

**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA**

**Scuola di Scienze**

Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea Magistrale in Astronomia

**TESI DI LAUREA**

**SPETTROFOTOMETRIA  
A BASSA RISOLUZIONE  
DELL'ESOPIANETA GJ3470B**

Relatore: Prof. Giampaolo Piotto

Correlatore: Dott. Valerio Nascimbeni

Laureanda: Daria Desiderà

Matricola: 1109710

**A.A. 2016-2017**



# Indice

<b>1</b>	<b>Atmosfere planetarie</b>	<b>3</b>
1.1	Transiti planetari . . . . .	3
1.2	Tecniche per lo studio delle atmosfere planetarie . . . . .	5
1.2.1	Imaging Diretto . . . . .	5
1.2.2	Tecniche indirette: transiti, occultazioni e fasi . . . . .	6
1.2.3	Spettroscopia ad alta risoluzione . . . . .	9
1.3	Scelta delle stelle target . . . . .	10
1.4	Scattering Rayleigh . . . . .	11
1.5	Missioni future . . . . .	15
1.5.1	TESS . . . . .	15
1.5.2	JWST . . . . .	15
1.5.3	CHEOPS . . . . .	16
1.5.4	PLATO . . . . .	16
<b>2</b>	<b>GJ3470b</b>	<b>17</b>
<b>3</b>	<b>Pipeline e riduzione dati</b>	<b>27</b>
3.1	Osservazioni . . . . .	27
3.2	Riduzione dei dati . . . . .	28
3.2.1	Pipeline per l'estrazione dello spettro . . . . .	30
3.2.2	Calibrazione in lunghezza d'onda . . . . .	36
3.2.3	Full Match a due parametri . . . . .	37
3.2.4	Filtraggio temporale degli spettri . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Analisi delle curve di luce</b>	<b>59</b>
4.1	<i>Slicer</i> : da spettri a curve di luce . . . . .	59
4.2	JKTEBOP . . . . .	60
4.2.1	Calcolo dei coefficienti di Limb Darkening . . . . .	62
4.3	Fit del modello di transito . . . . .	64
4.4	Presenza di spettri spuri . . . . .	64

<b>5</b>	<b>Discussione dei risultati</b>	<b>73</b>
5.1	Spettro di trasmissione . . . . .	73
5.2	Conclusioni . . . . .	78
	<b>Bibliografia</b>	<b>79</b>

# Introduzione

Fino a circa vent'anni fa non si conoscevano pianeti orbitanti attorno a stelle diverse dal Sole. Da allora sono stati confermati 2950 esopianeti e ne vengono scoperti in numero sempre crescente.

Ciò che è emerso dal loro studio è che il Sistema Solare rappresenta solo una delle possibili varietà di configurazione dell'architettura di questi sistemi. La caratterizzazione delle atmosfere planetarie è di fondamentale importanza per la comprensione della struttura e della composizione degli esopianeti. Durante un transito parte della luce stellare attraversa l'atmosfera del pianeta e può subire processi fisici che possono ad esempio assorbirla o attenuarla. Lo studio della variazione dell'intensità della luce in funzione della lunghezza d'onda mentre si verifica un transito è dunque una tecnica che permette di avere informazioni sulla composizione dell'atmosfera planetaria e sui processi fisici che vi avvengono.

Obiettivo di questa tesi è la conferma della presenza dello scattering Rayleigh dallo studio dello spettro di trasmissione del pianeta nettuniano GJ3470b, che si manifesta come un aumento del raggio apparente del pianeta a piccole lunghezze d'onda.



# Capitolo 1

## Atmosfere planetarie

### 1.1 Transiti planetari

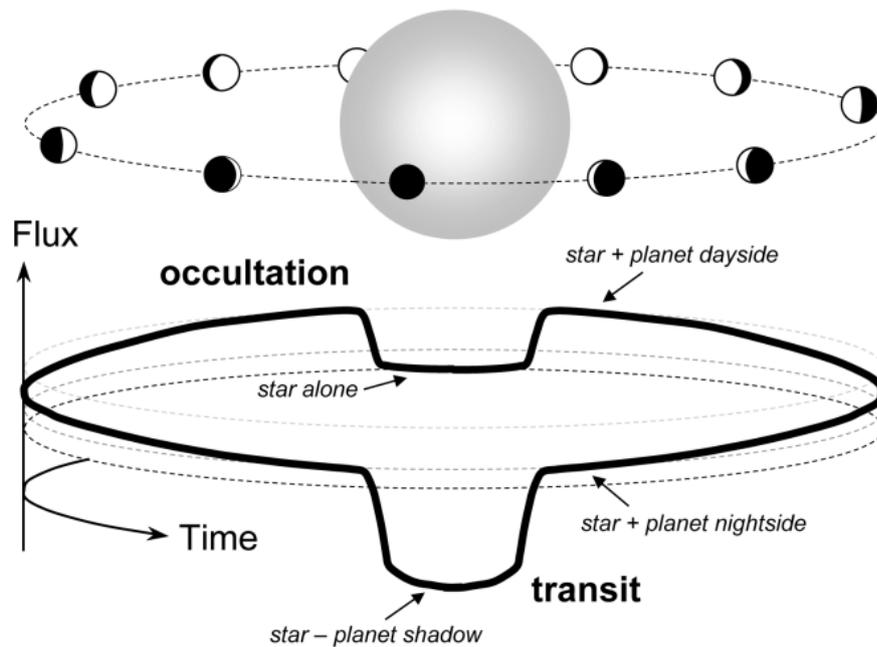


Figura 1.1: Illustrazione della geometria di un sistema transitante.

Il transito planetario è un evento che si presenta quando il piano orbitale del pianeta giace perpendicolare al piano del cielo. Il pianeta, transitando, si frappone tra la stella ospitante e l'osservatore, causando la diminuzione del flusso stellare osservato (vedi Fig. 1.1, tratta da [31]). La variazione della

luminosità stellare  $\Delta L$ , trascurando effetti di second'ordine, è proporzionale al rapporto tra l'area proiettata del pianeta di raggio  $R_p$  e quella della stella di raggio  $R_*$  :

$$\frac{\Delta L}{L} = \left( \frac{R_p}{R_*} \right)^2. \quad (1.1)$$

Se il raggio della stella  $R_*$  è noto, ad esempio dallo studio dello spettro stellare, è immediato ricavare il valore del raggio del pianeta visto che la variazione di luminosità della stella viene ricavata osservativamente. Se poi, da studi della variazione di velocità radiale della stella, è possibile ricavare la massa del pianeta  $M_p$ , risulta immediato calcolare il valore della densità media del pianeta  $\rho_p \propto M_p/R_p^3$ . A rigore utilizzando il metodo delle velocità radiali non si ricava espressamente la massa del pianeta, in quanto questo parametro risulta degenerare con il valore dell'inclinazione dell'orbita  $i$  rispetto al piano del cielo, bensì il prodotto  $M_p \sin i$ . Affinchè i transiti siano osservabili deve però risultare che il valore di  $i$  sia prossimo a  $90^\circ$ , questo permette la determinazione diretta della massa del pianeta poiché il valore preciso di  $i$  si può ricavare dallo studio della forma della curva di luce. Inoltre dalla conoscenza del periodo orbitale  $P_{orb}$ , della massa del pianeta  $M_p$  e della massa della stella  $M_*$  utilizzando la terza legge di Keplero è possibile ricavare il valore del semiasse maggiore dell'orbita planetaria. Un altro parametro da tenere in considerazione quando si modellano i transiti planetari, è l'oscuramento al bordo, o limb darkening (LD). Il limb darkening, è un fenomeno che va ad influenzare la forma del transito. La stella non appare come un disco uniformemente illuminato, bensì come un disco più scuro ai bordi rispetto al centro. Ciò che si osservano sono infatti strati diversi della stella: man mano che si osserva più lontano dal centro del disco, si osservano strati meno caldi e meno luminosi. Questo andrà ad influenzare la forma della curva di luce nella totalità del transito. Un'altro parametro da tenere in considerazione è il parametro di impatto,  $b$ . Immaginando che il pianeta transiti davanti alla stella lungo la direzione  $x$  (vedi Fig. 1.2, tratta da [31]), il parametro di impatto è la proiezione in  $y$ , ovvero  $b$  rappresenta quanto il pianeta è vicino al centro della disco stellare lungo la direzione  $y$ . La durata del transito varia al variare di  $b$ .

Telescopi da terra e da spazio sono oggi dedicati alla ricerca di pianeti transittanti. Pianeti delle dimensioni di Giove bloccano circa l'1% del flusso di stelle di tipo solari e sono rivelabili utilizzando telescopi da terra, mentre pianeti di tipo terrestre bloccano circa lo 0.01% del flusso stellare e sono individuabili solo da telescopi spaziali.

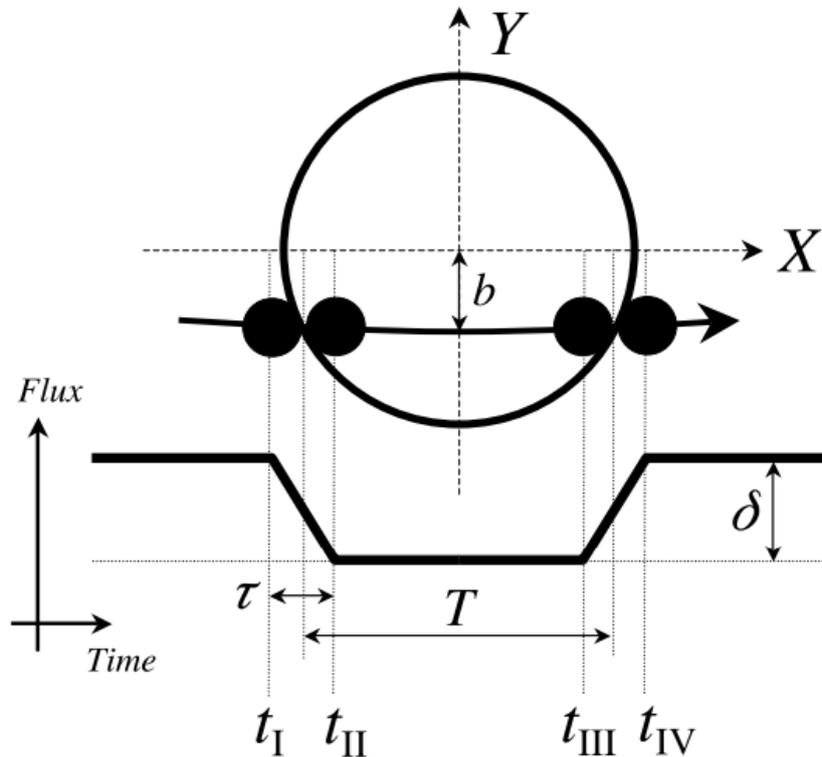


Figura 1.2: Rappresentazione di sistema transitante in cui è riportato il sistema di coordinate in cui viene definito il parametro d'impatto  $b$ .

## 1.2 Tecniche per lo studio delle atmosfere planetarie

### 1.2.1 Imaging Diretto

La caratterizzazione delle atmosfere degli esopianeti tramite imaging diretto è legato alla capacità di risolvere spazialmente un pianeta ad una certa separazione angolare dalla stella ospitante, operazione complessa che può essere fatta da terra solo tramite l'utilizzo dell'ottica adattiva. L'ottica adattiva e l'uso dei telescopi spaziali permettono di produrre immagini diffraction-limited, cioè con una risoluzione angolare pari a quella teorica di  $0.2'' (\lambda/\mu\text{m})(D/\text{m})^{-1}$ , dove  $\lambda$  è la lunghezza d'onda osservata e  $D$  rappresenta l'apertura del telescopio. Per poter rivelare il pianeta è necessario rimuovere tutta la luce stellare residua (vedi [7]). Questo può essere fatto tramite l'uso di un coronografo, che, nel caso più semplice è una maschera posta sul piano

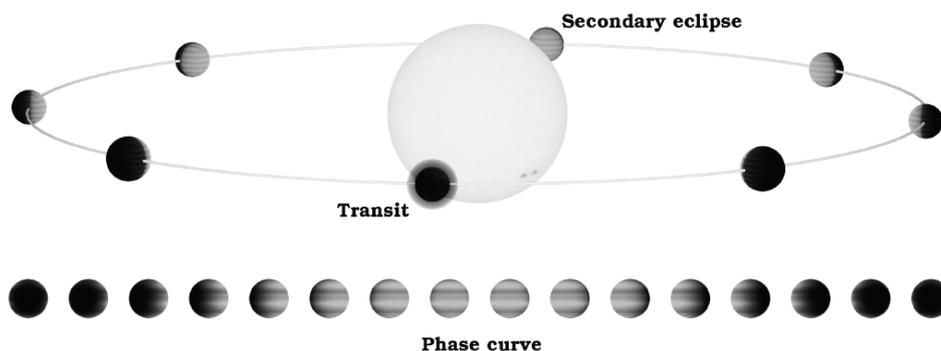


Figura 1.3: Rappresentazione dei tre diversi metodi con cui poter studiare l'atmosfera di un pianeta transitante.

focale del telescopio in grado di selezionare il solo pianeta occultando la luce emessa dalla sorgente.

Più facili da studiare tramite l'imaging diretto sono i pianeti vaganti, ovvero oggetti di massa planetaria che non sono legati gravitazionalmente ad una stella. Tali oggetti possono essere caratterizzati anche da osservazioni con strumenti privi di ottiche adattive e il loro studio fornisce importanti informazioni sulle proprietà delle atmosfere planetarie fredde (vedi [2]). Un ulteriore vantaggio dell'utilizzo della tecnica dell'imaging diretto è che una volta raggiunto il contrasto necessario per rilevare il pianeta, è possibile ottenere un rapporto segnale-rumore (signal/noise, S/N) più alto rispetto a quanto si può ottenere dall'occultazione di un pianeta di luminosità confrontabile. Questo avviene perché il rumore associato ai fotoni rilevati (photon shot noise) viene molto ridotto grazie al mascheramento della luce stellare. Inoltre con questa tecnica il pianeta è visibile per la maggior parte della sua fase orbitale e non solo durante un transit e/o occultazione.

### 1.2.2 Tecniche indirette: transiti, occultazioni e fasi

Le atmosfere dei pianeti transitanti sono molto difficili da studiare a causa dell'enorme contrasto tra stella e pianeta e al piccolo valore della risoluzione angolare del sistema ( $<1$  per un pianeta delle dimensioni terrestri appartenente alla zona abitabile dalla stella più vicina al Sistema Solare, Proxima Centauri). I modi utilizzati per caratterizzarle sono principalmente tre e sono discussi in seguito.

### Spettroscopia di trasmissione

Quando si verifica un transito, il pianeta passa davanti alla stella bloccando parzialmente la luce proveniente da quest'ultima. La diminuzione del flusso stellare,  $\delta = \Delta F/F$ , è una misura geometrica della dimensione del pianeta rispetto alla dimensione della stella ospitante, questo perché, trascurando effetti del second'ordine quali il limb darkening,  $\delta = (R_p/R_*)^2$  dove  $R_p$  è il raggio del pianeta ed  $R_*$  è il raggio della stella. Se il pianeta possiede un'atmosfera, la luce stellare che attraversa l'atmosfera viene assorbita dagli atomi e dalle molecole presenti e questo ha come effetto l'aumento della dimensione apparente del pianeta a determinate lunghezze d'onda dettate dalla teoria atomica. Infatti alla lunghezza d'onda in cui si verifica una transizione, il numero di atomi appartenenti all'atmosfera che sono necessari per avere assorbimento totale della luce stellare è basso. La luce stellare può essere quindi assorbita nelle regioni più alte dell'atmosfera planetaria, producendo così l'aumento del rapporto tra dimensione apparente del pianeta e della stella rispetto alle dimensioni osservate nel continuo. L'aumento della profondità del transito dovuto all'assorbimento atmosferico è pari a

$$\frac{\Delta F}{F} = 2 \left( \frac{\Delta R_p}{R_*} \right) \left( \frac{R_p}{R_*} \right), \quad (1.2)$$

dove  $\Delta R_p$  è la variazione del raggio planetario dovuto all'assorbimento delle molecole presenti nell'atmosfera. La variazione della dimensione del pianeta in funzione della lunghezza d'onda è proporzionale all'altezza di scala atmosferica

$$H = \frac{kT}{\mu g}, \quad (1.3)$$

dove  $T$  è la temperatura di equilibrio del pianeta,  $\mu$  è il peso molecolare medio del gas e  $g$  è la gravità superficiale del pianeta.

Quindi la variazione relativa della profondità del transito risulta pari a

$$\Delta\delta = 2 \left( \frac{H}{R_p} \right). \quad (1.4)$$

Per la Terra  $H \sim 10$  km mentre per un pianeta gioviano caldo l'altezza di scala corrisponde a qualche centinaia di chilometri. Questo corrisponde ad un aumento relativo della profondità del transito di circa  $10^{-7}$  e  $10^{-4}$  per la Terra ed un pianeta gioviano caldo, rispettivamente.

Lo spettro di trasmissione rappresenta proprio la dipendenza del raggio del pianeta dalla lunghezza d'onda  $R_p(\lambda)$ . Utilizzando la spettroscopia di trasmissione è stato possibile scoprire la presenza di determinati atomi e molecole nelle atmosfere degli esopianeti (vedi [25]) e, osservando la variazione

di assorbimento nel continuo, lo scattering prodotto dall' $H_2$  o da condensati (vedi [27]).

La maggior parte dei rilevamenti delle molecole nelle atmosfere sono avvenute tramite l'uso della spettroscopia a bassa risoluzione e della fotometria broad-band, ma l'uso della spettroscopia ad alta risoluzione permette di confermare l'identificazione delle diverse molecole nell'atmosfera in base alla loro precisa firma spettrale.

### Eclisse secondaria

Quando il pianeta viene occultato dalla stella, la luce riflessa e l'emissione termica proveniente dal pianeta vengono nascoste facendo così diminuire il flusso osservato. Tramite un confronto del flusso osservato prima, durante e dopo l'eclisse è possibile misurare la frazione di luce che viene riflessa o emessa dal pianeta.

Nel caso di luce riflessa, la potenza del segnale è proporzionale all'albedo ( $A$ ) tramite la formula:

$$\frac{\Delta F}{F} = A \left( \frac{R_p}{a} \right)^2, \quad (1.5)$$

dove  $a$  è il semiasse maggiore. Dal valore dell'albedo dipende la quantità di radiazione che viene assorbita dal pianeta, e quindi la temperatura di equilibrio. Se viene invece misurata l'emissione termica del pianeta, la profondità dell'eclisse è pari a

$$\frac{\Delta F}{F} = \left( \frac{F_p}{F_*} \right) \left( \frac{R_p}{R_*} \right)^2, \quad (1.6)$$

dove  $F_p$  è la luminosità superficiale dal pianeta e  $F_*$  è la luminosità superficiale della stella ospitante,  $(R_p/R_*)^2$  rappresenta invece la profondità del transito. Le osservazioni dell'emissione termica sono sensibili sia al profilo verticale della temperatura del pianeta, sia alla composizione chimica. Combinando insieme le misure dell'emissione termica a diverse lunghezze d'onda è possibile determinare la temperatura efficace del pianeta.

