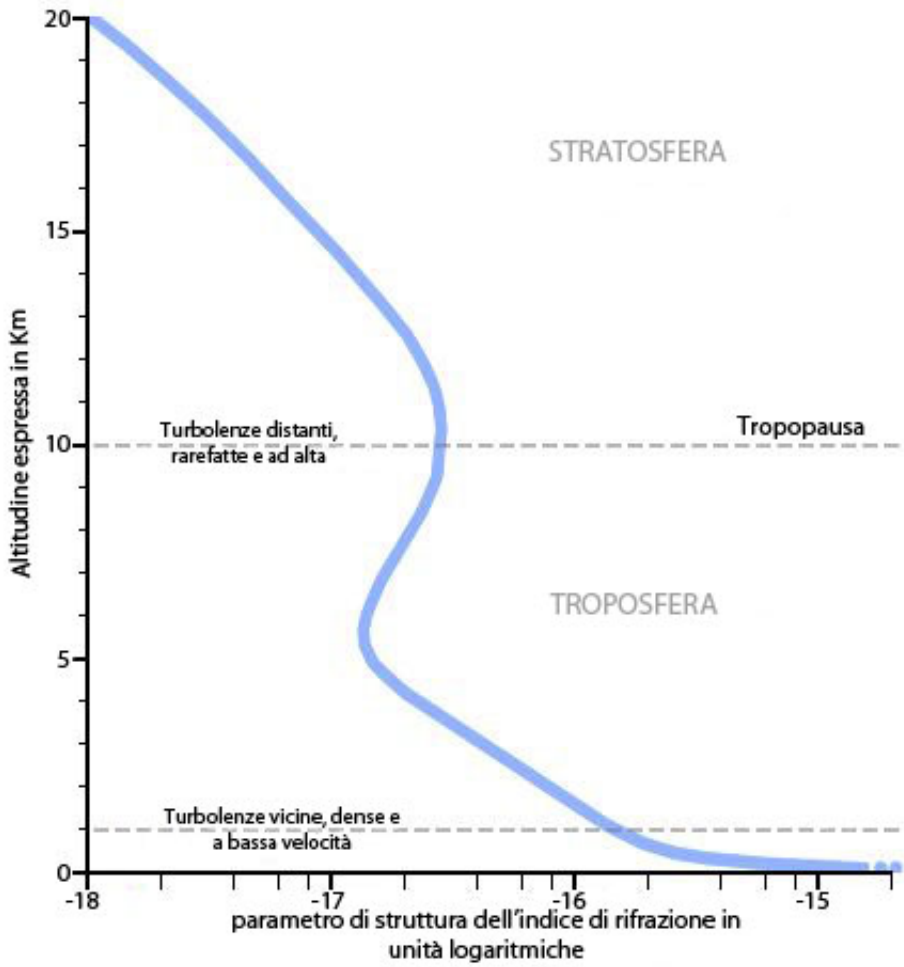

Figura 1.3: *Andamento del parametri di struttura dell'indice di rifrazione.*

Per giustificare le elevate fluttuazioni dell'intensità delle sorgenti è interessante cercare di capire in che zona dell'atmosfera ha origine la scintillazione.

Studi riguardanti l'origine della scintillazione sono stai condotti da Mikesell (1955) e Protheroe (1955a) giungendo alla conclusione che l'origine della scintillazione debba essere collocata ad una quota di circa 10 Km.

Questi Autori hanno condotto i loro studi fissando delle lampade a dei palloni d'alta quota, al fine di creare delle stelle fittizie, e hanno misurare la scintillazione per queste lampade. Tali ricerche hanno messo in luce il fatto che la scintillazione che affliggeva tali lampade era inferiore a quella misurata per le stelle reali adiacenti, il che ha portato a concludere che tale fenomeno dovesse avere origine negli strati più levati dell'atmosfera.

Questi stessi studi hanno inoltre messo in luce il legame tra la scintillazione e la velocità del vento ad altitudini comprese tra $8 - 16$ km - ma non con tale parametro ad altitudini inferiori - permettendo di identificare il range d'altitudine all'interno del quale ha origine la scintillazione.

In virtù di tali affermazioni risulta facile immaginare che l'effetto in esame implichi un azione di leva geometrica che vada ad amplificare la fluttuazione dell'intensità.

I raggi luminosi provenienti da una sorgente, come menzionato in precedenza, vengono deviati dalle fluttuazioni dell'indice di rifrazione, ma tali fluttuazioni sono ridotte - come mostrato dall'equazione (1.3) - e ciò ha come conseguenza che i raggi luminosi vengono deviati di angoli piccoli.

Qui entra in gioco l'effetto di leva ottica dovuto alla quota d'origine del fenomeno: infatti la deviazione dei raggi viene amplificata dall'elevata quota portando al risultato che le fluttuazioni dell'intensità della sorgente possano raggiungere anche valori molto elevati.

Aspetto interessante della scintillazione è proprio il fatto abbia origine a diversi chilometri d'altezza, a differenza degli effetti di seeing angolare per i quali una componente significativa viene generata in bassa atmosfera, molto vicino al telescopio, se non addirittura all'interno della cupola stessa (Young 1969; Dravins et al. 1997a).

È quindi possibile effettuare osservazioni con un pessimo seeing angolare e una

ridotta scintillazione o viceversa, a causa appunto della differente altitudine a cui vengono ad originarsi tali fenomeni.

1.3 La quantificazione della scintillazione

Nei paragrafi precedenti si è visto come l'origine della scintillazione sia dovuta alla presenza nell'atmosfera di fenomeni turbolenti: quei fenomeni vengono ad instaurarsi quando le forze viscose in un fluido non sono sufficienti a contrastare le forze di inerzia, portando ad un moto caotico delle particelle del fluido stesso.

La teoria formale sulla turbolenza fu creata tramite uno studio statistico del fenomeno del fisico russo A. N. Kolmogorov; tale teoria dimostra come i vortici di grande scala che vengono ad instaurarsi in un fluido decadano in vortici via via sempre più piccoli dando origine ad un fenomeno a cascata.

Secondo tale modello l'energia cinetica dei vortici di grande scala non si trasforma subito in energia termica, ma va a creare vortici sempre più piccoli. In seguito, nel momento in cui le dimensioni dei vortici divengono sufficientemente piccole, l'energia cinetica viene dissipata sotto forma di calore; la scala a cui avviene questo fenomeno di dissipazione è nota come scala di Kolmogorov.

Per poter quantificare la turbolenza presente in un fluido si può utilizzare il numero di Reynolds, R_e, tale numero adimensionale permette di definire il moto di un fluido come laminare o turbolento; inoltre nel caso di moto turbolento - come si può vedere tramite le osservazioni - tanto maggiore sarà il numero di Reynolds tanto maggiore sarà la separazione tra la scala dei vortici di partenza e la scala di Kolmogorov.

Per la trattazione completa di questa teoria si rimanda a Kolmogorov (1941, 1991), tuttavia in questo scritto si sottolinea il fatto che la legge sviluppata in tale teoria sia una legge di potenza e in quanto tale abbia due problemi di divergenza, uno a grandi scale che tuttavia non interessa lo studio della scintillazione e uno a piccole scale.

Il punto di divergenza a piccole scale (dell'ordine di qualche millimetro) è tuttavia nascosto dalla zona di Fresnel (dell'ordine di alcuni centimetri) che a sua volta in genere è nascosta a causa dei limiti ottici del telescopio.

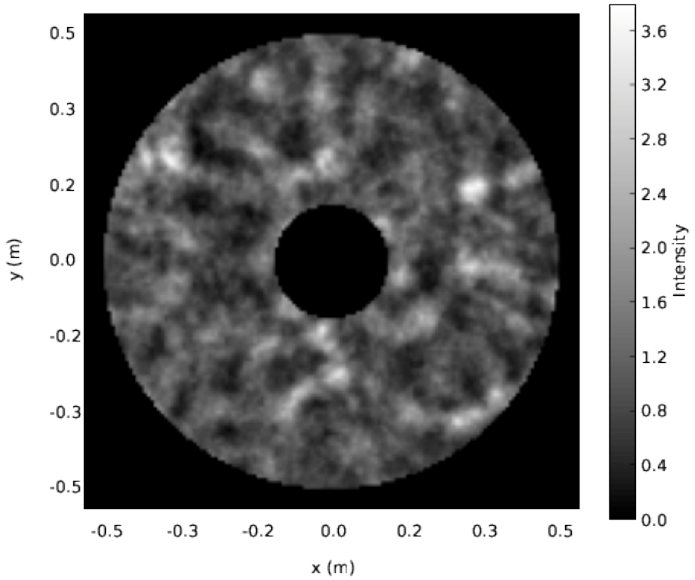

Figura 1.4: *Immagine della pupilla di un telescopio dovuta alla turbolenza a 10km d'altezza.*

Ora è possibile definire la dimensione tipica di una macchia sulla pupilla dovuta alla scintillazione, come presentato nella Figura 1.4, essa avrà le dimensioni del raggio della prima zona di Fresnel, che è noto essere $r_F = \sqrt{h\lambda}$, dove h è la distanza dallo strato turbolento mentre λ è la lunghezza d'onda della radiazione.

Quindi si può vedere come all'aumentare della distanza h corrisponda un aumento di r_F, ossia un aumento della fluttuazione dell'intensità dal punto di vista spaziale.

Come si può vedere dalla definizione della dimensione spaziale tipica della scintillazione, non si ha una dipendenza dalla forza della turbolenza che genera il fenomeno, infatti questa influenzerà la magnitudine della fluttuazione ma non avrà effetti sulle sue dimensioni spaziali sulla pupilla.

Considerando, quindi, la forza delle turbolenze e di conseguenza la velocità del vento degli strati turbolenti che generano la scintillazione è possibile vedere che tanto maggiore è tale parametro fisico, tanto più rapidamente varia l'intensità della sorgente.