La temperatura efficace del lato del pianeta illuminato dalla stella dipende dal livello della radiazione stellare incidente, dall'albedo del pianeta e dall'efficienza con cui l'energia assorbita dalla parte del pianeta illuminata dalla stella viene ridistribuita sulla parte non illuminata.

### Curva di fase

Mentre il pianeta orbita, la parte irradiata dalla stella e quella non irradiata ruotano causando una variazione della fase osservabile e quindi una modulazione dell'emissione termica planetaria e della luce stellare riflessa. Queste osservazioni sono complementari a quelle ottenute dall'eclisse secondaria, da cui è solo possibile misurare l'emissione dal lato del pianeta illuminato dalla stella.

- **Albedo**  
A lunghezze d'onda visibili, le variazioni della luce sono dovute principalmente alla luce stellare riflessa, ed è quindi possibile ottenere una misura dell'albedo del pianeta.
- **Effetto termico**  
Quando si osserva nell'infrarosso, ovvero l'emissione termica di un pianeta, le variazioni della luminosità sono dovute alla distribuzione della temperatura nell'atmosfera del pianeta. L'effetto geometrico per cui si verificano le fasi è sempre presente ma viene perturbato dalla redistribuzione del calore nel pianeta. In Fig. 1.2.2 è riportata una curva di fase di HD189733b a  $3.6 \mu\text{m}$  (a sinistra) ed a  $4.5 \mu\text{m}$  (a destra), tratta da Knutson et al. (2007) (vedi [16]), in cui è possibile notare l'asimmetria dovuta alla diversa distribuzione del calore. Se entrambi i lati del pianeta (quello illuminato dalla stella e quello non illuminato) hanno la stessa temperatura, non si osserva nessuna variazione di fase del pianeta. Le variazioni più forti si osserverebbero invece se il lato illuminato del pianeta riemettesse tutta la radiazione stellare assorbita prima che possa essere trasportata nella parte del pianeta oscurata. Le misure dell'emissione termica del pianeta permettono quindi di determinare la redistribuzione della luce stellare assorbita dal lato illuminato a quello oscurato.

### 1.2.3 Spettroscopia ad alta risoluzione

Nei grandi telescopi a terra è possibile utilizzare spettrografi con risoluzione  $R \sim \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \geq 30000$ , molto superiore al valore di risoluzione di HST o JWST, pari a poche migliaia. La maggiore risoluzione spettrale nei telescopi da terra fa aumentare nettamente il contrasto delle righe di assorbimento negli spettri degli esopianeti.

La caratterizzazione spettroscopica ad alta risoluzione è basata sul distinguere la luce assorbita, riflessa o emessa dal pianeta dallo spostamento Doppler

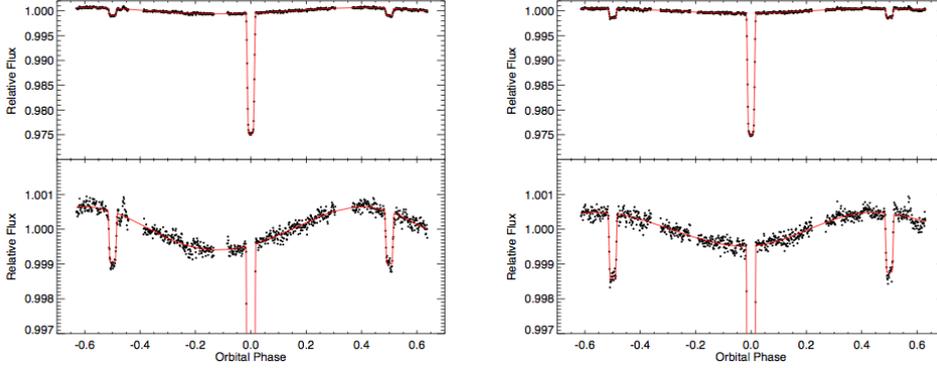


Figura 1.4: Curva di fase di HD189733b a  $3.6 \mu\text{m}$  (sinistra) ed a  $4.5 \mu\text{m}$  (destra). (Figura tratta da [16])

prodotto dal moto orbitale del pianeta attorno alla stella, spostamento che assume un valore diverso per feature spettrali attribuibili all'attività stellare o alla contaminazione tellurica. Questo può essere fatto durante un transito o può essere applicato ad un pianeta non transitante in cui lo spostamento Doppler del pianeta varia in funzione della fase orbitale.

Tramite la spettroscopia ad alta risoluzione è possibile rivelare l'emissione termica proveniente dai pianeti gioviani caldi ad un livello di  $\sim 10^{-4}$  (vedi [7]) rispetto alla stella, è inoltre possibile confermare se i pianeti presentano un'inversione di temperatura e misurare le abbondanze molecolari fino a  $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$  (vedi [7]). I pianeti da studiare tramite questo metodo devono essere abbastanza brillanti da essere identificabili rispetto alla stella ospitante, il cui segnale altrimenti dominerebbe. Come già menzionato, il vantaggio di questo metodo sta nel fatto che non è necessariamente richiesto un pianeta transitante per ricavare informazioni su quest'ultimo.

### 1.3 Scelta delle stelle target

Per poter studiare le atmosfere planetarie tramite la spettroscopia di trasmissione o di emissione è necessario che la profondità del transito sia sufficiente a raggiungere un adeguato rapporto segnale-rumore (SNR). Un altro elemento da tenere in considerazione è il periodo orbitale del pianeta che stabilisce il numero di transiti che possono essere osservati in un tempo ragionevole. Riuscire a trovare target che presentino tutte queste caratteristiche, e che soddisfino anche l'obiettivo di trovare pianeti delle dimensioni terrestri che

si trovino anche nella zona abitabile (ovvero la regione che si trova ad una distanza dalla stella ospitante compatibile con la presenza di acqua allo stato liquido), ha fatto estendere lo studio anche a sistemi in cui le stelle ospitanti sono più fredde e meno massicce.

Recentissima è la scoperta del sistema planetario in cui la stella Trappist-1, una nana rossa di tipo M8 che ospita 7 pianeti terrestri di cui almeno 3 appartenenti alla zona abitabile (vedi [14]). Le stelle di tipo M infatti soddisfano tutte le caratteristiche richieste. Il fatto che siano fredde significa che la zona abitabile si trova molto più vicino a loro e quindi i pianeti che si trovano in queste regioni hanno un periodo orbitale minore. Queste stelle sono più piccole rispetto alle stelle di tipo solare quindi la profondità del transito di un pianeta delle stesse dimensioni sarà maggiore.

## 1.4 Scattering Rayleigh

Lo scattering è un fenomeno fisico in cui un fascio luminoso viene deflesso a seguito della collisione con molecole o particelle presenti nell'aria. Affinchè lo scattering di Rayleigh si verifichi, la dimensione delle molecole deve essere inferiore alla lunghezza d'onda del fascio di luce incidente. L'altezza di scala di un pianeta è definita come  $H = kT/\mu g$ , dove  $T$  è la temperatura superficiale,  $\mu$  è il peso molecolare medio e  $g$  rappresenta la gravità superficiale. La sezione d'urto dello scattering Rayleigh segue una legge di potenza in funzione della lunghezza d'onda elevata alla quarta, nella forma:  $\sigma(\lambda) = \sigma_0(\frac{\lambda}{\lambda_0})^{-4}$ , dove  $\sigma_0$  è la sezione d'urto dello scattering Rayleigh alla lunghezza d'onda di riferimento  $\lambda_0$ . Quando  $R_p$  ha come contributo maggiore lo scattering Rayleigh, è dimostrato (vedi [19]) che la profondità effettiva del transito  $\delta$  ad una data lunghezza d'onda può essere espressa come:

$$\delta = \delta_0 \left( 1 - \frac{8H}{R_p} \ln \frac{\lambda}{\lambda_0} \right) \quad (1.7)$$

dove  $\delta_0$  è la profondità del transito di riferimento alla lunghezza d'onda  $\lambda_0$  in cui lo scattering è trascurabile. La profondità del transito segue un andamento lineare in funzione del logaritmo della lunghezza d'onda: la pendenza dipende dall'altezza di scala  $H$ , che è direttamente proporzionale alla temperatura  $T$ . Misurando  $\delta/\delta_0$  è possibile ricavare il valore di  $H$  e quindi del peso molecolare medio  $\mu$  facendo delle assunzioni sul valore della temperatura di equilibrio  $T$  o viceversa (vedi [18]). Il raggio effettivo del pianeta dipende quindi dalla pressione e dalla composizione chimica, mentre la variazione del raggio come funzione della lunghezza d'onda dipende dalla temperatura.

Assumendo più in generale che la sezione d'urto abbia un andamento descritto da  $\sigma = \sigma_0(\lambda/\lambda_0)^\alpha$ , è possibile ricavare l'andamento del raggio del pianeta come funzione della lunghezza d'onda, che risulta essere  $dR_p/d \ln \lambda = dz/d \ln \lambda = \alpha H$  (vedi [18] per una derivazione completa). Sostituendo nell'ultima equazione l'espressione dell'altezza di scala è possibile ottenere:

$$\alpha T = \frac{\mu g}{k} \frac{dR_p}{d \ln \lambda}. \quad (1.8)$$

A rigore quando si è in presenza dello scattering Rayleigh si ha che  $\alpha = -4$ . Lo scattering Rayleigh può verificarsi grazie ad esempio alla presenza di molecole di  $H_2$ . L'altezza effettiva a cui domina lo scattering Rayleigh dovuto alle molecole di idrogeno dipende solamente dalla densità media e dalla temperatura. La misura dell'altezza in cui l'abbondanza di molecole di idrogeno domina rispetto ad altre molecole assorbenti permette, oltre alla determinazione della temperatura, anche la determinazione della densità totale e della pressione totale all'altezza di riferimento in quanto l'abbondanza di idrogeno a questa altezza è circa pari a 1 (vedi [18]).

Un'altra possibile causa dello scattering Rayleigh è data dalla presenza di una nebbiolina formata da condensati di dimensioni tipicamente minori della lunghezza d'onda incidente. In particolare lo scattering Rayleigh nella forma  $\lambda^{-4}$  si può ottenere solo se la dimensione delle particelle ( $a$ ) è molto più piccola rispetto alla lunghezza d'onda  $2\pi a \ll \lambda$  (vedi [18]). Per distinguere il valore rilevato di  $\delta/\delta_0$  da effetti legati all'attività stellare, che possono distorcere la curva di luce alterando la profondità del transito, è necessario misurare  $\delta$  e  $\delta_0$  simultaneamente e questo può essere fatto sfruttando la fotometria simultanea multibanda o la spettroscopia in serie temporale. poiché l'efficienza dello scattering Rayleigh va con  $\lambda^{-4}$ , la profondità del transito aumenta molto nella regione blu dello spettro ed è quindi vantaggioso effettuare le osservazioni nella regione spettrale U/B dove il segnale è molto più forte.

Questa tecnica è stata sfruttata utilizzando il Large Binocular Telescope (LBT), in Arizona, per studiare lo spettro di trasmissione dell'esopianeta nettuniano GJ3470b nell'ultravioletto ( $\lambda = 357.5$  nm) e nell'infrarosso ottico ( $\lambda = 963.5$  nm); da questo studio è emersa la presenza dello scattering Rayleigh (vedi [22]). In Fig. 1.5 è riportata la curva di luce di GJ3470b in cui è evidente la variazione di profondità del transito dovuta alla presenza dello scattering Rayleigh. La stessa tecnica è stata applicata anche per studiare l'atmosfera di GJ1214b (vedi [23]). In questo caso il rapporto dei raggi  $k = R_p/R_*$  è stato misurato sia nella regione blu sia nella parte rossa dello spettro ottico.

Altri esempi dell'utilizzo di questa tecnica sono dati dallo studio dell'atmo-

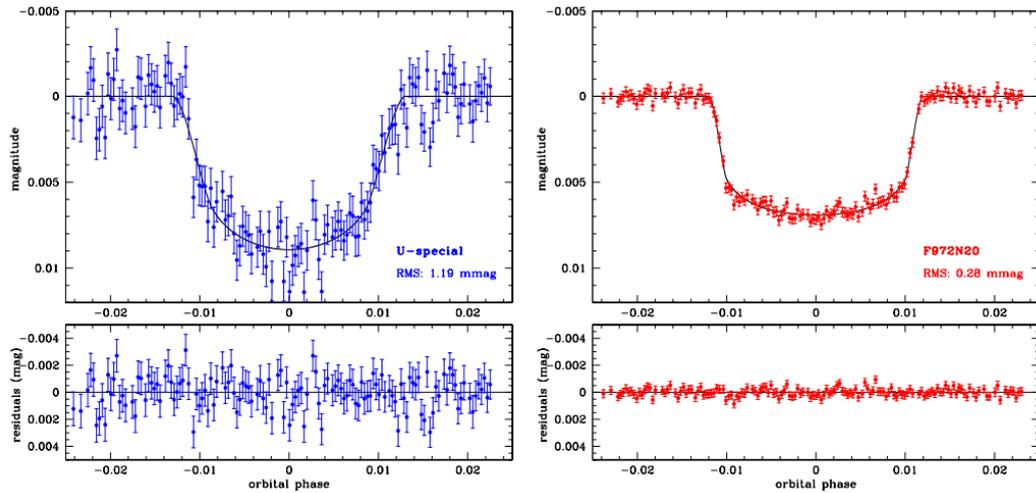


Figura 1.5: Curve di luce di GJ3470 in UV e NIR. Minore è la lunghezza d'onda, più profondo è il transito.

sfera di HAT-P-32b (vedi [20]) utilizzando sempre LBT e dalla spettroscopia di trasmissione di WASP-19b (vedi [26]) utilizzando lo strumento FORS2 che si trova in Cile al Very Large Telescope (VLT).

In un articolo di D.K. Sing et al. del 2016 (vedi [28]) vengono confrontati gli spettri di dieci diversi pianeti gioviani caldi nell'intervallo tra 0.3 e 5  $\mu\text{m}$ , per cui è stato possibile risolvere spettroscopicamente sia lo scattering e l'assorbimento atomico ottico che l'assorbimento molecolare infrarosso. In figura 1.6 sono riportati gli spettri di trasmissione dei 10 pianeti in cui è evidente una varietà di righe di assorbimento dovute alla presenza di specie chimiche come il Na, K e  $\text{H}_2\text{O}$ . È possibile notare come gli spettri nella parte alta della figura, corrispondenti a pianeti con atmosfere prive di nubi, mostrino evidenti righe di assorbimento caratteristiche dei metalli alcalini e di  $\text{H}_2\text{O}$ . Gli spettri nella parte in basso invece appartengono a pianeti nelle cui atmosfere sono presenti nubi e nebbioline ed è evidente l'andamento tipico dello scattering Rayleigh nella parte blu dello spettro mentre le righe di assorbimento prodotte da alcali e  $\text{H}_2\text{O}$  appaiono parzialmente o totalmente oscurate.

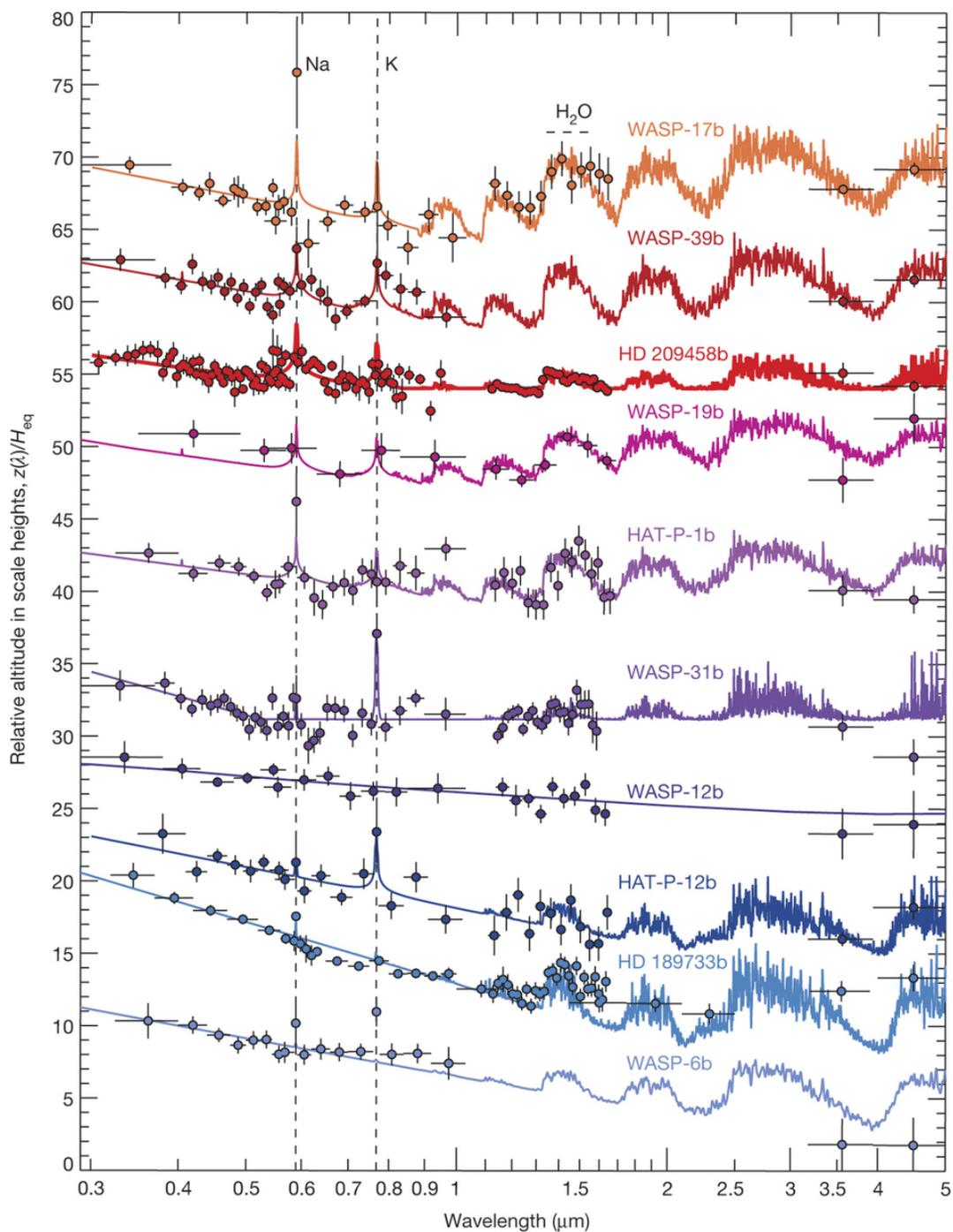


Figura 1.6: Spettri di trasmissione dei 10 esopianeti studiati in [28].

## 1.5 Missioni future

Per il prossimo futuro sono previsti molti progetti per la realizzazione di nuove strumentazioni basati sia nello spazio che a terra. Questi progetti possono essere distinti in due categorie: quelli focalizzati sul ricercare nuovi pianeti e quelli invece che hanno come obiettivo la caratterizzazione dei pianeti noti.

Lo caratterizzazione delle atmosfere planetarie ha come oggetto di studio effetti che sono molto piccoli e che richiedono quindi un gran numero di fotoni per essere osservati e questo si traduce nella ricerca di stelle brillanti e vicine. I pianeti devono essere ricercati su stelle che sono sparse su una vasta regione di cielo e risultano quindi necessarie delle survey a grande campo. Le survey impiegate per la ricerca di pianeti piccoli devono essere basate nello spazio, di seguito sono riportate le caratteristiche delle principali missioni future.

### 1.5.1 TESS

Il satellite selezionato dalla NASA Transiting Exoplanetary Survey Satellite (TESS) verrà lanciato nella prima metà del 2018 ed ha come obiettivo quello di identificare pianeti transitanti attorno a stelle brillanti. TESS osserverà nella banda ottica focalizzandosi su stelle nane brillanti ( $V \leq 12$ ) di tipo G, K ed M entro i 50 pc di distanza.

Nei due anni di attività TESS monitorerà più di 200000 stelle indentificando pianeti da dimensioni terrestri a giganti. L'obiettivo principale di questa missione è il rivelamento di piccoli pianeti ospitati da stelle brillanti nei dintorni solari, così da rendere possibili caratterizzazioni dettagliate dei pianeti e delle loro atmosfere. E' previsto che TESS cataloghi più di 1500 esopianeti candidati, incluso un campione di  $\sim 500$  pianeti delle dimensioni terrestri e Super-Terre, con raggi minori di due volte il raggio terrestre. TESS sarà formato da quattro camere identiche e un'unità di gestione dei dati (Data Handling Unit, DHU). Ogni camera consiste in un insieme di lenti formato da sette elementi ottici e un detector formato da quattro CCD, tutte e quattro le camere sono montate in un unico supporto.

### 1.5.2 JWST

Il telescopio spaziale James Webb (James Webb Space Telescope, JWST) è uno strumento da cui ci si aspetta una rivoluzione nel campo dello studio degli esopianeti. La data prevista per il lancio è ottobre 2018. JWST sarà un osservatorio infrarosso orbitante che estenderà le scoperte fatte dall'Hubble

Space Telescope (HST), con una copertura spettrale maggiore e una sensibilità più grande. Con un'apertura di 6.5 metri e una copertura tra 0.6 a 27 micron nell'infrarosso medio questo strumento permetterà di condurre studi di spettroscopia di trasmissione ed emissione senza essere limitati dall'atmosfera terrestre. Un'ulteriore obiettivo di questa missione sarà la ricerca delle prime galassie e dei primi oggetti formati dopo subito dopo il Big-Bang e l'osservazione delle regioni di formazione stellare.

### 1.5.3 CHEOPS

Il satellite per la caratterizzazione degli esopianeti (CHaracterizing ExO-Planets Satellite, CHEOPS), selezionato dall'ESA come missione di piccola classe, verrà lanciato a fine del 2018. A bordo del satellite ci sarà un piccolo telescopio di 30 cm di diametro, e tramite la fotometria in una singola banda ottica si otterranno misure precise dei raggi dei pianeti transitanti noti, da quelli più grandi fino a pianeti nettuniani e Super-Terre. Inoltre si cercherà di scoprire anche i transiti di pianeti già noti con le tecniche di RV. Questa missione di baserà sulle survey di pianeti condotte da terra, le stelle ospitanti che verranno osservate saranno stelle brillanti con  $V < 12.5$ .

Potendo osservare quasi qualsiasi posizione del cielo, CHEOPS fornirà la possibilità di determinare i raggi per quei pianeti per cui la massa è già stata misurata da survey spettroscopiche a terra.

### 1.5.4 PLATO

Un ulteriore passo in avanti rispetto a TESS sarà la missione di classe media dell'agenzia spaziale europea (European Space Agency, ESA) sui transiti planetari e lo studio delle oscillazioni delle stelle (PLanetary Transits and Oscillations of stars, PLATO). PLATO, la cui data di invio è prevista per il 2024, si focalizzerà sulla ricerca di pianeti transitanti attorno a circa un milione di stelle brillanti, con  $V \leq 11$ . L'obiettivo principale sarà la scoperta e di esopianeti rocciosi attorno a stelle di tipo solare, subgiganti e nane rosse. Ci si aspetta la rivelazione di pianeti appartenenti alla zona abitabile, ospitati da stelle solari. Oltre alla ricerca di pianeti, un altro obiettivo di PLATO sarà anche la caratterizzazione completa delle stesse stelle tramite l'asterosismologia per poter ricavare informazioni sulla loro età e sulla loro composizione.

# Capitolo 2

## GJ3470b

GJ3470b è un pianeta nettuniano transitante scoperto tramite il metodo delle velocità radiali (vedi [3]). Esso orbita con periodo orbitale  $P_{orb} = 3.34$  giorni ad una distanza pari a 0.035 A.U. da una stella di tipo M1.5V. Il pianeta ha una temperatura di equilibrio stimata di 600-800 K, e per questa e le altre caratteristiche è un esempio di pianeta di tipo *Urano caldo* o *hot Neptune*. Le caratteristiche principali di stella e pianeta sono riportate in tabella 2.1

L'analisi fotometrica a  $4.5\mu\text{m}$  svolta da Demory et al. nel 2013 (vedi [8]) su due transiti di GJ3470b utilizzando l'InfraRed Array Camera (IRAC) di *Spitzer*, ha consentito di ottenere la misura del raggio del pianeta ( $R_p = 4.83 \pm 0.22R_\oplus$ ), più precisa rispetto a quanto precedentemente riportato in letteratura (vedi [3]). Essendo noto il valore della massa del pianeta,  $M_p = 13.9 \pm 1.5M_\oplus$ , è stato possibile ottenere una misura più precisa della sua densità  $\rho_p = 0.72 \pm 0.13\text{g/cm}^3$ . La bassa densità del pianeta, la luminosità della stella ospitante ( $K_s = 7.99$ ) e il relativamente alto valore del rapporto dei raggi ( $R_p/R_s = 0.07798^{+0.00046}_{-0.00045}$ ), hanno reso GJ3470b un target interessante per studi di spettroscopia di trasmissione, infatti il basso valore della gravità superficiale ( $\log g = 2.76^{+0.06}_{-0.07}$ ) si traduce in una grande altezza di scala atmosferica per una data composizione chimica e quindi in un maggior segnale atmosferico. Secondo i parametri planetari e stellari ricavati in questo studio, è stata ipotizzata un'atmosfera planetaria estesa formata da H ed He primordiale.

In Fukui et al. (vedi [13]) sono state presentate osservazioni fotometriche simultanee nel vicino infrarosso ( $J$ ) e nell'ottico ( $g'$ ,  $R_c$  e  $I_c$ ) ottenute durante un transito di GJ3470b, utilizzando lo strumento per imaging e spettroscopia nel vicino infrarosso ISLE montato sul telescopio di 188 cm per le osservazioni nella banda  $J$  ed utilizzando il telescopio di 50 cm MITSuME per le restanti bande, entrambi all'Osservatorio Astrofisico di Okayama, in Giappone. Le osservazioni simultanee sono state utilizzate per minimizzare l'impatto dell'attività stellare di GJ3470 sulle

Tabella 2.1: Parametri principali di GJ3470 e di GJ3470b tratti da Demory et al. (2013) (vedi [8]).

Parametri stellari	
Densita' media $\rho_*$ ( $\rho_\odot$ )	$2.91^{+0.37}_{-0.33}$
Gravita' superficiale $\log g_*$ (cgs)	$4.658 \pm 0.035$
Massa $M_*$ ( $M_\odot$ )	$0.539^{+0.047}_{-0.043}$
Raggio $R_*$ ( $R_\odot$ )	$0.568^{+0.037}_{-0.031}$
Distanza (pc)	$30.7^{+2.1}_{-1.7}$
Temperatura efficace $T_{eff}$ (K)	$3600 \pm 100$
Metallicita' [Fe/H] (dex)	$+0.20 \pm 0.10$

Parametri planetari	
Densita' media $\rho_p$ ( $g\ cm^{-3}$ )	$0.72^{+0.13}_{-0.12}$
Gravita' superficiale $\log g_p$ (cgs)	$2.76^{+0.06}_{-0.07}$
Massa $M_p$ ( $M_\oplus$ )	$13.9^{+1.5}_{-1.4}$
Raggio $R_p$ ( $R_\oplus$ )	$4.83^{+0.22}_{-0.21}$
Inclinazione orbitale $i$ (gradi)	$88.3^{+0.5}_{-0.4}$
Periodo orbitale $P$ (giorni)	$3.33665 \pm 0.00005$

misure: infatti se sulla sua superficie fossero presenti macchie stellari non occultate durante il transito, allora la profondita' del transito (proporzionale a  $(R_p/R_s)^2$ ) varierebbe con il tempo a causa delle variazioni dell'area luminosa della stella dovute alla rotazione della stessa e all'apparire e alla scomparsa delle macchie solari. Questo comporterebbe anche la variazione del raggio planetario apparente in funzione del tempo e tale variazione sarebbe cromatica, dato che il contrasto tra macchie e fotosfera, aventi diverse temperature, e' funzione della lunghezza d'onda. Tramite

queste osservazioni sono stati ricavati i parametri fisici del pianeta ed è stata riportata la variazione del valore del rapporto dei raggi ( $R_p/R_s$ ) nelle diverse bande, pari a  $0.07577^{+0.00072}_{-0.00075}$  nella banda  $J$  e a  $0.0802 \pm 0.0013$  nella banda  $I_c$ , spiegabile con la presenza di assorbimento e/o scattering da parte delle molecole atmosferiche. Inoltre, il livello di attività stellare di GJ3470 stimato a partire dalla modulazione fotometrica non è risultato sufficiente a spiegare la differenza del valore del raggio apparente osservato nelle diverse lunghezze d'onda, confermando la possibile presenza di un genuino scattering Rayleigh.

In Crossfield et al. (2013) (vedi [6]) sono stati analizzati due transiti di GJ3470b, uno utilizzando lo spettrografo multi-oggetto per il vicino infrarosso MOSFIRE montato sul telescopio Keck I e l'altro utilizzando lo spettrografo ottico multi-oggetto GMOS che si trova al telescopio Gemini North. Dallo studio della spettroscopia di trasmissione nella banda 2.09-2.36  $\mu\text{m}$  è emerso uno spettro piatto, ovvero è stato rilevato un valore costante di  $R_p/R_s$  entro le barre di errore, indipendente dalla lunghezza d'onda. Dalle misure ottenute, Crossfield et al. hanno concluso che una possibile spiegazione per uno spettro di questo tipo possa essere o la presenza di uno strato spesso di nubi o di nebbioline oppure un'atmosfera ricca di metalli, e pertanto una piccola altezza di scala.

In Nascimbeni et al. (2013) (vedi [22]) sono riportate due curve di luce simultanee ottenute durante un transito di GJ3470b, ottenute utilizzando le due camere al primo fuoco (LBC) montate sul Large Binocular Telescope, in Arizona. Per sfruttare al meglio le capacità dello strumento, sono state acquisite due serie fotometriche contemporanee utilizzando un filtro centrato a  $\lambda_c = 357.5\text{nm}$  ( $U_{spec}$ ) e un filtro F972N20 centrato a  $\lambda_c = 963.5\text{nm}$ , posizionati rispettivamente nel canale blu e nel canale rosso dello strumento. In Fig. 1.5 sono riportate le curve di luce ottenute nei due diversi filtri, ed appare evidente la differenza di profondità dei transiti registrata: utilizzando il filtro blu il transito appare molto più profondo. In Fig. 2.1 viene riportato lo spettro di trasmissione ricostruito da Nascimbeni et al. (2013) in cui è riportato l'andamento delle misure di  $R_p/R_s$  estratte dalle curve di luce, confrontate con quelle ottenute da Fukui et al. (2013) e con quelle a 4.5  $\mu\text{m}$  ottenute da Demory et al. (2013). Ciò che appare evidente è che, in contrasto con quanto riportato da Crossfield et al. (2013), nessun valore costante del rapporto dei raggi può spiegare l'andamento dello spettro. Tale valore appare infatti dipendente dalla lunghezza d'onda considerata, con un costante aumento nella parte più blu dello spettro, forse a causa della presenza di fenomeni di scattering, in particolare lo scattering Rayleigh. La teoria più probabile in grado di spiegare i risultati ottenuti da queste osservazioni è che l'atmosfera di GJ3470b sia composta principalmente da H ed He che comporta un grande aumento dell'altezza di scala  $H$ , in quanto questi due elementi sono caratterizzati da un basso valore del peso molecolare medio pari a circa 1.63 AMU per un'atmosfera di tipo solare. Questa teoria conferma l'ipotesi presa in considerazione da Demory and al. (2013).

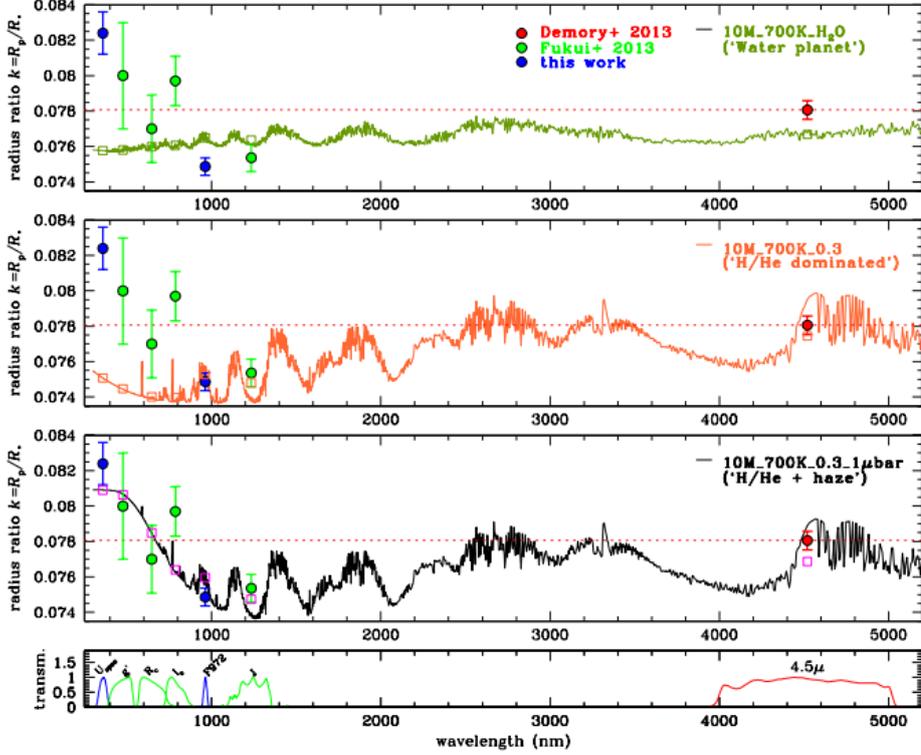


Figura 2.1: Spettri di trasmissione di GJ3470b. Misure condotte con LBT a 357.5 e 963.5 nm (cerchi blu; Nascimbeni et al. 2013), dati raccolti con i telescopi OAO (verde; Fukui et al. 2013), e dati fotometrici ottenuti con Spitzer/IRAC a 4.5  $\mu\text{m}$  (rosso; Demory et al. 2013). Nei tre grafici sono riportati tre diversi modelli su cui è stato eseguito un fit dei dati. Per ulteriori dettagli vedi [22]. (Immagine presa da [22])

In Ehrenreich et al. (2014) (vedi [11]) vengono riportate le misure condotte su un transito di GJ3470b, utilizzando lo strumento WFC3 a bordo di HST. Le osservazioni consistono in una serie di esposizioni acquisite con il grism G141 del channel infrarosso di WFC3, che consente una copertura spettrale nell'intervallo di lunghezza d'onda 1.1-1.7  $\mu\text{m}$ , in cui sono quindi comprese le bande fotometriche *H* e *J* separate dall'assorbimento dell'acqua a 1.38  $\mu\text{m}$ . Da questo studio è emersa l'assenza di bande molecolari nell'intervallo spettrale considerato, inoltre non vi è alcuna variazione del raggio in funzione della lunghezza d'onda, in questa regione spettrale lo spettro risulta piatto (vedi Fig. 2.2). Il confronto con gli spettri di trasmissione teorici simulati per GJ3470b mostra che i dati raccolti da HST/WFC3 risultano compatibili con tre diversi tipi di atmosfera:

- un'atmosfera formata da nubi ricche di idrogeno con tracce di acqua (<100 ppm);
- un'atmosfera di pura acqua;
- un'atmosfera coperta da nubi, con nubi otticamente spesse a grandi altitudini (<10 mbar).

Ehrenreich conclude che l'unico modello atmosferico in grado di spiegare lo spettro di trasmissione piatto oltre  $1\mu\text{m}$  ma con un irripidimento crescente a lunghezza d'onda inferiori, nel visibile, è quello di un'atmosfera formata da nubi ricche di idrogeno con una presenza di acqua molto bassa.