A questo punto, risulta necessario riuscire a determinare quantitativamente la scin-

tillazione; ciò è possibile tramite la grandezza nota come indice di scintillazione σ_I^2 che viene definito come la varianza dell'intensità della sorgente, in assenza di altre fonti di rumore per l'immagine:

$$\sigma_I^2 = \frac{I^2 - < I^2 >}{< I^2 >} \tag{1.4}$$

Dove I è - come accennato - l'intensità della sorgente.

Si potrà quindi normalizzare quest'indice per poter confrontare il rumore dovuto alla scintillazione in immagini di sorgenti a differente intensità.

1.4 Perché studiare e ridurre il rumore di scintillazione

Lo studio del fenomeno della scintillazione astronomica ha acquisito negli ultimi anni una sempre maggior rilevanza: dalla fine degli anno '80 ad oggi si sono moltiplicati gli articoli e gli studi a riguardo.

Il motivi alla base di questo crescente interesse sono la ricerca e il bisogno di una sempre maggior precisione nelle osservazioni di fotometria.

La fotometria d'alta precisione - ovvero quella tecnica d'osservazione astronomica che riguarda la misurazione del flusso, o dell'intensità, della radiazione emessa da una sorgente astronomica - è alla base di molti settori della ricerca astronomica moderna.

In particolare, quelli che negli ultimi anni hanno acquisito sempre maggior rilevanza sono lo studio e la ricerca di pianeti extrasolari utilizzando la tecnica dei transiti[2], l'astrosismologia[3] e la ricerca di nuovi oggetti all'interno della fascia di Kuiper, zona situata ai bordi del nostro sistema solare oltre l'orbita di Nettuno.

[2]Tale tecnica consiste nella rilevazione della variazione di luminosità osservando la curva di luce di una stella quando un pianeta le transita di fronte.

[3]Branca dell'astronomia che cerca di capire e rilevare tutte le oscillazioni che avvengono all'interno delle stelle mediante lo studio dell'effetto doppler che queste creano nella radiazione elettromagnetica emessa dalla stella.

Alla fine di questo capitolo vengono riportate un'immagine della fascia di Kuiper e un esempio di variazione nella curva di luminosità di una stella dovuta ad un transito di un pianeta extra-solare.

Nonostante gli oggetti presi in esame siano generalmente sorgenti brillanti, tali tipologie di osservazioni risultano molto difficoltose; ciò è dovuto al fatto che il vero oggetto di studio di queste osservazioni sono le fluttuazioni della luminosità di tali oggetti. Fluttuazioni che tipicamente sono comprese tra 0.01% e 0.1% della luminosità della sorgente, ossia valori molto vicini ai limiti di capacità dei detector utilizzati.

Qui sorge il vero problema: la radiazione elettromagnetica passando attraverso l'atmosfera terrestre subisce una variazione di luminosità dovuta alla turbolenze presenti - la scintillazione come si è detto - e tale fenomeno causa una variazione nella luminosità compresa tra 0.1% e 1.0%, limitando di conseguenza la capacità di rilevazione dei telescopi a terra e impedendo lo studio di fluttuazioni d'intensità inferiori a tale limite.

L'obiettivo degli sforzi della ricerca in questo campo è la conoscenza del rumore dovuto alla scintillazione che permetterebbe di calibrare e ottimizzare gli strumenti fotometrici abbassando quindi i limiti di capacità di rilevazione dei telescopi posti al suolo (Osborn et al. 2015).

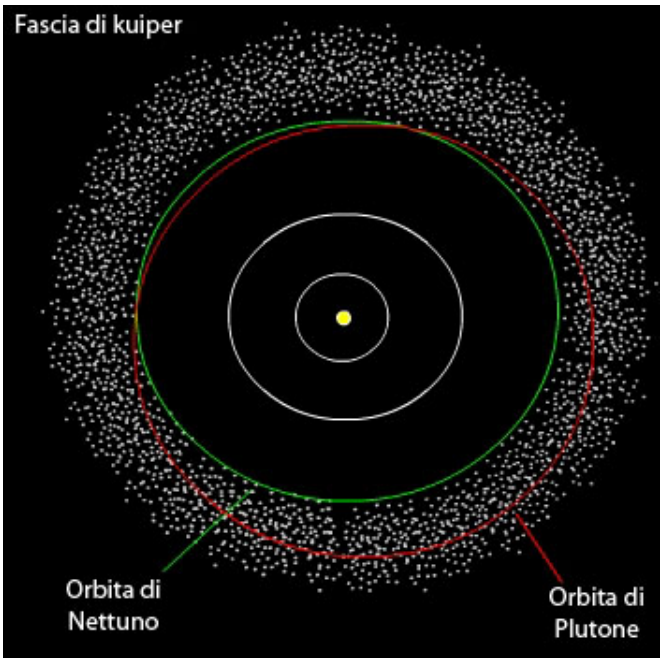

Figura 1.5: *Struttura del sistema solare e posizione della fascia di Kuiper.*

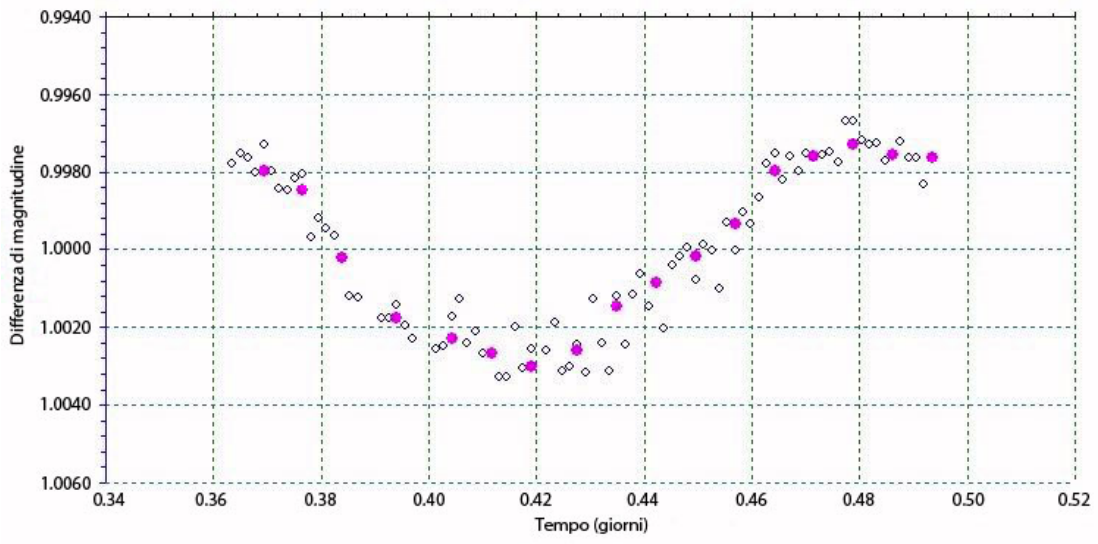

Figura 1.6: *Esempio di variazione nel grafico della curva di luce di una stella in seguito ad un transito di un pianeta extra-solare.*

Capitolo 2

Dipendenze della scintillazione

Innanzitutto si pone l'attenzione su una formula molto utilizzata da vari astronomi per ottenere una stima della varianza della scintillazione, σ_I^2, nota come approssimazione di Young:

$$\sigma_I^2 \approx 10 \cdot 10^{-6} D^{-\frac{4}{3}} t^{-1} (cos\gamma)^{-3} exp\left(-\frac{2 \cdot h_{obs}}{H}\right) \tag{2.1}$$

dove D è il diametro del telescopio, t è il tempo di esposizione dell'osservazione, γ è l'angolo zenitale, h_{obs} è l'altitudine dell'osservatorio e H è un'altezza di scala della turbolenza atmosferica che in genere viene posta a 8000 m; tutti i parametri sono definiti in unità SI. Da queste assunzioni è quindi possibile definire h, che verrà utilizzato nel resto del capitolo, come l'altitudine calcolata dalla quota dell'osservatorio, ossia $h = 0$ all'osservatorio.

Questa formula elaborata ed esposta da Young (1967) permette di ottenere un'approssimazione del valore della varianza non una sua previsione puntuale.

Nella formula dell'approssimazione di Young è facile notare come σ_I^2 dipenda da alcuni parametri che caratterizzano l'osservazione; di seguito sono riportate alcune delle dipendenze più importanti della varianza della scintillazione.

2.1 Dipendenza dal diametro del telescopio

Prendendo in considerazione la dipendenza dell'indice di scintillazione dall'apertura del telescopio è possibile individuare due possibili casi, quello di piccola apertura e quello di grande apertura.

Il valore limite per il diametro del telescopio che permette di distinguere tra i due casi è $D = \sqrt{\lambda \cdot h}$, quindi ci si trova nel caso di piccola apertura quando il diametro D del telescopio è inferiore alla dimensione tipica della fluttuazione - il raggio della prima zona di Fesnel - viceversa se $D > \sqrt{\lambda \cdot h}$ ci si trova nel caso di grande apertura.

Ponendosi ora nel caso di $D < \sqrt{\lambda \cdot h}$ è possibile utilizzare una formula di proporzionalità già proposta in Dravins et al. (1997 I):

$$\sigma_I^2 \propto \lambda^{-\frac{7}{6}} \int_0^\infty C_n^2(h) h^{\frac{5}{6}} dh \tag{2.2}$$

dove λ è la lunghezza d'onda della radiazione, h è la differenza di altezza tra l'osservatore e lo strato turbolento e $C_n^2(h)$ è il coefficiente di strutture dell'indice di rifrazione che come si vede dipende dalla quota h.

È quindi possibile notare che nel caso di piccola apertura si ha una dipendenza dell'indice di scintillazione dalla potenza $\frac{5}{6}$ dell'altitudine della turbolenza che genera la scintillazione, quindi si ha un aumento dell'indice di scintillazione all'aumentare della quota alla quale si origina.

Risulta interessante notare inoltre la dipendenza di σ_I^2 dalla lunghezza d'onda della radiazione, ossia $\sigma_I^2 \propto \lambda^{-\frac{7}{6}}$, possiamo quindi mettere in evidenza come nel caso di piccole aperture si abbia una inversa proporzionalità tra le due grandezze e che quindi all'aumentare della lunghezza d'onda si abbia un calo dell'indice di scintillazione.
Nella pratica è quindi possibile affermare che a parità di altri parametri una radiazione infrarossa (NIR) subirà un effetto di scintillazione inferiore rispetto ad una radiazione ottica (Tatarski 1961).