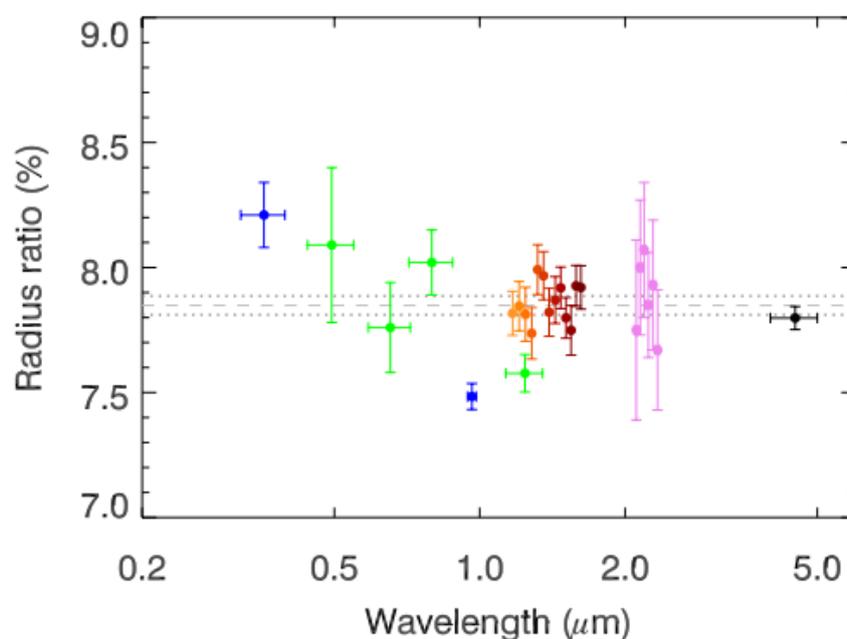


Figura 2.2: Spettro di trasmissione di GJ3470b dal vicino ultravioletto all'infrarosso. Misure condotte con LBT a 357.5 e 963.5 nm (blu; Nascimbeni et al. 2013), dati raccolti con i telescopi OAO (verde; Fukui et al. 2013), misure spettroscopiche condotte nel vicino infrarosso con HST/WFC3 (da arancione a rosso scuro; Ehrenreich et al. 2014), dati raccolti con Keck/MOSFIRE (violetto; Crossfield et al. 2013) e dati fotometrici ottenuti con Spitzer/IRAC a  $4.5\mu\text{m}$  (nero; Demory et al. 2013). Immagine presa da [11].

In Dragomir et al. 2015 (vedi [9]) sono riportate le misure condotte su 11 transiti di GJ3470b, di cui 7 completi e 4 parziali, avvenuti tra dicembre 2013 e marzo

2014. Due transiti sono stati osservati utilizzando il telescopio Kuiper di 1.55 m all'Osservatorio Steward, uno utilizzando un filtro Harris-B (350-550nm) e l'altro con un filtro Harris-V (475-675 nm). I dati riguardanti i restanti transiti sono stati ottenuti tramite il network LCOGT, che consiste in nove telescopi da 1 m e due telescopi da 2 m (telescopio Faulkes North e Faulkes South) distribuiti nell'emisfero nord e sud. Per i quattro transiti osservati con i telescopi da 1 m è stato usato un filtro Sloan i' mentre per gli altri cinque osservati utilizzando i telescopi da 2 m è stato usato un filtro Sloan g'. I dati dei transiti ottenuti tramite il network LCOGT provengono da quattro siti differenti e sono stati misurati in un periodo di tempo che comprende tre cicli di rotazione della stella. Da questo studio è risultato che il valore di  $R_p/R_*$  ottenuto dai transiti osservati utilizzando il filtro g', dove  $R_p/R_* = 0.0792_{0.0017}^{0.0017}$ , è più grande rispetto al valore ottenuto utilizzando il filtro i', dove  $R_p/R_* = 0.08026_{0.0010}^{0.0012}$ . Anche in questo caso si è assunto che l'andamento dello spettro di trasmissione, che mostra un irripidimento verso il blu, sia dovuto alla presenza di scattering Rayleigh nell'atmosfera planetaria.

In Awiphan et al. 2016 (vedi [1]) sono presentati dieci transiti, di cui sei completi e quattro parziali. Due transiti sono stati osservati utilizzando un filtro Cousins-R sul telescopio di 0.6 m PROMPT-8 all'Osservatorio Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO), in Cile. Due transiti sono stati osservati utilizzando un filtro Cousins-R sul telescopio da 0.5 m dell'Osservatorio Thai National (TNO), in Thailandia. I restanti sei transiti sono stati osservati utilizzando un i' e i filtri z', r' e g' sul telescopio da 2.4 m Thai National Telescope (TNT) dell'Osservatorio Thai National (TNO), in Thailandia. Ancora una volta dall'analisi di spettroscopia di trasmissione effettuata in questo studio è stato riscontrato l'andamento tipico dello scattering Rayleigh, confermando le ipotesi presentate precedentemente.

Durante la stesura di questa tesi, è apparso su astro-ph un articolo scritto da Chen et al. 2017 (vedi [4]) che conferma la presenza del fenomeno dello scattering Rayleigh nell'atmosfera di GJ3470b. In questo studio sono stati osservati tre transiti di GJ3470b utilizzando lo spettrografo a bassa risoluzione OSIRIS montato al telescopio di 10.4 m Gran Telescopio Canarias ed un transito utilizzando lo spettrografo ad alta risoluzione UVES al telescopio di 8.2m Very Large Telescope. Tramite i dati raccolti con lo strumento OSIRIS è stato possibile realizzare lo spettro di trasmissione nell'intervallo spettrale 435-755 nm, riuscendo a riprodurre l'andamento dello scattering Rayleigh dell'atmosfera planetaria. Utilizzando i dati raccolti con UVES è stato confermato il fatto che GJ3470 è una stella attiva ed è stata trovata una differenza nel flusso relativo tra transito e fuori transito delle righe CaIIH+K di solo  $0.67 \pm 0.22\%$ . Dalla conoscenza attuale della stella ospitante e dai dati raccolti, sembra che lo spettro di trasmissione non venga significativamente contaminato dalla dipendenza dalla lunghezza d'onda dell'attività stellare. In Fig. 2.3 viene riportato lo spettro di trasmissione ottenuto da Chen et al. (2017) insieme alle misure ottenute con LBT da Nascimbeni et al. (2013) e in Fig. 2.4 un confronto

con gli altri dati presenti in letteratura. In tabella 2.2 è riportato un confronto dei parametri principali di GJ3470b ottenuti nei vari studi.

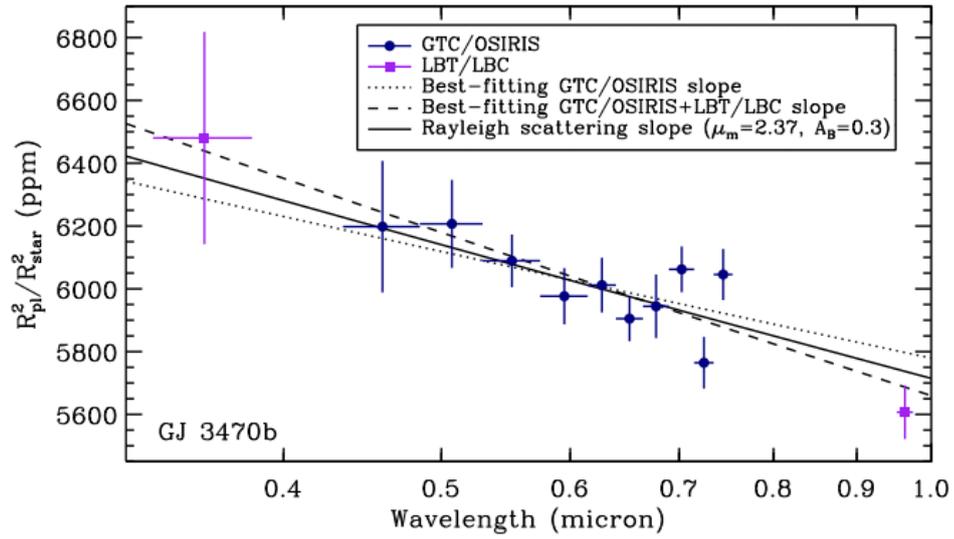


Figura 2.3: Spettro di trasmissione ottico di GJ3470b ottenuto da Chen et al. (2017) in cui sono inserite le misure ottenute da Nascimbeni et al. (2013) Figura presa da Chen et al. 2017 (vedi [4]).

Tabella 2.2: Confronto tra i parametri principali riportati in letteratura.

Parametri	Demory et al. (2013)	Fukui et al. (2013)	
	(IRAC 4.5 $\mu\text{m}$ )	(OAO J)	(OAO $I_c$ )
$k = R_p/R_s$	$0.07806^{+0.00052}_{-0.00054}$	$0.07536 \pm 0.00079$	$0.0797 \pm 0.0014$
Inclinazione orbitale $i$ (gradi)	$88.3^{+0.5}_{-0.4}$	-	-
Periodo Orbitale P (giorni)	$3.33671 \pm 0.00005$	$3.336649 \pm 0.000005$	$3.336649 \pm 0.000005$
Coeff. lineare LD u1	$0.013 \pm 0.015$	$0.149 \pm 0.074$	$0.20 \pm 0.11$
Coeff. quadratico LD u2	$0.181 \pm 0.010$	0.255 (fissato)	0.338 (fissato)

Parametri	Nascimbeni et al. (2013)		Chen et al. (2017)
	(LBC F972N20)	(LBC $U_{spec}$ )	(GTC/OSIRIS)
$k = R_p/R_s$	$0.07484^{+0.00052}_{-0.0004}$	$0.0821 \pm 0.0013$	$0.0777 \pm 0.0026$
Inclinazione orbitale $i$ (gradi)	$88.12^{+0.34}_{-0.30}$	$88.12^{+0.34}_{-0.30}$	$88.14^{+0.82}_{-0.64}$
Periodo orbitale P (giorni)	$3.336\ 649 \pm 0.000002$	$3.336\ 649 \pm 0.000002$	$3.33665173 \pm 0.00011$
Coeff. lineare LD u1	$0.25 \pm 0.04$	$0.49 \pm 0.03$	$0.430 \pm 0.058$
Coeff. quadratico LD u2	$0.30 \pm 0.03$	$0.29 \pm 0.03$	$0.387 \pm 0.065$

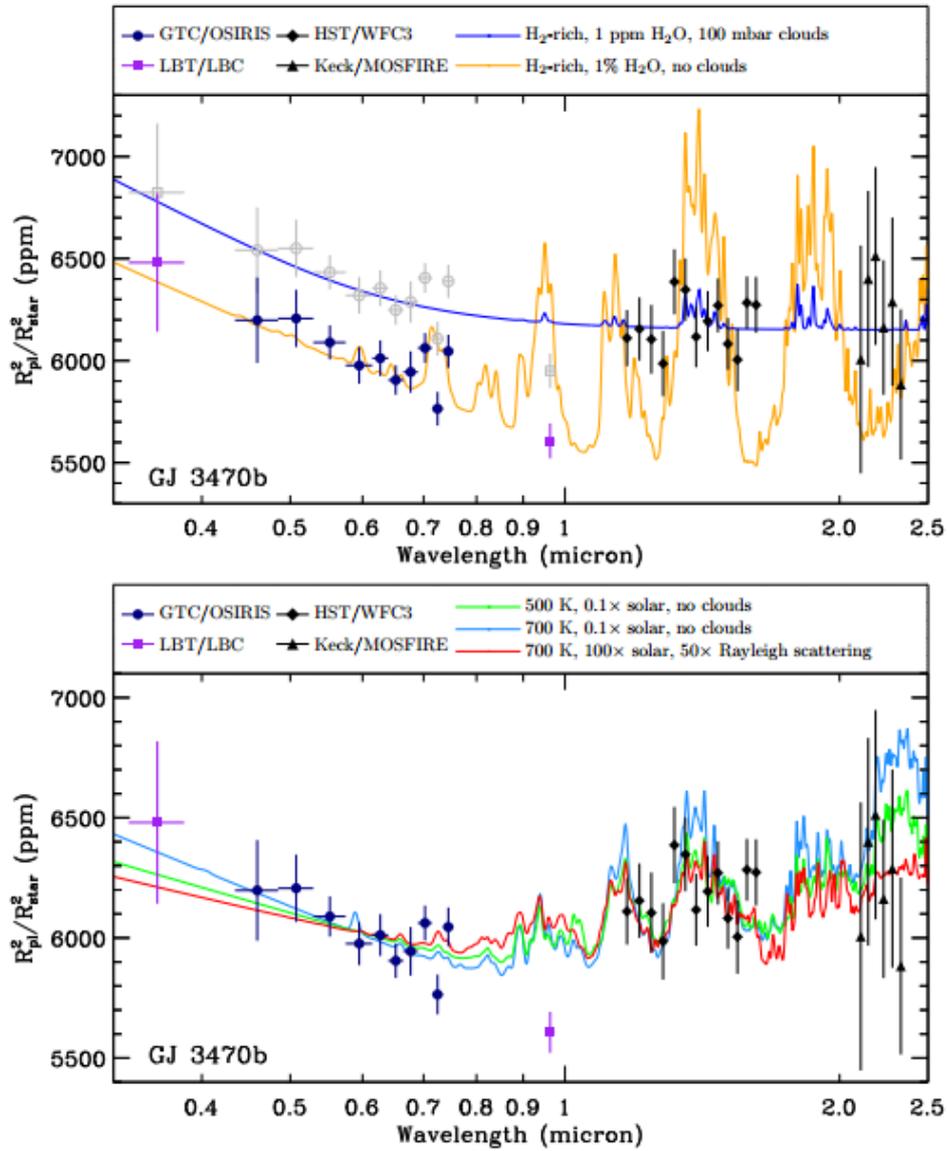


Figura 2.4: Spettro di trasmissione di GJ3470b che include le misure ottenute con GTC/OSIRIS (cerchietti blu), LBT/LBC (quadrantini viola), HST/WFC3 (diamanti neri) e Keck/MOSFIRE (triangoli neri). I due modelli mostrati nell'immagine superiore sono presi da Ehrenreich et al. (2014), corrispondenti ad un'atmosfera ricca di  $H_2$  con  $H_2O$  ad 1 ppm e nubi a 100 mbar (modello blu) o con 1 % di  $H_2O$  e priva di nubi (modello arancione). I tre modelli mostrati nella figura inferiore i modelli sono calcolati utilizzando il codice Exo-Transmit (Kempton et al. 2016). Figura presa da Chen et al. 2017 (vedi [4]).



# Capitolo 3

## Pipeline e riduzione dati

### 3.1 Osservazioni

La tecnica utilizzata in questa tesi è la spettrofotometria differenziale effettuata durante un transito, dove il termine differenziale indica la misura del rapporto tra il flusso della stella target e quello di una stella di riferimento. Questo viene fatto per minimizzare l'effetto dei sistematici, in particolare per ottenere misure quanto più corrette possibili per estinzione atmosferica visto che la massa d'aria influisce pressoché allo stesso modo sulle due stelle. Per ottenere il risultato migliore, la stella di riferimento viene scelta in base alla vicinanza alla stella target, al tipo spettrale e in base all'assenza di fenomeni di variabilità. Questa tecnica richiede l'uso di fenditure molto lunghe o di spettrografi con possibilità di osservare più oggetti contemporaneamente (multi-object spectroscopy, MOS) così da poter inserire nella stessa immagine oltre allo spettro della stella target anche lo spettro di altre stelle di riferimento. Sia la lunghezza che la larghezza della slit devono essere molto grandi rispetto al profilo stellare, per stimare accuratamente il fondo cielo ed evitare perdite di flusso (slit losses) che possono introdurre errori sistematici. Con questa tecnica è possibile ottenere in modo accurato il continuo dello spettro che non è ad esempio accessibile utilizzando la spettroscopia ad alta risoluzione. Ciò che si ottiene alla fine del procedimento è un set di curve di luce differenziali a diverse lunghezze d'onda da cui è possibile estrarre uno spettro di trasmissione a bassa risoluzione preservando l'informazione sul continuo.

Le osservazioni di un singolo transito di GJ3470b sono state condotte durante la notte del 3 gennaio 2016 usando il telescopio VLT in Cile. Le condizioni atmosferiche erano favorevoli e il seeing era pari a  $\sim 0.5$  arcsec FWHM. I dati sono stati raccolti con lo strumento FORS2 (FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph) in modalità spettroscopica MOS (multi object spectroscopy). Il rivelatore di FORS2 è costituito da un mosaico di due CCD  $2k \times 4k$  i cui pixel hanno dimensione pari a  $15 \times 15 \mu\text{m}$ . Nella modalità di osservazione MOS si possono sfruttare le 19 slit mobili presenti che si possono quindi posizionare su altrettante stelle di riferimento

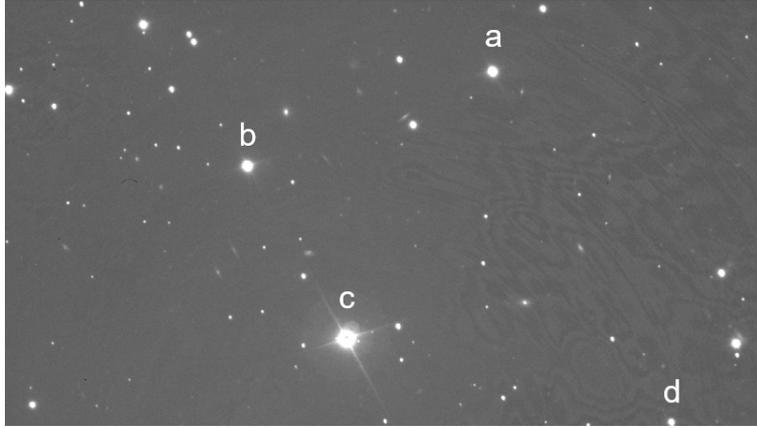


Figura 3.1: Immagine del campo osservato. chip 2.

vicine al target. Il campo di vista di questo strumento è pari a  $6.8' \times 6.8'$ , il rumore di lettura (read out noise, RON) del CCD nel chip 1 è pari a  $3.20 e^-$  mentre nel chip 2 vale  $2.90 e^-$ . Per quanto riguarda il GAIN del CCD, nel chip 1 vale  $1.89 e^-/\text{ADU}$  mentre nel chip 2 è pari a  $1.72 e^-/\text{ADU}$ . Gli spettri sono stati acquisiti selezionando la stella target e le stelle di riferimento con un sistema di slit mobili di lunghezza pari a  $22.5''$  in cielo e ponendo lungo il cammino ottico un elemento dispersivo: nel caso in esame si è utilizzato un grism a bassa risoluzione, il grism G600B che è centrato nella parte blu dello spettro visibile per cui è stato possibile osservare nell'intervallo di lunghezza d'onda compreso approssimativamente tra  $3300$  e  $6210 \text{ \AA}$ , con risoluzione media di circa  $R = \lambda/\Delta\lambda = 800$  (media in quanto utilizzando il grism la risoluzione non è costante nell'intero intervallo spettrale) e la scala di circa  $3\text{-}4 \text{ \AA}/\text{pixel}$ . Le immagini sono state acquisite montando tra i due disponibili (E2V e MIT) il CCD E2V, il più sensibile nella parte blu dello spettro. In Fig. 3.1 sono presenti le stelle di riferimento nel chip 2, prima di applicare la maschera delle fenditure e l'elemento dispersivo. La larghezza della fenditura è stata impostata a  $5''$  per tutte le sorgenti. In Fig. 3.2 sono riportati i rispettivi spettri. La risoluzione delle righe di fondo cielo è molto bassa a causa della larghezza delle slit, mentre quella dello spettro stellare è confrontabile con la risoluzione nominale dello strumento perché limitata dal seeing che durante le osservazioni era molto buono ( $0.5 \text{ arcsec}$ ).