Ponendosi ora nel secondo caso, dove $D > r_F$, un'apertura di grandi dimensioni media le fluttuazioni d'intensità di piccola scala quindi è necessario utilizzare una formula differente, anch'essa già proposta da Dravins et al. (1997 I):

$$\sigma_I^2 \propto D^{-\frac{7}{3}} \int_0^\infty C_n^2(h) h^2 dh \tag{2.3}$$

dove D è come detto il diametro del telescopio utilizzato.

Questa formula mostra alcune differenze sostanziali rispetto alla formula riportata nel caso precedente: in primo luogo è assente la dipendenza dalla lunghezza d'onda che in questo caso diventa appunto trascurabile, inoltre la dipendenza dalla quota a cui viene generata la scintillazione diventa maggiormente rilevante, passando $\propto h^{\frac{5}{6}}$ a $\propto h^2$, il che significa che gli strati turbolente a maggior altitudine dominano il fenomeno di scintillazione.

È possibile inoltre notare un'ulteriore dipendenza - assente nel caso precedente - dal diametro, D, del telescopio, tale dipendenza mostra come l'entità della scintillazione si riduca all'aumentare delle dimensioni del telescopio, in accordo con una legge di potenza $\sigma_I^2 \propto D^{-\frac{7}{3}}$.

Abbiamo finora considerato la sola dipendenza dall'apertura del telescopio, trascurando tuttavia la posizione dell'oggetto in cielo, infatti le formule proposte sono valide solamente nel caso in cui si consideri la scintillazione allo zenith.

Per poter utilizzare queste leggi per calcolare la scintillazione anche nel caso in cui l'angolo zenitale γ sia diverso da 0, risulta necessario sostituire la differenza di altitudine h con la distanza lungo la linea di vista, ossia con $\frac{h}{cos\gamma}$ che può essere riscritto come $h \cdot sec\gamma$.

Operando quindi questa sostituzione nelle formule precedenti (2.2, 2.3) è possibile ottenere:

$$\sigma_I^2 \propto \lambda^{-\frac{7}{6}} (sec\gamma)^{\frac{11}{6}} \int_0^\infty C_n^2(h) h^{\frac{5}{6}} dh \tag{2.4}$$

e:

$$\sigma_I^2 \propto D^{-\frac{7}{3}} (sec\gamma)^3 \int_0^\infty C_n^2(h) h^2 dh \tag{2.5}$$

Tali formule possono essere considerate in accordo con le osservazioni fino ad un angolo zenitale $\gamma \simeq 60°$; per valori maggiori l'indice di scintillazione è stato osservato

aumentare meno rapidamente fino ad arrivare ad un punto di saturazione.

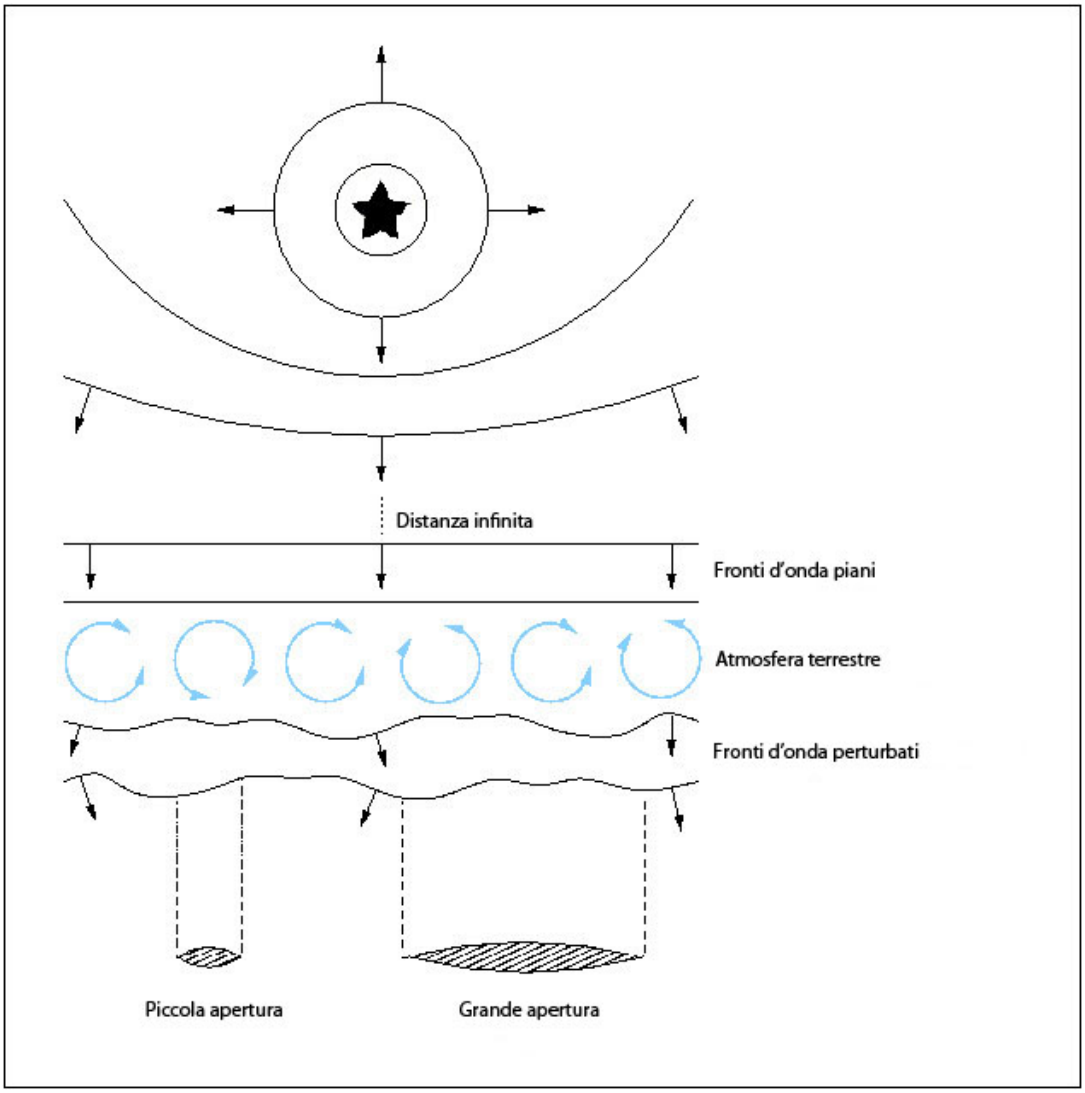

Figura 2.1: *Effetti di scintillazione per telescopi di diametri differenti.*

2.2 Dipendenza dal tempo di esposizione

Confrontando la formula dell'approssimazione di Young con le formule precedenti risulta semplice notare una differenza sostanziale: l'assenza in queste ultime della dipendenza temporale, ossia la dipendenza dalla durata dell'osservazione.

In primo luogo è possibile dividere le osservazioni in due tipologie distinte, le osservazioni a breve e lunga esposizione; quindi risulta necessario trovare il tempo limite che permette di distinguere i due casi.

Nelle osservazioni fatte con un tempo di esposizione ridotto le zone a differente intensità appaiono immobili sulla pupilla e non risulta perciò necessaria una media temporale.

L'indice di scintillazione in questo caso può essere calcolato utilizzando l'equazione proposta da Dravins et al. (1998) e riportate da Kenyon et al. (2006):

$$\sigma^2_{I,se} \approx 17.34 \cdot D^{-\frac{7}{3}} (sec\gamma)^3 \int_0^\infty C_n^2(h) h^2 dh \tag{2.6}$$

dove $C_n^2(h)$ è il parametro di struttura del indice di rifrazione, h è la differenza di altezza tra l'osservatore e lo strato turbolento che genera il fenomeno, γ è l'angolo zenitale di osservazione.

Al contrario nelle osservazioni fatte con lungo tempo di esposizione le zone a differente intensità variano la proprio posizione sulla pupilla ed è quindi necessaria un media temporale per poter ridurre il rumore della scintillazione.

In particolare, tramite la media temporale si ottiene una riduzione del rumore proporzionale alla radice quadrata del tempo di esposizione (Dravins et al. 1998), tuttavia questo tipo d'osservazione provoca spesso la saturazione del rilevatore CCD.

Risulta quindi necessario - per poter ovviare al problema - il $defocus$ del telescopio, tecnica che permette di distribuire il segnale su un numero maggiore di pixel, che ha tuttavia alcune limitazioni.

In primo luogo, tale tecnica non può essere applicata in ogni occasione: alcuni telescopi non ne consentono l'utilizzo - tra questi, il Very Large Telescope, Paranal, Cile

- ed in generale non può essere applicata nel caso in cui il tempo scala di fluttuazione intrinseco dell'oggetto è molto maggiore rispetto alla scintillazione.

In secondo luogo, anche quando la tecnica della media temporale è utilizzabile sorgono dei problemi, in particolare si ha un elevato aumento del rumore del cielo e del *readout noise* del CCD (Southworth et al. 2009).

Anche in questo caso il calcolo dell'indice di scintillazione è possibile grazie ad una formula proposta dagli auturi menzionati nel caso precedente:

$$\sigma^2_{I,le} \approx 10.66 \cdot D^{-\frac{4}{3}} t^{-1} (sec\gamma)^{\alpha} \int_0^{\infty} \frac{C_n^2(h) h^2}{V_{\perp}(h)} dh \tag{2.7}$$

dove t è il tempo d'esposizione, $V_{\perp}(h)$ descrive il profilo della velocità del vento mentre α è un parametro che dipende dalla direzione del vento e varia tra 3, quando il vento è trasversale alla direzione d'osservazione, e 4, quando il vento è longitudinale alla direzione d'osservazione. Nel caso generico, α viene posto convenzionalmente pari a 3.5.

Ora risulta importante capire come classificare un'osservazione in modo tale da utilizzare l'equazione migliore per calcolare l'indice di scintillazione e quindi calcolare il tempo limite che identifica il passaggio da un caso all'altro.

Combinando e quindi risolvendo le equazioni 2.6 e 2.7 in funzione del tempo, t, di esposizione è possibile trovare un'equazione che permette di calcolare il tempo limite, t_{lim}, in corrispondenza del quali si ha il passaggio da breve a lunga esposizione:

$$t_{lim} \approx 0.62 \cdot D (sec\gamma)^{\alpha - 3} \int_0^{\infty} \frac{1}{V_{\perp}(h)} dh \tag{2.8}$$

dove α dipende, come detto in precedenza, dalla direzione del vento.

Per quanto riguarda la scintillazione atmosferica il tempo limite a cui si ha questo passaggio, t_{lim}, è dell'ordine di qualche decina o qualche centinaio di secondi in base alla velocità e alla direzione del vento.

Inoltre è interessante mettere in luce il fatto che guardando entrambe equazioni per il calcolo dell'indice di scintillazione, questo risulta indipendente dalla lunghezza d'onda della radiazione considerata.

Capitolo 3

Metodi di correzione

Nei precedenti capitoli si è visto come la difficoltà degli studi di fotometria di precisione stia nella misura delle fluttuazioni di luminosità delle sorgenti, in genere dell'ordine di millesimi di magnitudine.

Questo significa - come si ampiamente illustrato - che il rapporto segnale-rumore per questo tipo di osservazioni non viene limitato dal *detector* o dalla luminosità del cielo, ma della scintillazione dovuta all'atmosfera terreste.

Alla luce di ciò, per poter eliminare totalmente l'influenza dell'atmosfera è necessario porre gli strumenti di rilevazione al di fuori di questa; tramite l'uso di telescopi spaziali è possibile eliminare totalmente gli effetti d'aberrazione delle immagini dovuti al seeing, sia quello angolare che la scintillazione.

Alcune delle principali missioni nel campo della fotometria di precisione basate su telescopi spaziali sono: *CoRot*[1], *Kepler*[2] (cfr. Figura 3.1 a pagina 22) e - ancora in fase di progettazione - *PLATO*[3].

Questa soluzione al problema della scintillazione ha tuttavia due limiti fondamentali: il costo di questo tipo di missioni e il rischio che la strumentazione messa in orbita subisca dei danni o accusi dei malfunzionamenti; in tale evenienza sarebbe necessaria una missione apposita per riparare il guasto, aumentando di molto i costi del progetto.

[1] COnvection, ROtation et Transits planétaires, missione del *CNES* e dell'*ESA* il cui lancio è stato effettuato il 18 gennaio 2007.

[2] Missione della *NASA* il cui lancio è avvenuto il 7 marzo 2009.

[3] Planetary Transits and Oscillations of stars, missione dell'*ESA* con lancio previsto nel 2024.

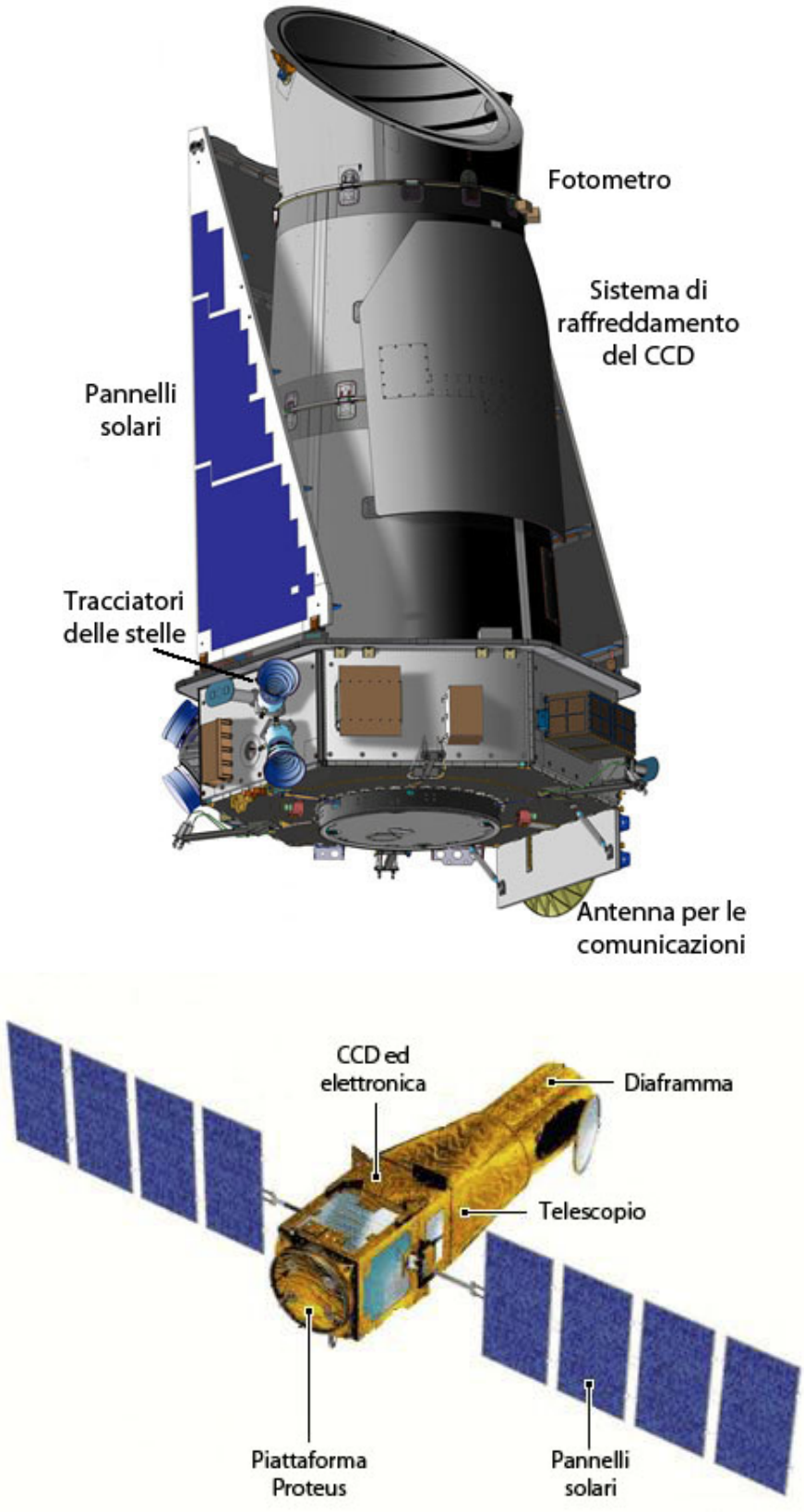

Figura 3.1: *Telescopi spaziali Kepler e CoRot*

Nel tempo sono quindi state proposte alcune soluzioni per effettuare questo tipo di osservazioni utilizzando i telescopi a terra, ma nel contempo garantendo buoni risultati.

3.1 Stima dell'indice di scintillazione

Come è stato anticipato nel capitolo precedente, tramite delle formule empiriche è possibile stimare l'indice di scintillazione; in altre parole grazie a queste formule è possibile conoscere, a partire da alcuni parametri - velocità del vento, angolo zenitale, *airmass*, tempo d'esposizione e diametro del telescopio - il livello di scintillazione e quale sarà l'effetto sulle immagini.

In fase di elaborazione dati quindi è possibili sottrarre il rumore dovuto a tale effetto, migliorando le immagini e i dati ottenuti con l'osservazione.

La più utilizzata di queste formule è l'approssimazione di Young - già esposta nel capitolo precedente - che tiene conto dei vari parametri menzionati e permette di ottenere una buona stima dell'indice di scintillazione.

Tuttavia, un recente studio di Kornilov et al. (2012) ha messo in luce il fatto che tale formula tenda a sottostimare il valore medio del rumore di scintillazione.

Questo errore è probabilmente dovuto al fatto che la formula proposta da Young non include la dipendenza di σ_I^2 dalla massa d'aria attraversata dalla radiazione (Osborn et al. 2015).

È stato misurato il rumore dovuto alla scintillazione, mediante l'utilizzo di sistema SCIDAR[4], in alcuni dei principali siti astronomici e confrontando questi dati si sono potuti confermare due fatti.

In primo luogo, si è dimostrata la sottostima dell'approssimazione di Young dell'indice di scintillazione di un fattore 1.5 circa ed in secondo luogo si è ottenuta un'ulteriore conferma del fatto che *seeing* angolare e scintillazione non siano correlati: siti con un seeing angolare simile - ad esempio *Mauna Kea* e *Paranal* - hanno mostrato una differenza considerevole per quanto riguarda il rumore dovuto alla scintillazione, come illustrato nella Figura 3.2.