## 3.2 Riduzione dei dati

Data la mancanza di una pipeline per la riduzione dei dati ottimizzata per questo specifico setup si è deciso di crearne una quanto più generale possibile per poter successivamente analizzare osservazioni simili prese con strumenti differenti. Il co-

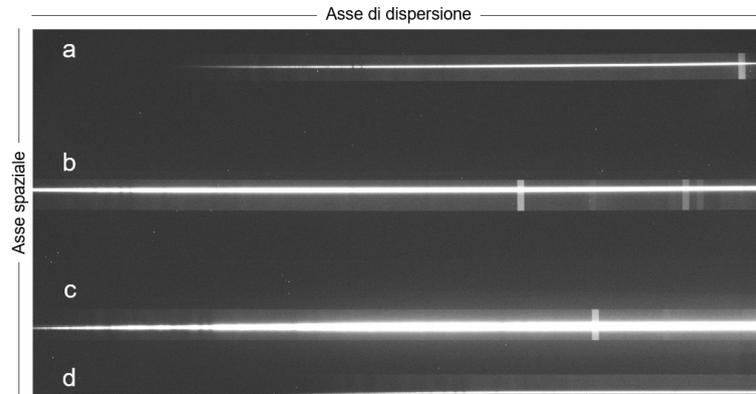


Figura 3.2: Come in Fig. 3.1 dopo aver applicato fenditure ed elemento dispersivo: spettri del target (c) e delle stelle di riferimento (a, b, d).

dice, scritto in Fortran90, è stato chiamato *Scolopendra*, data la somiglianza tra la curva degli spettri grezzi e questo centopiedi appartenente al gruppo degli artropodi. Il codice è focalizzato sull'ottenimento di una spettrofotometria differenziale accurata, in cui venga preservato il flusso acquisito per ogni lunghezza d'onda.

Le difficoltà riscontrate nella scrittura di questa pipeline sono molteplici e derivano da problemi che si devono affrontare sia facendo fotometria che spettroscopia. Innanzitutto il flusso stellare deve essere conservato come nella fotometria d'apertura e per questo è necessario utilizzare slit molto larghe, inoltre nel processo di riduzione si vuole evitare:

- ogni tipo di ricampionamento perché il flusso non sarebbe preservato;
- l'estrazione ottimale dello spettro per evitare l'introduzione di errori sistematici provocati dalla scelta di un particolare profilo spaziale come peso statistico per l'estrazione degli spettri.

Dato che gli spettri ottenuti dalle osservazioni sono curvati, è necessario ottimizzare l'algoritmo sia per stimare il livello di background, sia per riuscire a tracciare lo spettro che essendo curvo non è perfettamente allineato con le colonne del detector. Inoltre si devono tenere in considerazione anche i movimenti strumentali che provocano durante la serie degli spostamenti degli spettri sia lungo l'asse spaziale sia lungo l'asse di dispersione. Si deve quindi tenere in considerazione il cambiamento che avviene durante l'osservazione della soluzione di dispersione, ovvero della relazione polinomiale che lega la posizione dei pixel fisici alla lunghezza d'onda. Questo significa che lo spettro non subisce solo una traslazione rispetto alla soluzione ottenuta con la calibrazione di una lampada standard, ma è necessario ricalcolare una soluzione di dispersione per ogni immagine tramite un approccio di autocalibrazio-

ne, utilizzando lo spettro della prima immagine come riferimento assoluto (basato sulla lampada) su cui calibrare gli spettri delle successive immagini.

### 3.2.1 Pipeline per l'estrazione dello spettro

I passaggi principali che vengono effettuati dalla pipeline sono i seguenti:

- preriduzione, ovvero correzione delle immagini per bias e flat-field;
- modeling simultaneo del profilo spaziale e del fondo cielo tramite un modello analitico.

Per prima cosa è stata eseguita la preriduzione delle 182 immagini grezze ottenute con il chip 1 e delle altrettante immagini ottenute con il chip 2, ovvero la correzione delle immagini per bias e flat-field normalizzato adattando la subroutine precedentemente sviluppata per STARSKY, un software per l'estrazione di fotometria differenziale descritto in [21].

Le immagini di bias (20 per il chip 1 e 20 per il chip 2) vengono prese con un tempo di esposizione pari a zero secondi, tenendo chiuso lo shutter, e servono per determinare ed eliminare il livello zero legato alla corrente di lettura dato dallo strumento, presente in ogni immagine. Calcolando la mediana pixel per pixel per ogni immagine si è ottenuta un'immagine combinata detta *masterbias* per ridurre il rumore di lettura. Le immagini di flat-field (47 per il chip 1 e 49 per il chip 2) sono utilizzate per correggere le variazioni di risposta dei pixel del CCD e sono ottenute esponendo il CCD a una sorgente di luce con uno spettro continuo. Anche in questo caso calcolando la mediana pixel per pixel di ogni immagine di flat-field si ricava un'immagine combinata detta *masterflat*. La normalizzazione del master viene fatta dal programma riga per riga, dividendo per il valore mediano dei conteggi di ogni riga, in modo da preservare la varianza e correggere le piccole variazioni presenti da pixel a pixel, ma non le variazioni su grande scala che non sono significative per gli scopi di questa tesi. L'immagine corretta si ottiene sottraendo il *masterbias* all'immagine grezza e dividendo per il *masterflat* normalizzato:

$$\text{immagine corretta} = \frac{\text{immagine raw} - \text{masterbias}}{\text{masterflat normalizzato}} \quad (3.1)$$

In Fig. 3.3 sono riportate come esempio delle immagini rappresentative di questi passaggi di pre-riduzione.

Il punto di partenza per l'estrazione degli spettri sono i frame già corretti per bias e flat field normalizzato. Per definizione viene assunto uno spettro orientato verticalmente, ovvero con l'asse  $x$  lungo la direzione spaziale e l'asse  $y$  lungo la direzione di dispersione. L'utente deve selezionare alcuni parametri di input per inizializzare il programma, come ad esempio la lista di frame da ridurre, la finestra in  $x$  e  $y$  che contiene lo spettro, una posizione molto approssimata del centroide del profilo spaziale, i parametri di bias e gain del detector (per il calcolo della varianza) e altri parametri relativi al fit (ad esempio gli ordini dei polinomi coinvolti, oppure i

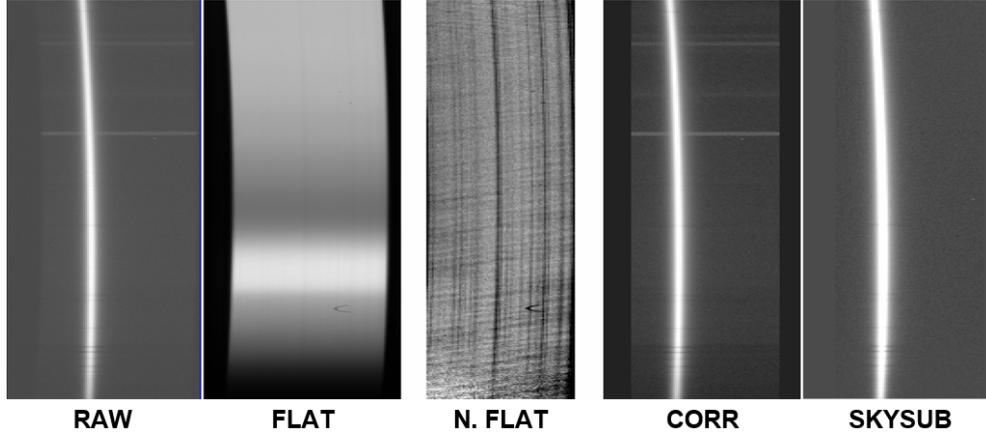


Figura 3.3: Da sinistra verso destra: lo spettro grezzo, il flat field, il flat field normalizzato, lo spettro corretto per bias e flat field normalizzato e lo spettro corretto in cui è stato sottratto il fondo cielo.

parametri iniziali della moffattiana) e quelli relativi ai criteri di rigetto degli outliers (le soglie in  $k$ -sigma). Una volta letti i frame di input e i parametri, *Scolopendra* svolge i seguenti step:

#### 1. IDENTIFICAZIONE

Inizialmente il programma prende in considerazione un intervallo di posizioni in  $x$  dello spettro nell'immagine date in input (xslit1 e xslit2), come intervallo grezzo per identificare la regione in cui si trova lo spettro. Tale regione rettangolare viene quindi collassata lungo l'asse di dispersione e trasformata in un vettore orizzontale in cui per ciascuna colonna *Scolopendra* calcola la mediana su tutte le righe. Ciò che si ottiene è il profilo spaziale dello spettro medio, molto grezzo, da cui è però possibile ottenere una prima stima della posizione e larghezza dello spettro e grazie al quale si possono definire le regioni a destra e sinistra dello spettro su cui calcolare e sottrarre il fondo cielo. Sul profilo dello spettro medio viene eseguito un fit simultaneo di una funzione moffattiana monodimensionale sovrapposto a un cielo assunto costante. La funzione di Moffat monodimensionale ha equazione:

$$f(x, \alpha, \beta) = \frac{\beta - 1}{\pi \alpha^2} \left[ 1 + \left( \frac{x^2}{\alpha^2} \right) \right]^{-\beta}, \quad (3.2)$$

dove  $\alpha$  e  $\beta$  sono i parametri liberi del fit riuscendo così a stimare anche la larghezza del profilo stesso pari a:

$$\text{FWHM} = 2\alpha \sqrt{2^{\frac{1}{\beta}} - 1}. \quad (3.3)$$

In questo modo si ottiene una  $x$  (centroide),  $\alpha$ ,  $\beta$  ed il cielo medio; valori che servono solo come input iniziale per i fit più dettagliati che avvengono

negli step successivi. La scelta della funzione moffattiana deriva dal fatto che un profilo gaussiano non riproduce bene l'andamento delle ali del profilo spaziale che sono molto più estese di quelle di una funzione Gaussiana (vedi Fig. 3.4).

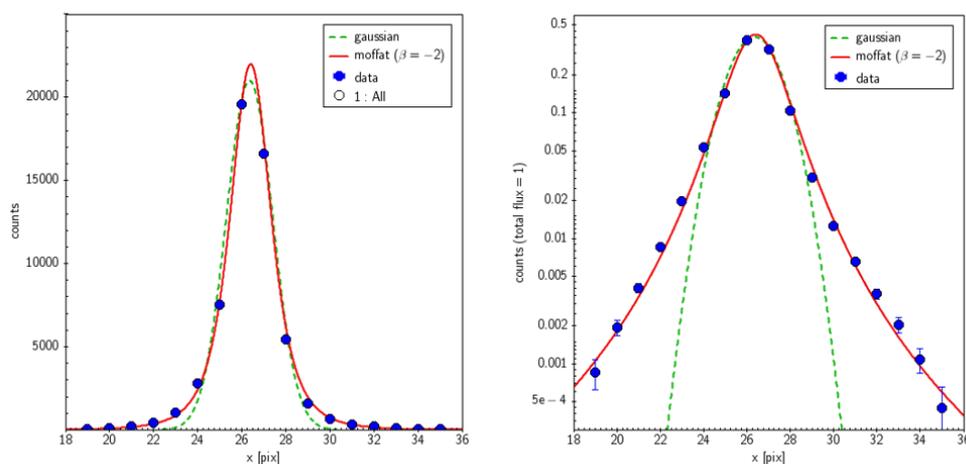


Figura 3.4: Andamento del profilo spaziale riprodotto da una funzione gaussiana (in verde) e da una funzione moffattiana con  $\beta = 2$  (in rosso). Nel plot a sinistra la scala verticale è lineare, in quello a destra è logaritmica.

## 2. TRACING

Lo spettro viene diviso in  $N$  sezioni di 10 elementi di dispersione ciascuna. Ogni sezione viene collassata lungo la direzione di dispersione calcolando la mediana dei 10 pixel selezionati. Si ottiene così un profilo spaziale medio che però è ora limitato a un piccolo intervallo spettrale, su cui quindi è possibile assumere costante sia la posizione del centroide che la forma del profilo spaziale. Utilizzando come parametri iniziali quelli trovati nello step precedente, si interpola simultaneamente un modello moffattiano sovrapposto a un cielo che varia quadraticamente (quindi descritto con tre parametri di un polinomio). Questo modello serve essenzialmente per stimare nel modo più accurato possibile la posizione del centroide. Alla fine della procedura si ottengono le posizioni di  $N$  centroidi, uno per ciascuna sezione che è centrata su un valore di  $y$ . Interpolando un polinomio di quarto grado sui valori  $x_{centroid}(y)$ , si ottiene una stima accurata della posizione del centroide per ciascun elemento di risoluzione dello spettro. Da questo punto in poi, nei fit successivi, la posizione verrà mantenuta fissata a questo valore interpolato dalla procedura di *tracing*. Altri valori ricavati dallo stesso fit quali ad esempio il picco della moffattiana ed il valore del cielo sono invece inutili per l'estrazione perché sono calcolati su un profilo medio, ma sono riferiti

a quantità che variano repentinamente su ogni elemento di risoluzione; non vengono quindi più riutilizzati.

### 3. MODELLO ANALITICO

Riga per riga, ovvero per ogni elemento di risoluzione, viene interpolato un modello moffattiano (il cui centro è fissato al valore determinato dal *tracing*) sovrapposto a un cielo polinomiale. I tre parametri relativi al cielo vengono fissati come migliore stima di esso; il polinomiale di secondo grado associato, interpolato in ogni punto del profilo spaziale, costituisce il valore di fondo cielo che verrà sottratto ai conteggi nel momento dell'estrazione vera e propria dello spettro (ultimo step). Gli altri parametri quale picco,  $\alpha$  e  $\beta$  della funzione di Moffat vengono anch'essi salvati in un file di output per scopi diagnostici.

### 4. MODELLO EMPIRICO e FILTRAGGIO SPAZIALE

Questo passaggio corrisponde alla correzione empirica al modello analitico ed al successivo filtraggio spaziale per rigettare gli outlier. E' stato constatato che il modello analitico non interpola perfettamente il profilo spaziale a tutte le lunghezze d'onda, in quanto sono evidenti alcuni residui sistematici dovuti principalmente alla non perfetta simmetria del profilo osservato. Se non viene modellato in modo accurato il profilo spaziale non è possibile rigettare in modo efficiente gli outlier, ovvero i punti che deviano in maniera statisticamente significativa, dovuti solitamente a raggi cosmici o a pixel difettosi. Chiamo i residui  $O - C$ , ovvero profilo Osservato meno profilo Calcolato. Tracciando un istogramma in cui viene riportato  $(O - C)/\sigma$ , dove  $O$  corrisponde al valore osservato,  $C$  il valore calcolato dal modello e dove  $\sigma$  rappresenta l'errore ottenuto dalla varianza, nel caso ideale dovrebbe essere riprodotta una gaussiana avente  $\sigma = 1$ . Prendendo tutti i residui si ottiene però una curva che non è proprio centrata in 0 bensì in 0.09, avente una  $\sigma = 1.28$  (vedi Fig. 3.5, istogramma rosso), quindi un po' più grande di quella ideale. Questa diversità tra curva ideale e curva reale avviene perché il profilo non è stato modellato accuratamente dato che non è simmetrico e ci sono quindi parti in eccesso e parti in difetto. Analizzando la parte in cui non è presente lo spettro della sorgente, prendendo cioè il rumore di fondo cielo (vedi Fig. 3.5, istogramma verde) la gaussiana risultante ha una  $\sigma = 1.09$  ed è quindi in accordo con il caso ideale a meno di qualche minimo residuo. Per interpolare e sottrarre questi residui, si nota che l'andamento della quantità  $(O - C)/\sigma$ , ovvero dei residui relativi all'errore calcolato a partire dalla varianza di ciascun pixel, per ciascuna colonna appare come una funzione molto regolare della lunghezza d'onda (vedi Fig. 3.6). Nell'immagine Fig. 3.7 sono raffigurate in evidenza tre regioni in cui lo spettro ha un'elevata derivata  $dF(\lambda)/d\lambda$ , (il centro della riga  $H_\alpha$ , quello della riga  $H_\beta$  e in corrispondenza di una forte banda di emissione del fondo cielo), dove quindi ci si aspetta che il profilo spaziale vada a differire dal profilo medio. Ciò nonostante, anche

se la forma del profilo differisce, i residui  $(O - C)/\sigma$  non mostrano nessuna discontinuità rispetto alle regioni adiacenti, e questa caratteristica può essere sfruttata per applicare una correzione empirica al modello spaziale precedentemente calcolato. Questa quantità viene quindi interpolata con dei polinomi di quarto ordine lungo  $y$  in modo da ottenere una stima accurata del valore atteso di  $(O - C)/\sigma$  per ogni punto dell'immagine. Da questa quantità si ricava la correzione da applicare al modello analitico per appiattare statisticamente i residui. Il modello risultante viene chiamato *modello empirico*. La sua accuratezza nel modellare il profilo spaziale è confermata dal fatto che, ricalcolando  $(O - C)/\sigma$  con esso per tutti i pixel della finestra dello spettro, otteniamo un istogramma gaussiano approssimativamente centrato su zero e con dispersione unitaria, come previsto dalla teoria degli errori per una distribuzione normale, ovvero di rumore bianco. Calcolando la mediana di  $(O - C)/\sigma$  sulle stesse sezioni usate per calcolare i centroidi, è possibile trovare i residui dello spettro rispetto al modello moffattiano per un determinato punto, in una determinata colonna e in una determinata riga e confrontando questo nuovo modello empirico con lo spettro osservato è possibile ottenere i residui privi di effetti sistematici. Tutti i valori con  $((O - C)/\sigma)$  maggiore di 5 in valore assoluto vengono identificati come outlier, ovvero i punti anomali dovuti per lo più a raggi cosmici o pixel difettosi, e sostituiti con il valore predetto dal modello empirico nello stesso pixel. La soglia  $k\text{-}\sigma$  con  $k = 5$  è determinata a sua volta empiricamente, controllando che i pixel scartati fossero effettivamente tutti e solo i pixel anomali.

#### 5. ESTRAZIONE DELLO SPETTRO vera e propria.

Una volta che lo spettro è stato sottratto dal fondo cielo trovato in 3), che ne è stato trovato il centroide esatto in 2), e che sono stato filtrati gli outlier dopo aver effettuato la correzione empirica al modello analitico nello step 5), si può procedere ad estrarre il flusso per ciascun elemento di risoluzione. Vale a dire, noto il centroide  $x_{centroid}$  e fissata un'apertura di estrazione  $r_{ap}$  (misurata in pixel), si sommano tutti i conteggi del profilo spaziale da  $x_{centroid} - r_{ap}$  a  $x_{centroid} + r_{ap}$ . Il flusso dei pixel parziali contenuti nel primo e ultimo elemento dell'apertura viene interpolato linearmente. La sommatoria risultante costituisce il flusso dello spettro estratto a quella determinata  $x$ , e l'operazione ripetuta su tutte le righe produce lo spettro stellare, non ancora calibrato in lunghezza d'onda.