[4]SCIDAR = SCIntillation Detection And Ranging

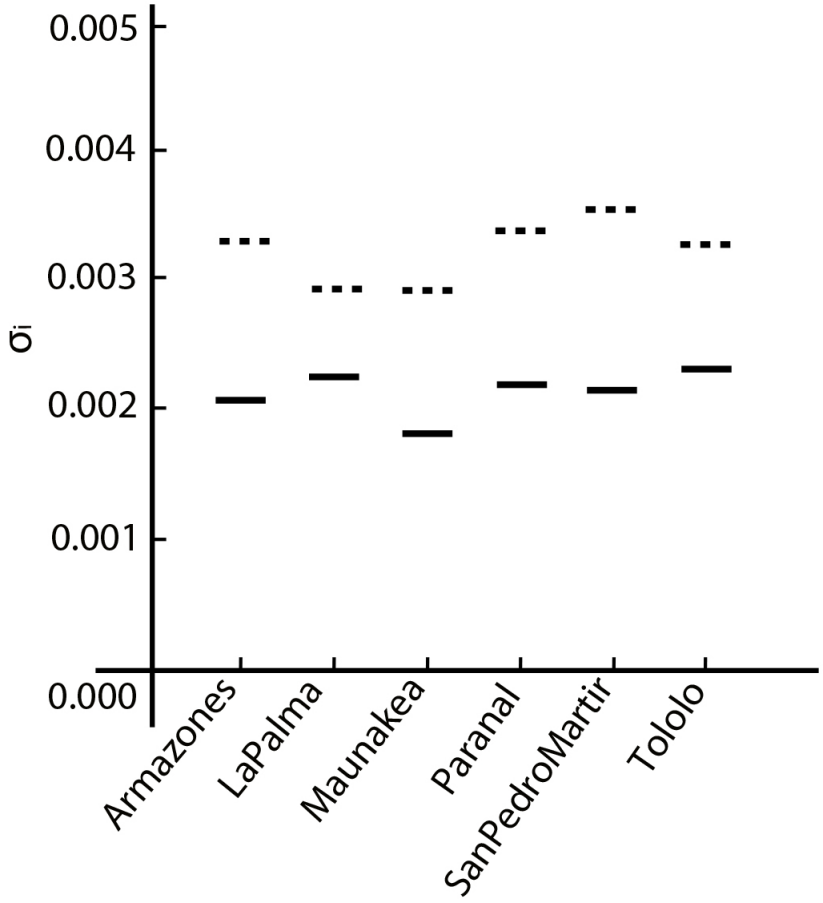

Figura 3.2: *Confronto tra i valori dell'indice di scintillazione atteso (la linea tratteggiata) e misurato (la linea continua) per alcuni importanti siti astronomici.*

Nell'articolo di Osborn et al. (2015) viene introdotta una modifica all'approssimazione di Young per far si che la scintillazione media misurata e l'approssimazione ottenuta dalla formula coincidano.

La formula di Young modificata risulta quindi essere:

$$\sigma_I^2 \approx 10 \cdot 10^{-6} C_Y^2 D^{-\frac{4}{3}} t^{-1} (cos\gamma)^{-3} exp\left(-\frac{2 \cdot h_{obs}}{H}\right) \tag{3.1}$$

dove il coefficiente C_Y introdotto è un coefficiente empirico che può essere calcolato per ogni sito astronomico.

Nella tabella 3.1 - tratta da Osborn et al. (2015) - vengono riportati i valori di tale parametro per alcuni importanti osservatori per il valore medio (C_{med}), per il primo quartile (C_{Q1}) e per il terzo quartile (C_{Q3}) del rumore di scintillazione misurato.

Osservatorio	C_{med}	C_{Q1}	C_{Q3}
Armazones	1.61	1.30	2.00
La Palma	1.30	1.02	1.62
Mauna Kea	1.63	1.34	2.02
Paranal	1.56	1.27	1.90
San Padro De Martir	1.67	1.32	2.14
Tololo	1.42	1.17	1.74

Tabella 3.1: *Valori dei parametri di correzione*

Per poter ottenere una stima della scintillazione ancora più precisa è possibile utilizzare un sistema $stereo - SCIDAR$ che permette di ottenere il profilo della turbolenza in un preciso momento, sia della forza della turbolenza sia della velocità del vento. Questi dati permettono di valutare l'evoluzione della scintillazione istante per istante, misurando non solo il rumore di scintillazione ma anche la sua variazione e la velocità con cui esso varia.

Avendo a disposizione questi dati è possibile utilizzare le formule 2.4, 2.5, 2.6 e 2.7 che permettono di ottenere una correlazione tra l'indice di scintillazione misurato e quello atteso pari a 0.96 (PhD thesis, Föhring 2014).

Utilizzando questa tecnica è quindi possibile calibrare gli strumenti, verificare i dati e creare modelli con una sempre maggior precisione.

3.2 Fotometria dei piani coniugati

Nella sezione precedente è stata mostrata una tecnica di stima della scintillazione e quindi di correzione come conseguenza di tale stima. Nelle pagine che seguono viene introdotta la prima tecnica di riduzione diretta del rumore dovuto a questo fenomeno, modificando il sistema ottico.

In particolare, se fosse possibile posizionare un apertura più piccola della pupilla del telescopio alla quota alla quale si origina al fenomeno la fluttuazione dell'intensità della sorgente verrebbe fortemente ridotta.

In questo caso infatti i raggi che normalmente verrebbero deviati al di fuori dell'area di rilevazione, vengono comunque catturati dalla pupilla che ha una dimensione maggiore dell'apertura, mentre i raggi provenienti da zone esterne all'apertura vengono bloccati, come evidenziato in rosso nella Figura 3.3.

Tanto maggiore è la differenza di diametro tra l'apertura posta in quota e la pupilla del telescopio tanto minore è l'intensità della scintillazione.

Ovviamente non risulta possibile creare tale configurazione ma è comunque possibile ottenere un effetto simile utilizzando un sistema ottico posizionato oltre il fuoco del telescopio, come illustrato nella Figura 3.4.

In tale configurazione lo strato turbolento posto ad una quota elevatà viene ricreato oltre il fuoco del telescopio su un'apertura di dimensioni minori rispetto alla pupilla del telescopio.

Ricreando la turbolenza su un piano coniugato i raggi si propagano in modo da annullare la scintillazione e l'intensità sulla pupilla apparirà pressoché uniforme (Fuchs et al. 1998).

La componente di radiazione che in assenza di turbolenze non andrebbe a colpire il telescopio e che in seguito a diffrazione crea delle zone ad elevata intensità verrà ricreata sul piano coniugato ma fuori dall'apertura.

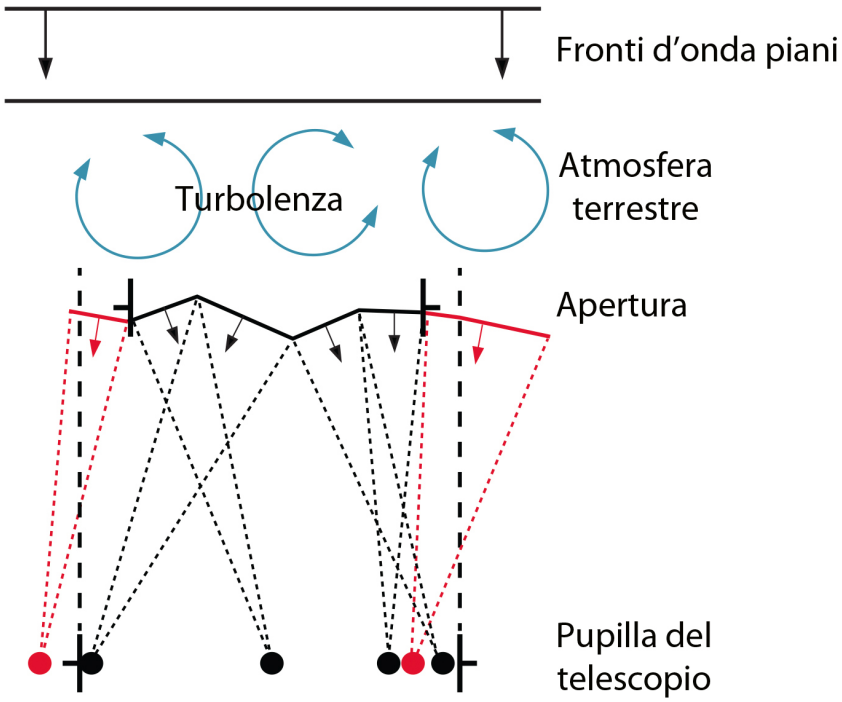

Figura 3.3: *Schema di apertura ad alta quota e pupilla sottostante di dimensioni maggiori.*

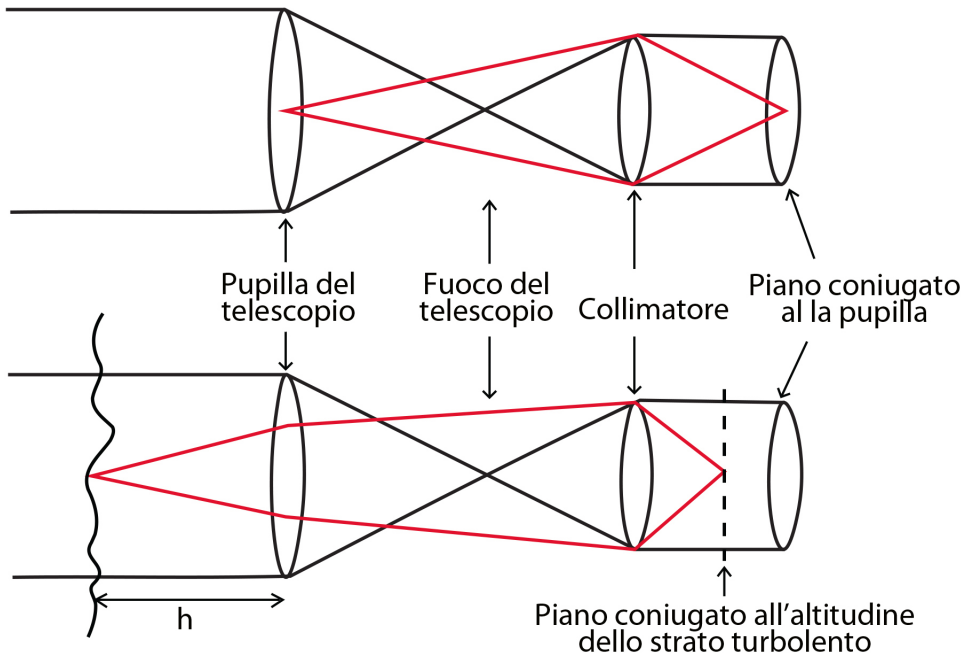

Figura 3.4: *Sistema ottico a piani coniugati.*

Non riuscendo a superare questa maschera risulta facile eliminare questa componente e ciò che rimane è un immagine di intensità quasi uniforme e priva di scintillazione.

Tramite questa configurazione ottica si è eliminata la scintillazione originata in un singolo strato turbolento posto ad una precisa ed elevata quota; tuttavia è possibile che siano presenti turbolenze anche in strati ad un'altitudine inferiore e le immagini risultino comunque affette dalla scintillazione originata in tali strati.

Per poter minimizzare tale effetto è possibile sfruttare una stella di confronto: ossia una stella posta ad una distanza angolare sufficientemente ridotta dalla stella osservata.

Generalmente si avrebbe una bassa correlazione tra i dati ottenuti per le due stelle in quanto attraversano strati d'alta quota differenti.

Tuttavia in questo caso - utilizzando la tecnica della coniugazione appena descritta - è possibile rimuovere la scintillazione di tali strati quindi la luce proveniente dalle due sorgenti attraverserà gli strati turbolenti posti vicino al terreno approssimativamente nella medesima zona e di conseguenza si avrà un *pattern* di scintillazione simile.

Alla luce di questo, è possibile confrontare i *pattern* ottenuti e correggere uno dei due utilizzando l'altro.

Nella Figura 3.5 si possono vedere la curva di intensità di una stella affetta da scintillazione originata da strati turbolenti a 10km e 0 m dal telescopio (in nero) con una varianza di $1.6 \cdot 10^{-4}$ e la stessa curva dopo che si è effettuata la correzione per la scintillazione (in rosso) la cui varianza risulta essere $6.4 \cdot 10^{-6}$ - 25 volte inferiore.

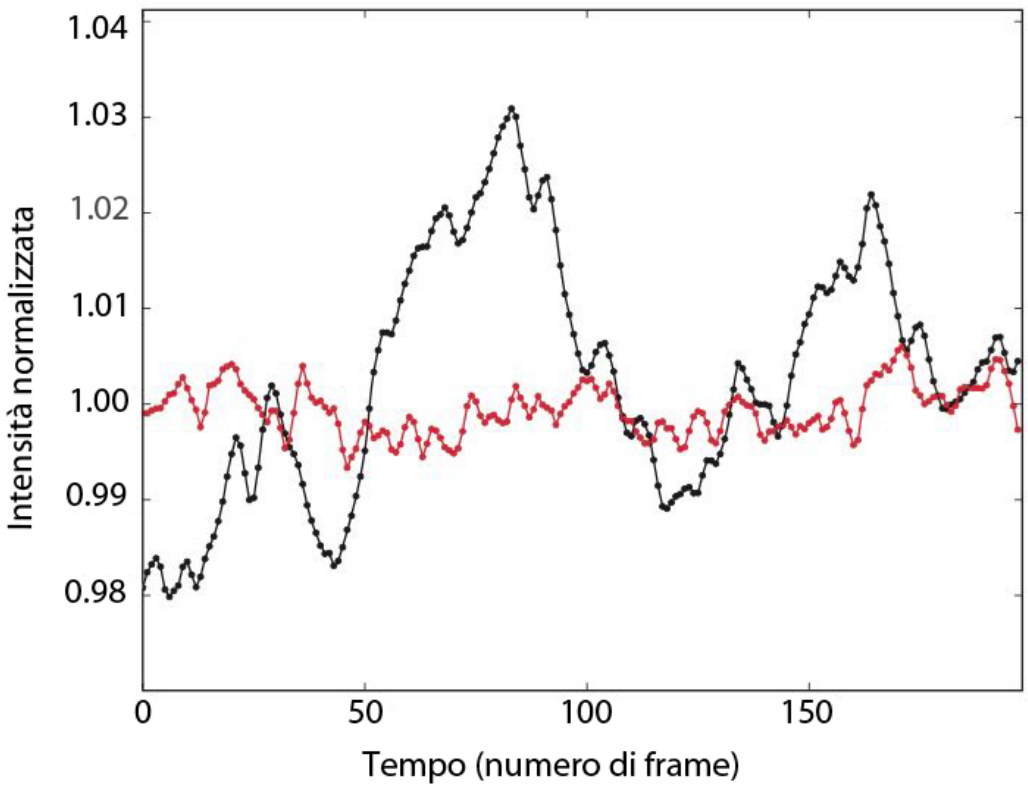

Figura 3.5: *Effetto della correzione sulla fluttazione dell'intensità.*

In generale, nella maggior parte dei più importanti siti astronomici è presente un solo strato di forte turbolenza a 10km di quota che origina la scintillazione di conseguenza - utilizzando la tecnica appena descritta - è possibile rimuovere una grossa porzione di scintillazione, migliorando le immagini sensibilmente.

In Figura 3.6 è possibile vedere un prototipo di fotometro a piani coniugati proposto e presentato in Osborn et al. (2011).

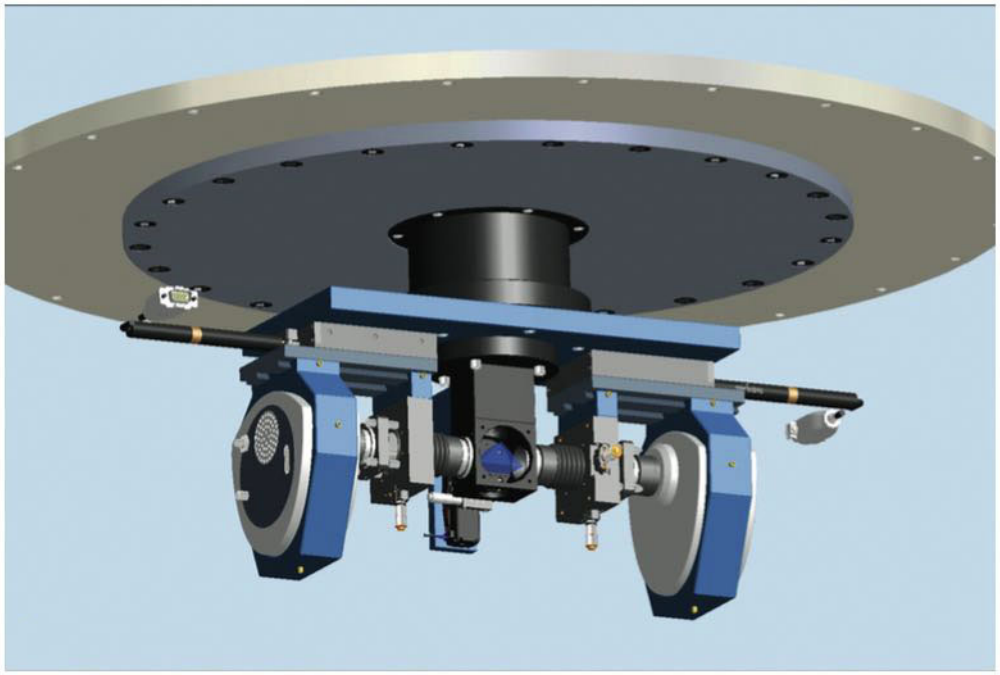

Figura 3.6: *Prototipo di fotometro a piani coniugati.*

3.3 Multi-Conjugated Optics

Nell'articolo di Viotto et al. (2012) viene presentato un ulteriore sistema di correzione della scintillazione che cerca di minimizzare il rumore dovuto a tale fenomeno per permettere osservazioni fotometriche d'alta precisione.

Il sistema parte da un approccio geometrico e lo studio non è stato completato quindi non sono state ancora analizzate alcune criticità e fonti di errore.

La tecnica introdotta riprende le idee relative ai sistemi MCAO[5] che permettono la ricostruzione del fronte d'onda e quindi la stima della scintillazione, andando a correggere i dati in fase di elaborazione.

[5]Multi-Conjugated Adaptive Optics

Tuttavia visti i costi di un sistema MCAO - come l'articolo mette in evidenza - si cerca di sviluppare un approccio alternativo che permetta di separare le variazioni di luce della sorgente dalla fluttuazione d'intensità introdotta dalla scintillazione.

Questo sistema si basa principalmente sulla multi-coniugazione per lo studio della scintillazione, ossia effetti provenienti da strati turbolenti a quote differenti vengono rilevati separatamente.

Innanzitutto - per analizzare la tecnica di correzione proposta - si considera una struttura della turbolenza dell'atmosfera formata da due strati turbolenti ben definiti, uno posto vicino al suolo e uno a 10km.

Risulta quindi necessario porsi in un sistema di coordinate polari bidimensionali con l'origine posta nella proiezione del centro della pupilla del telescopio sui due piani corrispondenti agli strati perturbati.

Si hanno quindi le coordinate (ρ_H, θ_H) per il piano a 10km d'altitudine e (ρ_G, θ_G) per il piano posto al suolo.

I due strati turbolenti inducono sui raggi provenienti dalle sorgenti delle deflessioni che vengono identificate con $\alpha(\rho_H, \theta_H)$ e $\beta(\rho_G, \theta_G)$ per lo strato più elevato e quello posto al suolo, rispettivamente.

Il valore di tali parametri dipende dal seeing ed in particolare da r_{0H} e r_{0G}, cioè i parametri di *Fried*[6] dei due strati.

Il caso analizzato è caratterizzato da due relazioni tra α e β:

$$\beta \cdot H < r_0 \tag{3.2}$$

e

$$\alpha(r) \cong \alpha(r + r_0) \tag{3.3}$$

[6]Definito come il diametro dell'area circolare per cui il valore quadratico medio dell'aberrazione del fronte d'onda dovuto al passaggio attraverso l'atmosfera è pari ad 1 radiate. Viene misurato generalmente in centimetri e fornisce una misura della qualità della trasmissione in ottico dell'atmosfera.

dove $r_0 = (r_{0H}^{-\frac{5}{3}} + r_{0G}^{-\frac{5}{3}})^{-\frac{3}{5}}$ è il parametro di *Fried* del luogo e H è la differenza di altitudine tra il telescopio e lo strato turbolento più elevato.

È quindi possibile analizzare il fascio collimato della radiazione sul piano coniugato allo strato turbolento posto a 10km d'altitudine.

Si possono riconoscere due zone principali: una centrale in cui la variazione del flusso è dominata dalla variazione di luminosità intrinseca della sorgente e dagli effetti della turbolenza a bassa quota e una corona esterna in cui la variazione di flusso è dovuta principalmente agli effetti combinati dei due strati turbolenti.

Diventa quindi importante riuscire ad identificare un'ulteriore quantità che dipenda dalla scintillazione dovuta ai due strati turbolenti.