Testando la pipeline su una stella di riferimento, sono stati ottenuti gli spettri di questa stella e ciò che si vede è che, come ci si aspettava, gli spettri si spostano sia lungo l'asse spaziale, sia lungo l'asse di dispersione.

In Fig. 3.8 è possibile notare la variazione del seeing durante la serie temporale e in funzione della lunghezza d'onda.

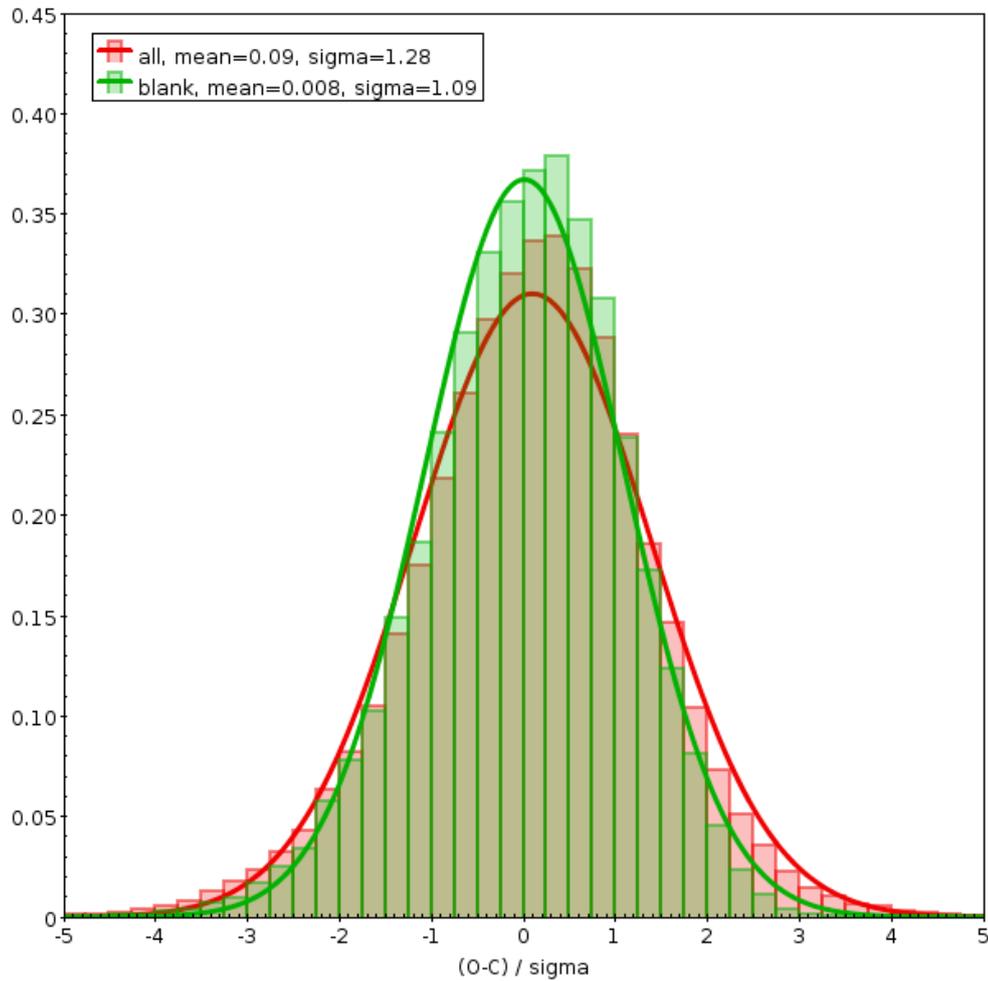


Figura 3.5: Istogramma dei valori  $(O - C)/\sigma$  per la regione in cui è presente lo spettro (istogramma rosso) e in una sottoregione in cui è presente solo il rumore di fondo cielo (istogramma verde).

In Fig. 3.9 è possibile notare che la forma e la posizione dello spettro non è costante nel tempo. Questo potrebbe essere dovuto a problemi di guida del telescopio che oltre a variare la posizione della stella sul piano focale variano anche la geometria con cui il fascio di luce entra nell'elemento dispersivo.

Tracciando un plot in cui compaiono tutti gli spettri normalizzati e registrati in  $\lambda$  in base alla sola informazione della lampada di calibrazione (vedi Fig. 3.10 e Fig. 3.11) ciò che appare evidente è la presenza di uno shift.

### 3.2.2 Calibrazione in lunghezza d'onda

Se si prova a correggere lo shift in lunghezza d'onda con una traslazione rigida, assumendo che lo spettro si sia spostato lungo  $y$  linearmente con il tempo, ciò che si ottiene è che in una data regione spettrale il primo e l'ultimo spettro si sovrappongono quasi perfettamente, ma nelle altre zone non sono sovrapposti (vedi Fig. 3.12). Questo apparentemente è dovuto al fatto che oltre allo shift c'è anche una variazione della dispersione nel tempo. Ripetendo il test nello spazio delle velocità anziché sulle coordinate fisiche dei pixel (vedi Fig. 3.13), dove lo shift è applicato come uno shift in velocità radiale, provando a registrare correttamente una parte dello spettro, ad esempio sovrapponendo le righe presenti nella parte blu, le righe appartenenti alla parte rossa dello spettro non coincidono. Viceversa, facendo coincidere le righe appartenenti alla parte rossa dello spettro, non si riesce a far sovrapporre le righe appartenenti alla regione blu dello spettro. Non si tratta quindi né di uno spostamento rigido geometrico, né di uno spostamento fisso della soluzione di dispersione. Questo problema può essere dovuto a come sono stati acquisiti gli spettri. Sono state infatti utilizzate delle slit molto grandi e durante l'osservazione può essersi verificato che la stella abbia illuminato in modo diverso la fenditura. Lo spostamento dello spettro lungo la direzione spaziale è quindi una misura diretta di come si sia mossa la stella sul piano focale, mentre il movimento lungo l'asse di dispersione è una combinazione di un effetto legato ad uno spostamento reale della stella sul detector e a come questo spostamento si rifletta nell'illuminare l'elemento dispersivo.

Tutte queste considerazioni sono necessarie perché ad ogni elemento di risoluzione spettrale deve essere associata una lunghezza d'onda corretta. Inoltre per ottenere le curve di luce differenziali su intervalli di lunghezze d'onda si deve avere la certezza che per ciascuno spettro l'intervallo rispetto al quale si integrano i conteggi corrisponda effettivamente allo stesso intervallo sulla stella di riferimento. Il problema è che nel caso in analisi non si dispone di nessun sistema di riferimento simultaneo e assoluto. O meglio, per la prima immagine, in cui si può assumere che le stelle siano ben centrate in fenditura, un sistema di riferimento assoluto c'è, ed è la lampada di calibrazione. Tramite il processo di autocalibrazione sono state invece ricavate le variazioni relative alla prima immagine, in modo da riportare tutti gli spettri al sistema assoluto. Il sistema di riferimento assoluto è stato ricavato identificando le righe della lampada (vedi Fig3.14) e confrontandole con le tabelle riportate dal manuale di FORS2.

Operativamente viene eseguito un fit con identificazione della soluzione di dispersione (vedi Fig3.15). Per fare il fit viene utilizzata una funzione polinomiale (vedi Fig. 3.16). E' possibile notare come il fit ottenuto sia buono, con un  $RMS = 0.035$  pix corrispondente quindi a pochi chilometri al secondo nello spazio delle velocità. Per testare la bontà della calibrazione si è proceduto con l'identificazione delle righe stellari. Lo spettro estratto dalla prima immagine è stato confrontato con uno spettro di riferimento di una stella di tipo spettrale simile calibrato in lunghezza d'onda. Selezionando le righe meglio definite nello spettro estratto e associando la

lunghezza d'onda corrispondente è possibile definire la relazione che lega ciascun pixel alla rispettiva lunghezza d'onda attraverso un fit polinomiale (vedi Fig3.17,3.18, 3.19).

In ogni caso, non ci si deve aspettare una corrispondenza perfetta delle righe stellari con la soluzione della lampada, perché è ignota la velocità radiale (RV) delle stelle. Tant'è che è possibile calcolare che dimensioni ha un pixel nello spazio delle velocità tramite la formula relativa all'effetto Doppler:

$$\Delta v = \frac{Dc}{\lambda(\text{\AA})} \quad (3.4)$$

con  $c$  che indica la velocità della luce e  $D$  il valore della dispersione media degli spettri. E' utile calcolare questo parametro per quantificare di quanto la velocità radiale delle stelle possa spostare le righe spettrali rispetto alla soluzione di dispersione ricavata dalla lampada, ovvero rispetto ad un sistema di riferimento in quiete. Per quanto riguarda la stella target GJ3470 i valori di  $\Delta v$  variano nello spettro da 90.38 km/s (nell'estremità rossa) a circa 83.33 km/s (nell'estremità blu), e per quanto riguarda la stella di riferimento più vicino alla stella target  $\Delta v$  varia tra 111.35 km/s a 83.80 km/s. Valori simili si ricavano anche per le rimanenti stelle di riferimento. Visto che la differenza tra il centro misurato delle righe stellari e la loro  $\lambda$  attesa nel riferimento in quiete è tipicamente dell'ordine di un pixel, e quindi il corrispondente  $\Delta v$  è dell'ordine delle comuni RV delle stelle nei dintorni solari (qualche decina di km/s), siamo confidenti che la calibrazione assoluta basata sulla lampada sia effettivamente accurata.

### 3.2.3 Full Match a due parametri

Come precedentemente scritto, gli spettri acquisiti sono affetti da uno spostamento progressivo durante la serie temporale; sia lungo la direzione spaziale sia lungo la direzione di dispersione. In particolare, sono affetti non solo da uno shift rigido, bensì da una variazione più complessa della soluzione di dispersione. Per risolvere questo problema si è deciso di applicare una correzione al prim'ordine, ovvero basata su due parametri: uno shift rigido e una variazione della dispersione (ovvero, i primi due termini di una soluzione di dispersione polinomiale). A tal fine è necessaria l'identificazione di due sole righe nel primo spettro, che viene preso come riferimento, e in ogni spettro successivo (full match a due parametri). Dalla variazione della posizione di queste due righe è possibile ricavare sia lo shift che subiscono gli spettri (dalla differenza della posizione delle righe), che la variazione della dispersione (dalla variazione della loro distanza), riallineando gli spettri.

In Fig. 3.20 sono riportate due regioni (corrispondenti al doppietto HK del CaII e alla riga  $H_{\beta}$ ) degli spettri prima della correzione, in cui si nota la completa mancanza di sovrapposizione dovuta la drift. In Fig. 3.21 sono rappresentati gli stessi spettri dopo averli normalizzati per flusso totale dello spettro. Andando

quindi a traslare gli spettri di una quantità costante calcolata in base alla posizione di una riga singola misurata su ogni frame, (vedi Fig. 3.22) la variazione che resta è dovuta al cambiamento della dispersione media nel tempo. Applicando però la correzione a due parametri sopra descritta è evidente come gli spettri appaiano allineati su tutto l'intervallo spettrale (vedi Fig. 3.23).

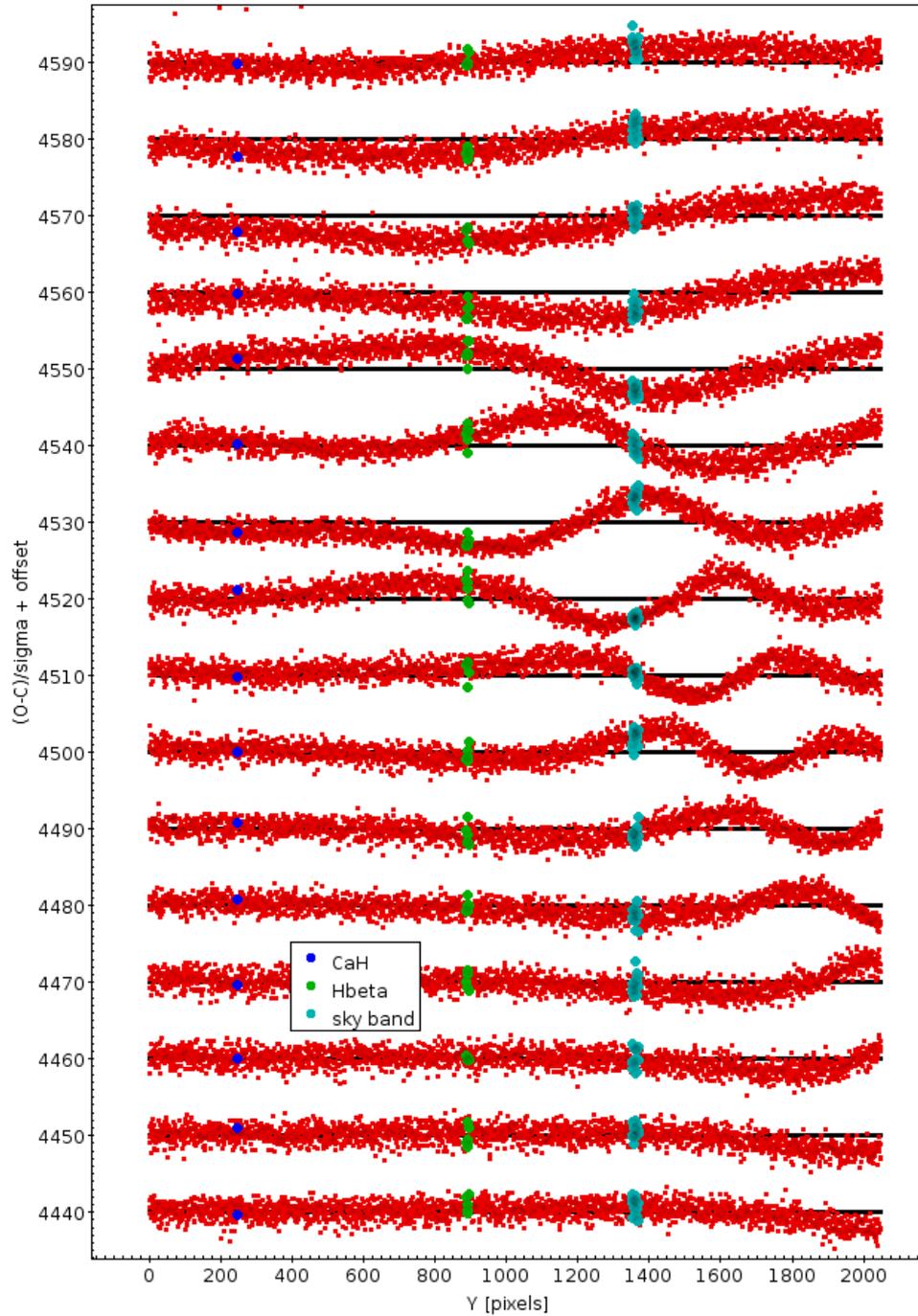


Figura 3.6: Grafico in cui sono visualizzati i residui  $(O - C)/\sigma$  per un insieme di colonne contigue al centroide dello spettro ( $x \sim 450 - 454$ ). La separazione verticale tra le colonne è pari a  $10\sigma$ , e le modulazioni verticali rappresentano la deviazione del profilo spaziale misurata rispetto al modello analitico moffattiano.

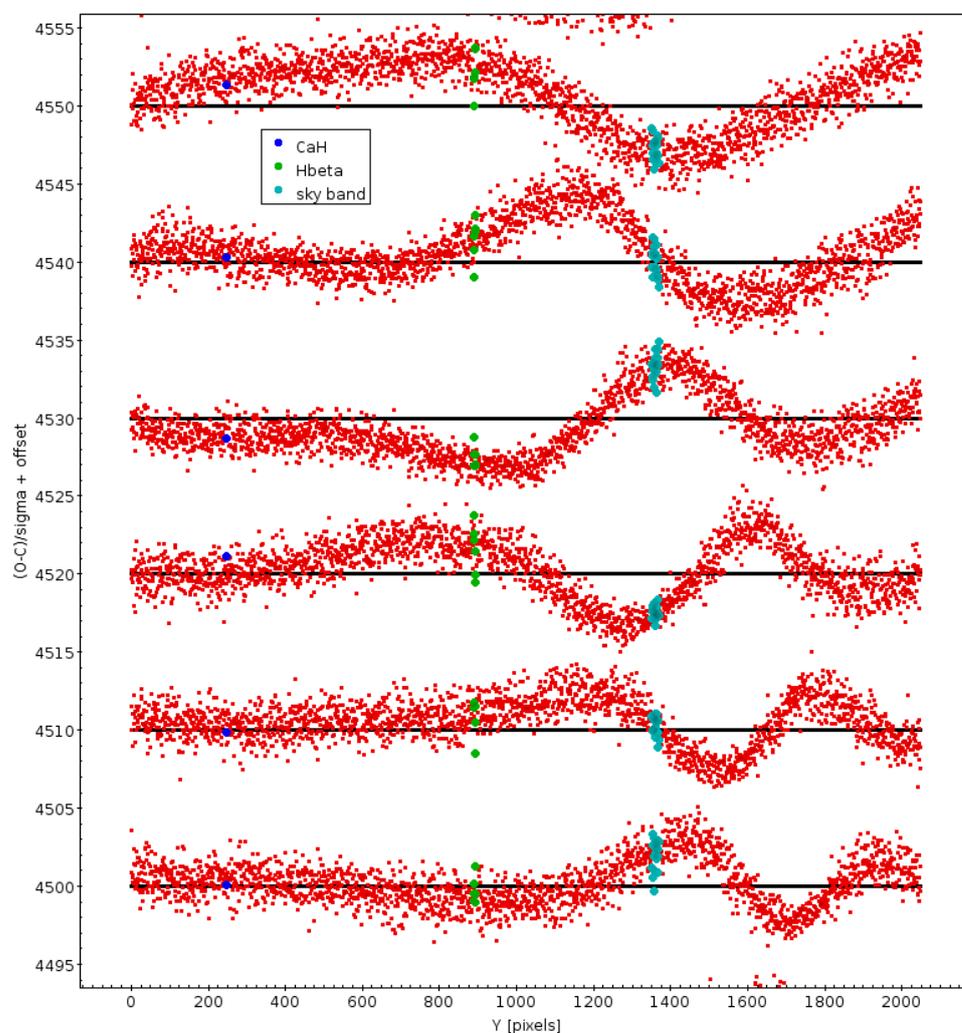


Figura 3.7: Zoom del grafico precedente in cui sono evidenziati con l'uso del colore i tre regioni in cui lo spettro ha un'elevata derivata prima e dove pertanto il profilo spaziale differisce dal profilo spaziale medio (il centro della riga  $H_\alpha$ , quello della riga  $H_\beta$  e una banda anomala del cielo). Ciò tuttavia non produce discontinuità apprezzabili nell'andamento di  $(O - C)/\sigma$ .