Avendo quindi a disposizione queste dipendenze risulta possibile isolare la fluttuazione d'intensità intrinseca della sorgente e quindi conoscere la fluttuazione dovuta alla scintillazione che verrà quindi sottratta in fase di elaborazione dati.

Nell'articolo sopra menzionato (Viotto et al. 2012) viene proposto un sistema ottico - come illustrato nella Figura 3.7 a pagina 33 - in grado di fornire i dati richiesti.

Tale strumentazione è composta da un primo specchio - posizionato sul piano coniugato allo strato turbolento d'alta quota grande quanto l'area centrale del piano stesso, identificata in precedenza - nel cui fuoco viene posizionato un fotometro che misura un certo flusso A.

Quindi la luce che ricade nell'area esterna colpisce una lente toroidale che fa convergere una frazione della luce; questa parte di radiazione colpisce uno specchio $sharp-edged$ nel cui fuoco è posto un secondo fotometro che misura a sua volta il flusso che lo colpisce, indicato con B.

La rimanete porzione di radiazione che diverge passando attraverso la lente toroidale viene fatta convergere tramite una lente nel cui fuoco viene posto un terzo fotometro, la cui misura del flusso viene identificata con C.

Ora è possibile unire le dipendenze dei vari flussi misurati ed è possibile introdurre:

$$A + (A + B + C) = 2F\left\{1 + \frac{[f(\alpha) + f(\beta)] \cdot H}{D} + \frac{[f(\alpha)^2 + f(\beta)^2] \cdot H^2}{2D^2}\right\} \quad (3.4)$$

dove F è il flusso proveniente dalla sorgente, D è il diametro della pupilla del telescopio, H è la differenza di altitudine tra il telescopio e lo strato turbolento più elevato e $f(\alpha)$ e $f(\beta)$ sono delle funzioni che rappresentano rispettivamente la fluttuazione dell'intensità dovuta alla turbolenza d'alta quota e quella dovuto alla turbolenza in prossimità del suolo.

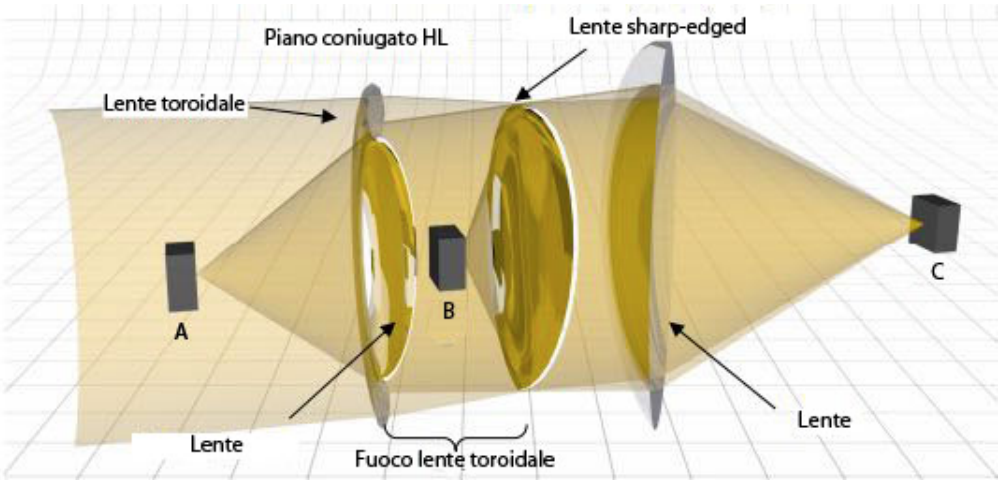

Figura 3.7: *Sistema ottico proposto in Viotto et al. (2012).*

Considerando ora solo il primo ordine è possibile calcolare il flusso della sorgente corretto per il primo ordine dell'effetto di scintillazione (F_c) e facendo le dovute sostituzioni delle funzioni $f(\alpha)$ e $f(\beta)$ - conoscendone la dipendenza dai flussi - si ottiene:

$$F_c = \frac{A + (A + B + C)}{2 \cdot \left[1 + H \cdot \frac{(C-B)/(C+B)}{D} \right]} \tag{3.5}$$

È possibile quantificare l'effetto dovuto al secondo ordine in magnitudine come una quantità nell'ordine di $\sim 10^{-6}$, di molto inferiore al valore tipico della scintillazione di $\sim 10^{-3} mag$, con un enorme vantaggio in termini di precisione delle misure.

3.4 Ricostruzione tomografica dell'atmosfera

L'ultimo metodo correttivo presentato in questo elaborato è stato presentato da Osborn (Osborn, 2015) ed è il più recente sistema di riduzione del rumore dovuto alla scintillazione per osservazioni fotometriche d'alta precisione.

L'obiettivo di tale tecnica consiste nella creazione di un modello dell'atmosfera - ed in particolare delle turbolenze presenti - tramite l'uso della tomografia[7] e di stelle guida distribuite vicino al *target* dell'osservazione.

Secondo l'Autore è possibile quindi stimare il livello di scintillazione indipendentemente dalla fluttuazione d'intensità della sorgente e questo permette di normalizzare i dati fotometrici ottenuti.

Un grande vantaggio di questa tecnica è il fatto che permetta di correggere il rumore di scintillazione per ogni oggetto presente nel campo di vista ad ogni lunghezza d'onda.

Per poter creare il modello tomografico è necessario utilizzare un elevato numero di $WFSs$, ossia sensori che rilevano i fronti d'onda, utilizzati in ottica adattiva; questa tecnica non necessita quindi un sistema *hardware* apposito, sfrutta i sensori e i sistemi tomografici già presenti nei telescopi della classe degli 8 metri e che saranno presenti nella classe 20-40 metri (*Extremely Large Telescope*).

Per poter utilizzare questa tecnica di correzione non è necessario che il sistema di ottica adattiva sia completo: è necessario sia presente il sistema a sensori $WFSs$ mentre il sistema a specchi deformabili (DMs) può essere spento o anche assente.

È importante utilizzare un sistema $WFSs$ in quanto una modifica del profilo di turbolenza durante l'osservazione porta ad una ricostruzione tomografica non realistica e quindi non efficace nella correzione del rumore di scintillazione.

Come detto il sistema si basa sull'uso di stelle guida per calcolare il livello di turbolenza presente nell'atmosfera sovrastante il telescopio.

Se i coni di luce delle stelle di guida si sovrappongono con la proiezione del cilindro del obiettivo allora è possibile sfruttare tecniche tomografiche per ricostruire le aberrazioni di fase lungo la linea di vista.

[7]Tecnica spettroscopica mirata alla rappresentazione di campioni a strati, consentendo l'analisi di strutture interne ed esterne.

È possibile ricombinare le informazioni proveniente dalle varie sorgenti e sommare le aberrazioni della fase lungo la linea di vista.

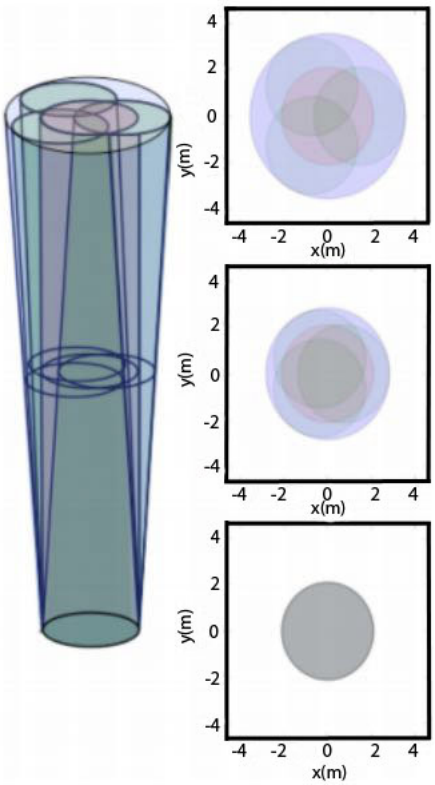

Figura 3.8: *Diagramma dei coni di luce delle stelle guida con sezioni a 0m, 5km e 10km di quota.*

Tuttavia questa tecnica ha un limite fondamentale, come mostra la Figura 3.8: maggiore sarà la quota minore sarà l'area per la quale si potranno ottenere dati corretti; se i coni di luce non si incrociano non si dispone di informazioni sufficiente per poter creare un modello della turbolenza.

È necessaria la sovrapposizione per poter ottenere l'analisi tomografica, quindi le stelle guida devono essere sufficientemente vicine per poter avere questi dati anche a quote elevate, ma prendendo in considerazione le stelle angolarmente vicine tra loro il campo di cielo per cui si ha correzione risulta inferiore.

Questo è il motivo principale per cui questa tecnica è adatta principalmente a telescopi di grandi dimensioni che quindi possono coprire un'area di cielo maggiore.

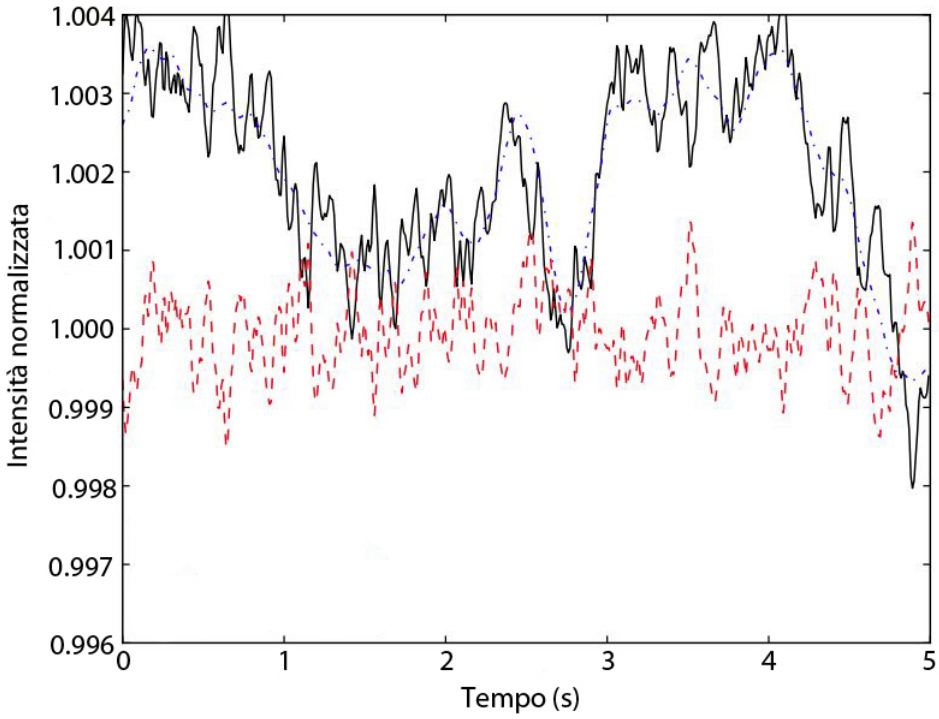

Figura 3.9: *Grafico che mostra la riduzione della fluttuazione della curva di luce in seguito alla correzione.*

Infine nella Figura 3.9 viene mostrata una curva di luce per un telescopio da 8 metri (in nero), mentre la linea tratteggiata blu rappresenta la stima della curva di luce trovata tramite la ricostruzione del fronte d'onda col sistema di ottica adattiva ed infine la linea tratteggiata rossa rappresenta la curva di luce corretta.

Il rumore dovuto alla scintillazione è passato da una fluttuazione iniziale di $\sim 0.2\%$ ad una di $\sim 0.05\%$, un valore quattro volte inferiore a quello iniziale.

La riduzione in magnitudine attesa dipende dal sistema di ottica adattiva montato sul telescopio; dalle simulazioni è stato possibile rilevare una riduzione del rumore dovuto alla scintillazione di un fattore 10 utilizzando un sistema di ottica adattiva 16x16 montato su un telescopio di 8 m di diametro. Questo fa si che telescopi posti al suolo

dotati di sistemi di stima della scintillazione tramite ricostruzione tomografica possano avere una precisione paragonabile a quella dei telescopi spaziali ma con il vantaggio del maggior diametro della pupilla.

Conclusione

Il presente lavoro di tesi è stato pensato come una guida introduttiva al fenomeno della scintillazione: si è pensato di creare un testo che permettesse a studenti di fisica e astronomia di poter approfondire i loro studi riguardo tale fenomeno, comprendendone le cause e le conseguenze.

Si è inoltre cercato - nel terzo capitolo - di identificare alcuni dei metodi e le tecniche, a tutt'oggi presenti in letteratura, più efficaci per minimizzare il rumore di scintillazione con una particolare attenzione agli strumenti ideati per la fotometria d'alta precisione.

Questo elaborato è stato pensato alla luce del sempre maggior interesse riguardo a questo fenomeno e alla sua correzione da parte degli astronomi, come dimostra il crescente numero di pubblicazioni prodotte al riguardo negli ultimi anni, volte a presentare sempre nuove proposte per limitarlo.

Ad onor del vero, la soluzione più semplice per correggere la scintillazione è stata trovata diversi anni fa ed è stata riportata nell'introduzione del terzo capitolo del presente lavoro: l'utilizzo di telescopi spaziali.

Tuttavia tale strumentazione ha due svantaggi fondamentali se confrontati con i telescopi posti al suolo: il costo e le dimensioni.

Per poter chiarire meglio la differenza di costi tra questi due tipi di strumentazione si riporta un'esempio: la costruzione del telescopio spaziale *Kepler* è costato alla *Nasa* 550 milioni di dollari, mentre il costo dell'intero progetto *VLT* di *Cerro Paranal* in Cile, costato 500 milioni di dollari.

È quindi stato possibile - allo stesso costo - costruire quattro telescopi terrestri da 8 metri a fronte di un solo telescopio spaziale il cui specchio primario ha un diametro

di 1,4 metri.

Parlando di dimensioni e guardando ai progetti dei futuri telescopi si può vedere come questi prevedano telescopi con diametri di decine di metri - tra questi E-ELT[8] che verrà costruito in Cile nei prossimi anni - per quanto riguarda quelli posti al suolo, mentre il prossimo grande telescopio spaziale JWST[9] avrà uno specchio primario di soli 6,5 metri di diametro.

Risulta quindi evidente il fatto che riuscire a limitare gli effetti dell'atmosfera per le osservazioni da terra sia un obiettivo di primaria importanza per l'astronomia moderna.

Negli ultimi vent'anni sono state proposte molte soluzioni al problema della scintillazione e i metodi e le tecnologie presentate in questa tesi non sono che una minima parte di quelli proposti in letteratura, si è deciso di considerare solamente i metodi illustrati nel Capitolo 3, per due motivi.

Innanzitutto sono alcune delle soluzioni più recenti e più efficaci finora proposte - ad esempio la tecnica tomografica proposta da Osborn è stata presentata in un articolo pubblicato ad inizio 2015.

In secondo luogo le tecniche proposte non si tratta di tecniche alternative tra loro, ognuna di esse è maggiormente indicata per casi differenti: la tecnica del fotometro a piani coniugati è ottimizzata per telescopi il cui diametro non superi i 2,5m; la legge di Young corretta viene utilizzata in fase di elaborazione dati, si basa su stime non su vere correzioni in fase d'osservazione; la tecnica tomografica è più adatta a telescopi di grandi dimensioni.

Si vogliono comunque menzionare i lavori esposti in Kornilov et al. (2012) e Chun Avila (2002) per completezza.

In questo lavoro non si vuole dare un giudizio riguardo i metodi di correzione della scintillazione, in quanto si cerca di fare chiarezza tra le tecniche proposte e le si riporta permettendo al lettore di scegliere la più adatta per ogni caso specifico.

[8]European Extremely Large Telescope

[9]James Webb Space Telescope il cui lancio è previsto per il 2018.

Bibliografia

Chun M., Avila R.. Turbulence profiling using a scanning scintillometer. ASPC, 266:72C, 2002.

Dravins D., Lindegren L., Mezey E. and Young A. T.. Atmospheric Intensity Scintillation of Stars, I. Statistical Distributions and Temporal Properties. PASP , 109:173-207, February 1997.

Dravins D., Lindegren L., Mezey E. and Young A. T.. Atmospheric Intensity Scintillation of Stars. II. Dependence on Optical Wavelength. PASP , 109: 725-737, June 1997.

Dravins D., Lindegren L., Mezey E. and Young A. T.. Atmospheric Intensity Scintillation of Stars. III. Effects for Different Telescope Apertures. PASP , 110:610-633, May 1998.

Dravins D., Lindegren L., Mezey E. and Young A. T.. Atmospheric Intensity Scintillation of Stars. PASP , 110:1118-1118, September 1998.

Föhring D., Dhillon V. S., Madhusudhan N., Marsh T. R., Copper- wheat C. M., Littlefair S. P. and Wilson R. W.. Ultracam z-band detection of the secondary eclipse of wasp-12b. MNRAS , 435(3):2268-2273, 2013.

Fuchs A., Tallon M. and Vernin J.. Focusing on a Turbulent Layer: Principle of the "Generalized SCIDAR". PASP , 110:86-91, January 1998.

Kenyon S., Lawrence J., Ashley M. C. B., Storey J. W. V., Tokovinin A. and Fossat E.. Atmospheric scintillation at Dome C, Antarctica: implications for photometry and astrometry. IAU Special Session, 7, August 2006.

Kolmogorov A.N.. Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence. Proceedings: Mathematical and Physical Sciences, pages 15-17, 1941.

Kolmogorov A.N.. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. Proceedings: Mathematical and Physical Sciences, pages 9-13, 1941.

Kolmogorov A.N.. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. Proceedings: Mathematical and Physical Sciences, 434, no.1890, p. 9-13, July 1991.

Kornilov V., Sarazin M., Tokovinin A., Travouillon T. and Voziakova O.. Comparison of the scintillation noise above different observatories measured with MASS instruments. AA , 546, October 2012.

Mikesell, A. H. The Scintillation of Starlight (Washington,D.C.), Publ. U.S. Naval Observatory 2nd Ser., Vol. XVII, part IV, p. 139, 1955.

Osborn J., Wilson R. W., Butterley T., Shepherd H. and Sarazin M.. Profiling the surface layer of optical turbulence with SLODAR. MN- RAS , 406:1405-1408, August 2010.

Osborn J., Wilson R. W., Dhillon V. S., Avila R. and Love G. D.. Conjugate- plane photometry: reducing scintillation in ground-based photometry. MN- RAS , 411:1223-1230, February 2011.

Osborn J.. Scintillation correction for astronomical photometry on large and extremely large telescopes with tomographic atmospheric reconstruction. MN- RAS , 446:1305-1311, January 2015.

Osborn J., Föhring D., Dhillon V. S., Wilson R. W.. Atmospheric scintillation in astronomical photometry. MN- RAS , 452:1707-1716, September 2015.

Protheroe, W. M., Contrib. Perkins Obs. (University of Ohio), Ser. II, No. 4, p. 28, 1955a.

Ryan P. and Sandler D.. Scintillation Reduction Method for Photometric Measurements. PASP, 110:1235-1248, October 1998.

Roddier F.. The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy. Progress in optics. Volume 19. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1981, p. 281-376., 19:281-376, 1981.

Southworth J., Hinse T.C., Jørgensen U.G., Dominik M., Ricci D., Burgdorf M.J., Hornstrup A., Wheatley P.J., Anguita T., Bozza V. et al. High-precision photometry by telescope defocusing-i. the transiting planetary system wasp-5. MNRAS , 396(2):1023-1031, 2009.

Tatarski. Wave propagation in a turbulent medium. McGraw-Hill, 1961.

Young A. T.. Photometric error analysis. VI. Confirmation of Reiger's theory of scintillation. AJ, 72:747, August 1967.

Viotto V., Ragazzoni R., Bergomi M., Brunelli A., Dima M., Farinato J., Magrin D., Marafatto L., Nascimbeni V., Piotto G.. MCAO: Wavefront sensing only as a tool for high precision photometry? SPIE, 84476X, 7 pp., July 2012.