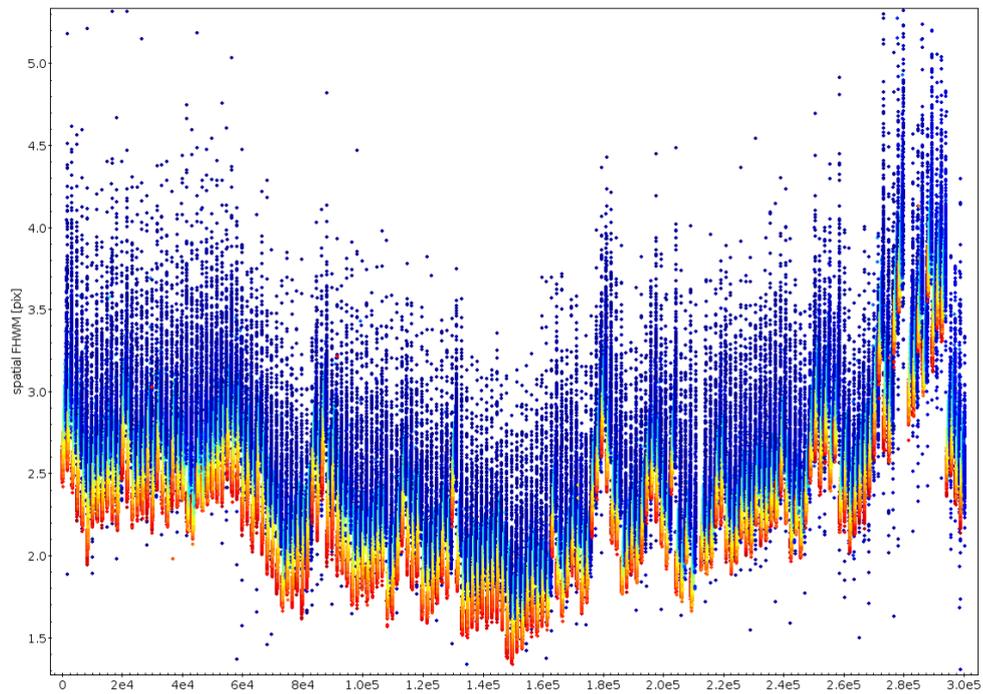


Figura 3.8: Grafico in cui sono riportati i valori delle FWHM (asse verticale) in funzione delle varie  $\lambda$ , codificate con la scala di colore per tutti i 182 spettri ordinati temporaneamente lungo l'asse orizzontale.

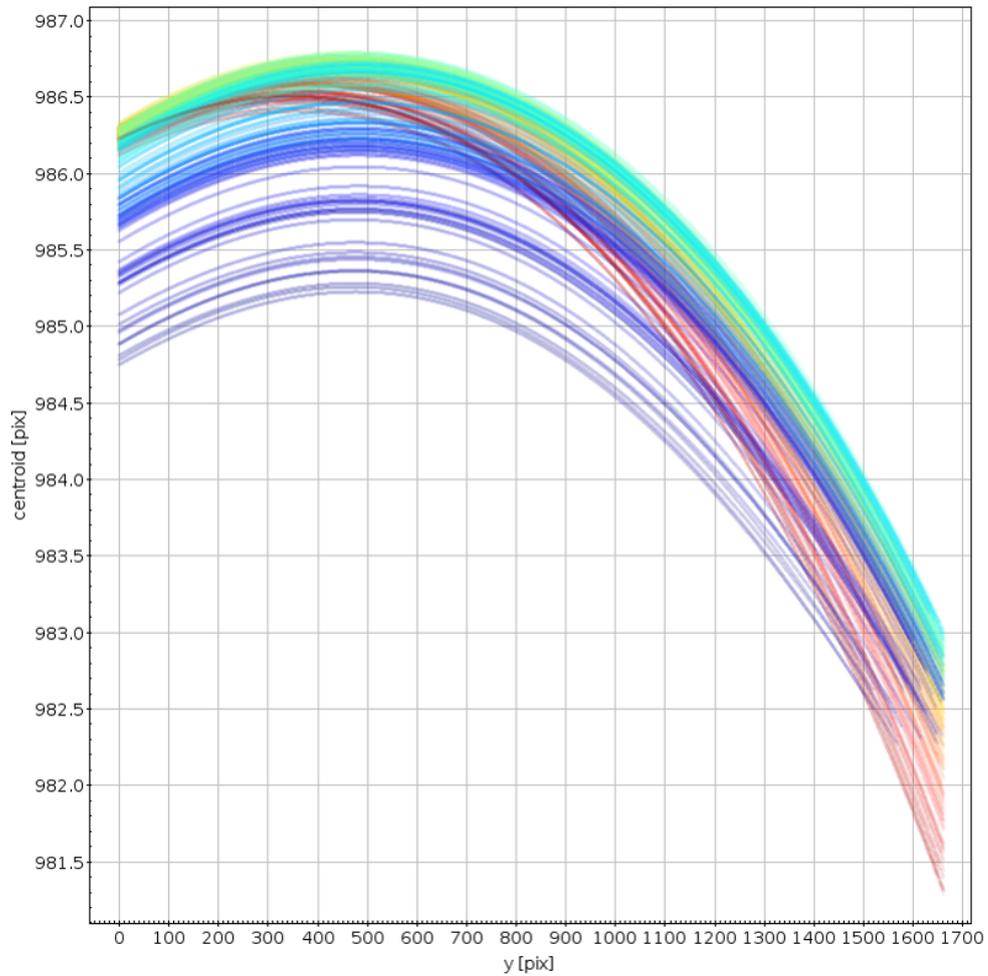


Figura 3.9: Variazione della posizione del centroide del profilo spaziale in funzione della coordinata spaziale lungo l'asse di dispersione, per tutti i 182 spettri della serie. La dipendenza temporale è codificata dal colore.

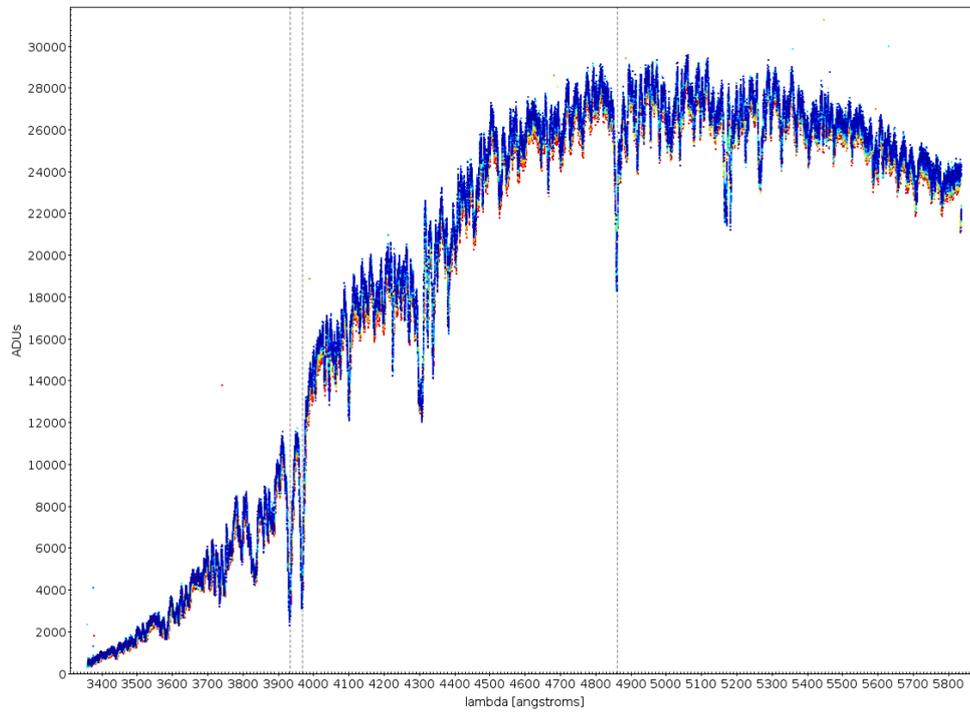


Figura 3.10: Grafico in cui sono sovrapposti tutti gli spettri estratti normalizzati e registrati in  $\lambda$ . Ogni colore identifica un frame diverso.

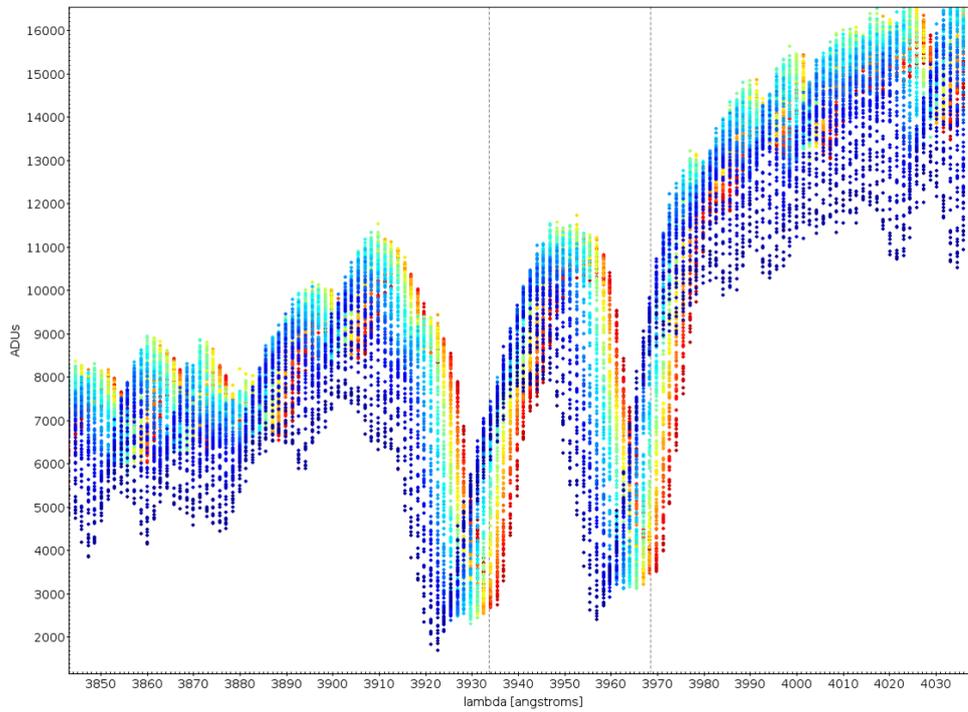


Figura 3.11: Zoom del grafico precedente, in cui si vede lo spostamento delle righe del CaII, H e K in funzione del tempo, codificato in scala di colore.

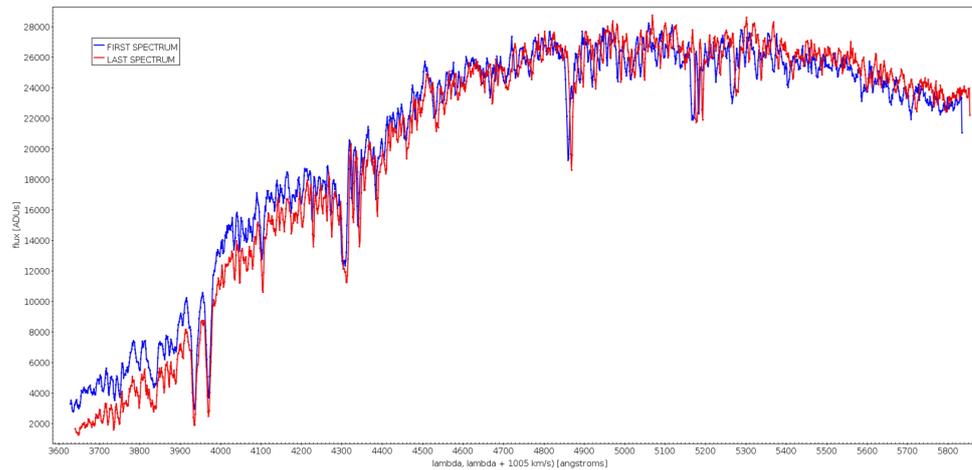


Figura 3.12: Il grafico riporta il primo e l'ultimo spettro di una stella di riferimento sovrapposti nelle righe H e K del CaII tramite una traslazione rigida dipendente linearmente dal tempo nello spazio delle velocità.

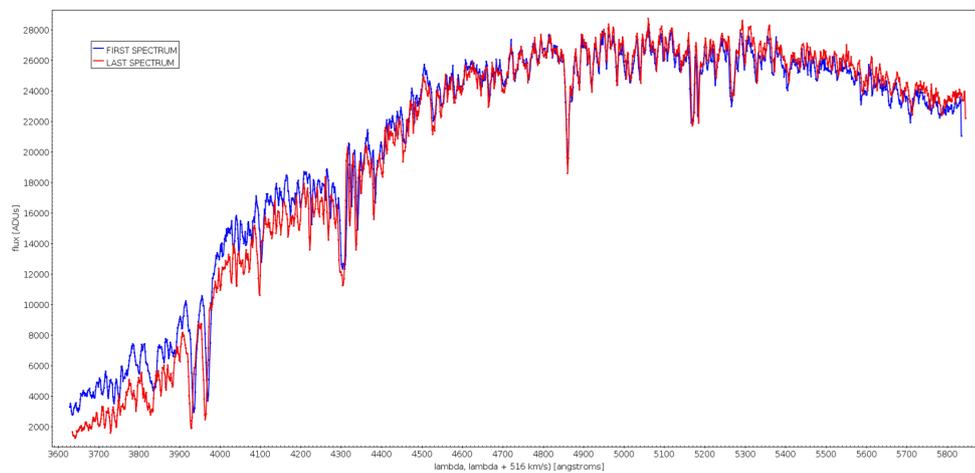


Figura 3.13: Il grafico riporta il primo e l'ultimo spettro di una stella di riferimento sovrapposti nella riga  $H_\beta$  tramite una traslazione rigida dipendente linearmente dal tempo nello spazio delle velocità.

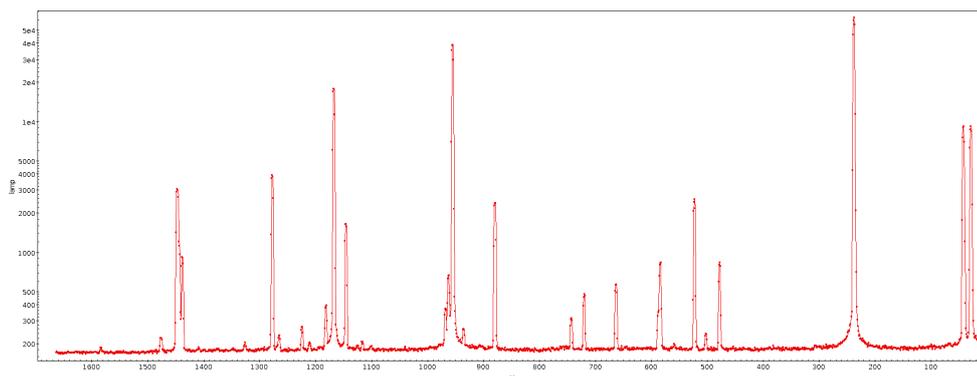


Figura 3.14: Spettro della lampada di calibrazione.

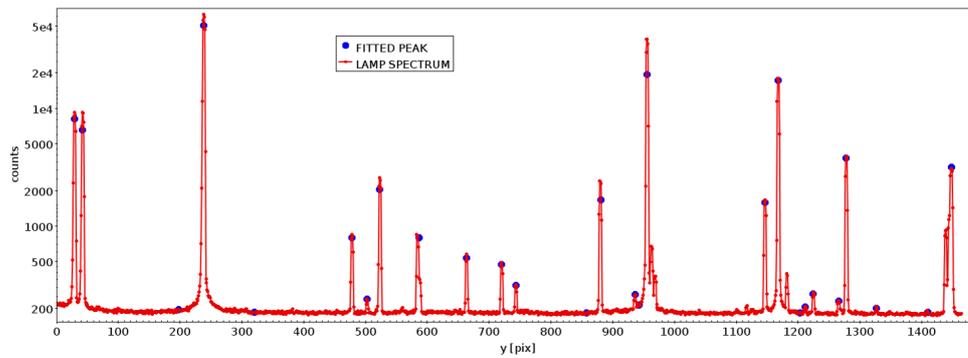


Figura 3.15: Spettro della lampada di calibrazione in cui è stato eseguito un fit con identificazione delle righe.

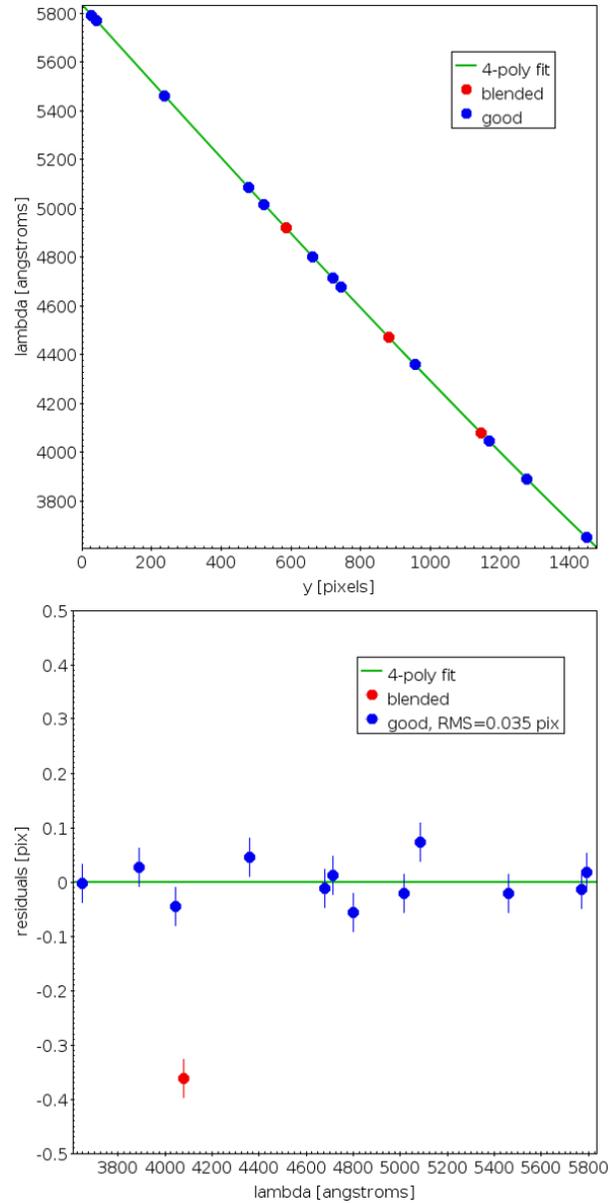


Figura 3.16: Nel grafico sopra è rappresentata la soluzione di dispersione ottenuta dalla misura delle righe della lampada di calibrazione su cui è stato eseguito un fit con una funzione polinomiale di quarto ordine. Il grafico sotto è un ingrandimento in cui vengono evidenziati i residui del fit.

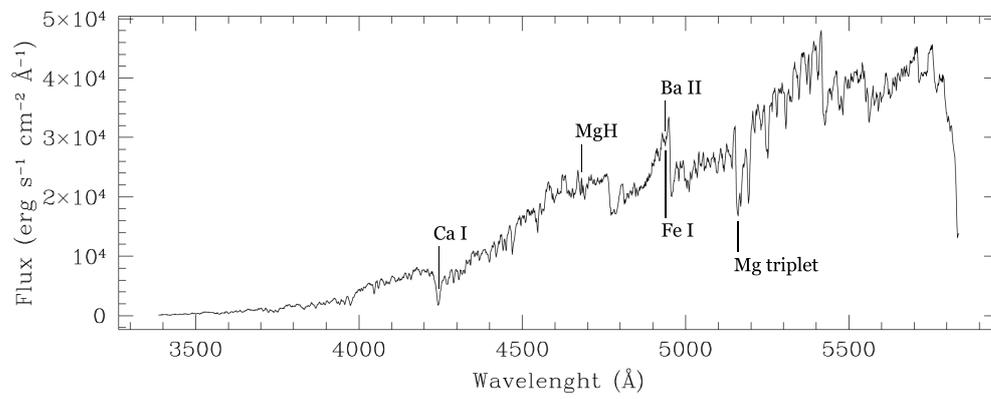


Figura 3.17: Spettro di GJ3470 in cui sono contrassegnate alcune delle righe spettrali identificate.

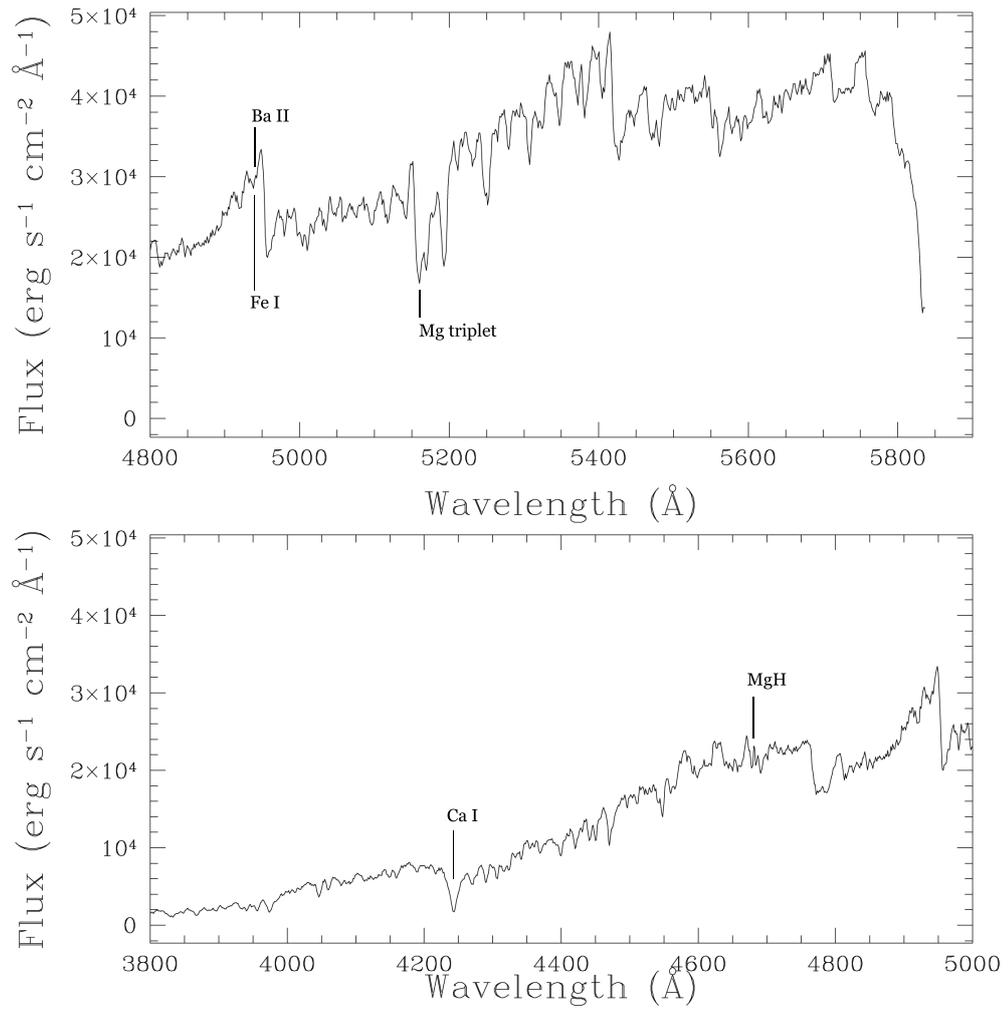


Figura 3.18: Ingrandimento dello spettro estratto di GJ3470.

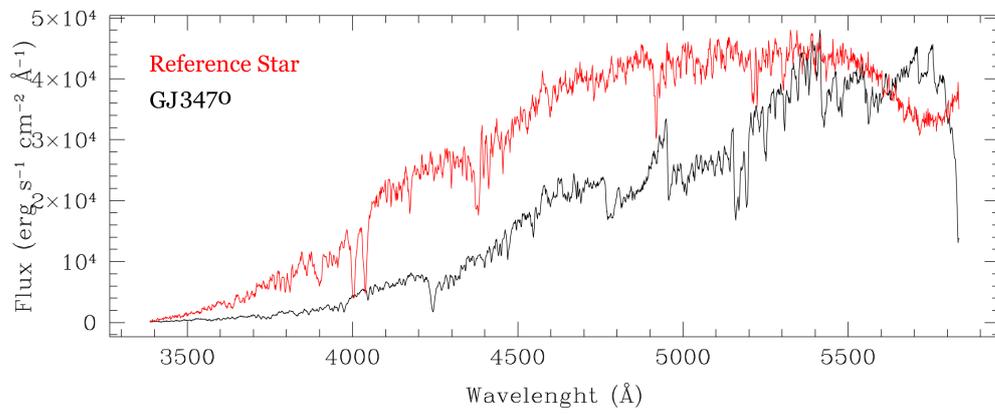


Figura 3.19: Spettro calibrato in lunghezza d'onda di GJ3470 (nero) e spettro di una stella di riferimento (rosso).

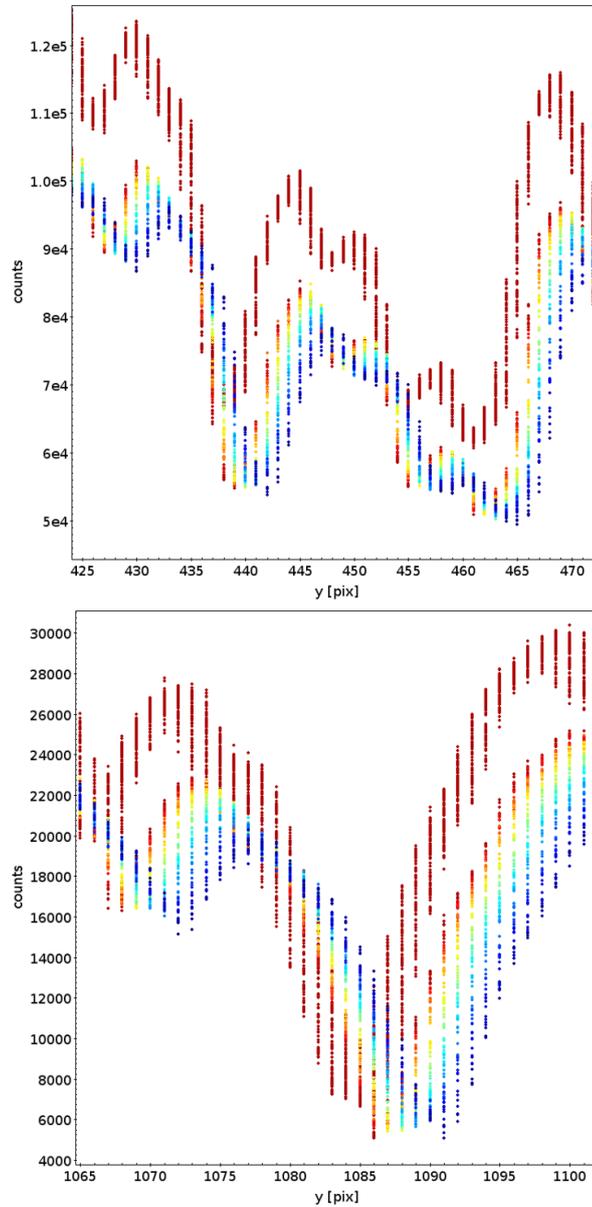


Figura 3.20: In questi grafici sono raffigurate due regioni degli spettri raw (blu in alto, rossa in basso) in cui è possibile notare come gli spettri siano disallineati per effetto del drift temporale. Il numero progressivo dello spettro è codificato in scala di colore. Inoltre è ancora presente l'effetto dovuto alla variazione di flusso durante l'acquisizione degli spettri, che qui non sono normalizzati.

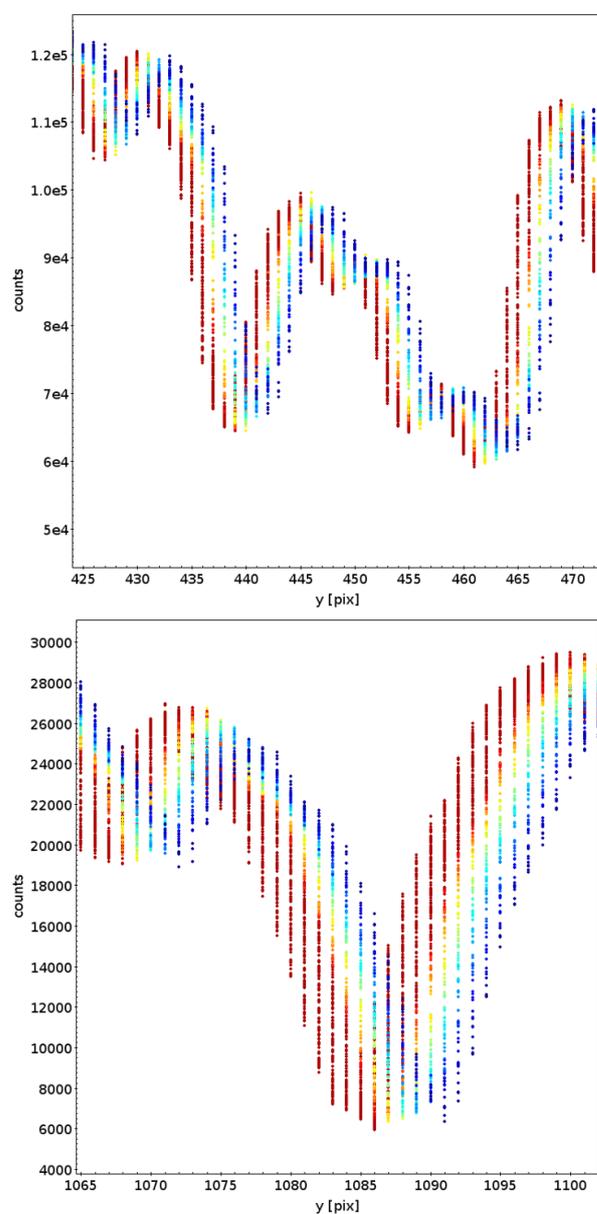


Figura 3.21: In questi grafici sono raffigurate due regioni degli spettri raw (blu in alto, rossa in basso) in cui è possibile notare come gli spettri siano disallineati per effetto del drift temporale. Il numero progressivo dello spettro è codificato in scala di colore. Inoltre è ancora presente l'effetto dovuto alla variazione di flusso durante l'acquisizione degli spettri, che qui sono stati normalizzati dividendoli per il flusso totale misurato su ciascun frame.

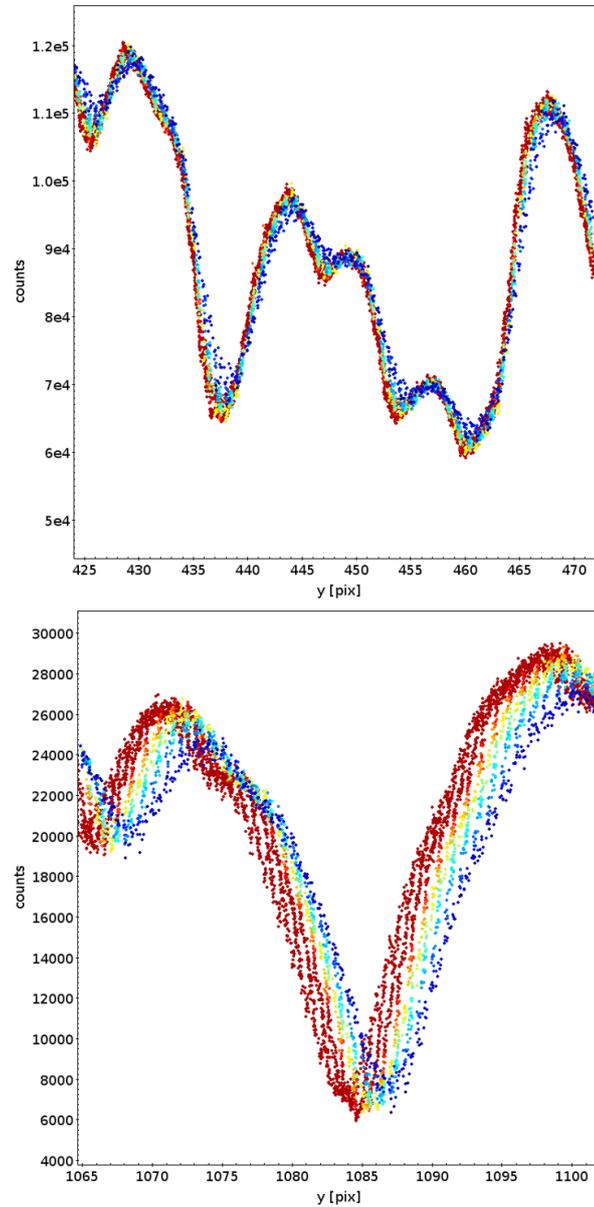


Figura 3.22: In questi grafici sono raffigurate due regioni degli spettri raw (blu in alto, rossa in basso) in cui è possibile notare come gli spettri siano disallineati per effetto del drift temporale dopo una correzione per traslazione rigida. Il numero progressivo dello spettro è codificato in scala di colore.

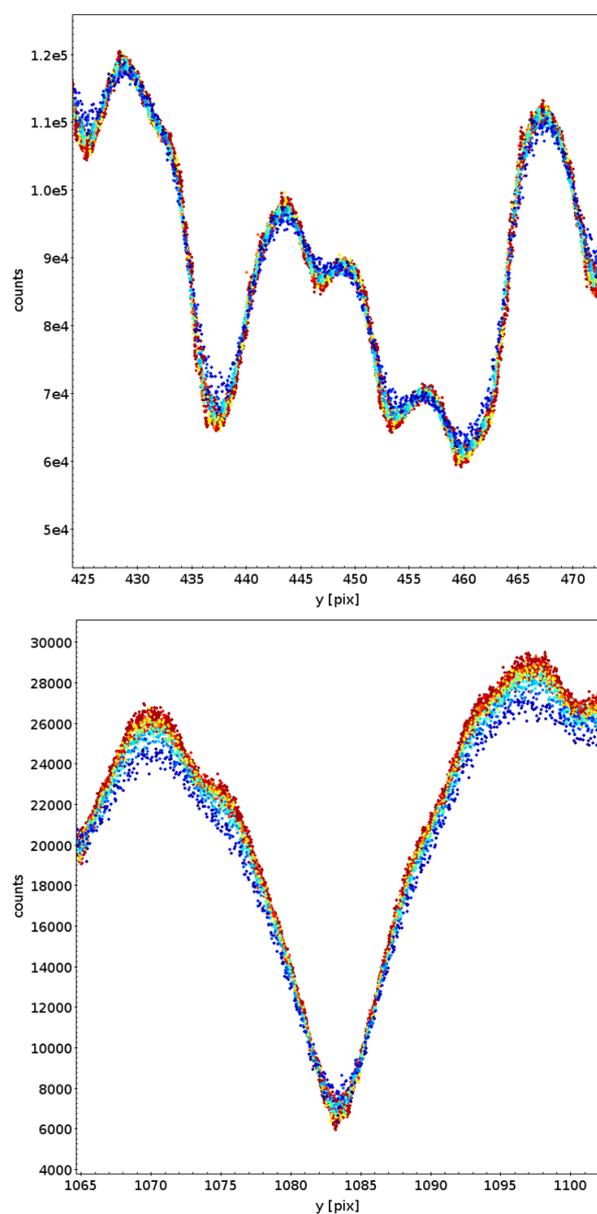


Figura 3.23: Nei grafici sono raffigurati due regioni degli spettri raw (blu in alto, rossa in basso), normalizzati, e a cui è stata applicata una correzione basata su due parametri: uno shift rigido e una variazione della dispersione. Gli spettri appaiono ora allineati su tutto l'intervallo spettrale. Il numero progressivo dello spettro è codificato in scala di colore.

### 3.2.4 Filtraggio temporale degli spettri

Come descritto in precedenza, il metodo di identificazione e correzione degli outlier presenti è basato su un fit in cui il profilo spaziale viene modellato con una funzione moffattiana e il fondo cielo con una funzione polinomiale; il modello viene poi corretto applicando dei residui empirici. Sulla base di questo modello empirico, gli outlier sono selezionati come i punti la cui deviazione è  $k$  volte superiore alla dispersione media  $\sigma$  e vengono poi corretti sostituendo al loro valore il valore del modello (nel caso in esame è stato adottato  $k = 5$ ). Andando a visualizzare tutti gli spettri estratti ci si è resi conto che un ridotto numero di outlier identificati (circa una ventina) venivano sostituiti con un valore non corretto e ci si è accorti che tali punti corrispondevano a raggi cosmici caduti esattamente al centro del profilo spaziale dello spettro, i quali perturbavano il fit moffattiano eseguito riga per riga e venivano inclusi (in tutto o in parte) nel modello. Questi outlier pur essendo poche decine rispetto agli altri migliaia che sono identificati e corretti automaticamente, potrebbero avere comunque un effetto sistematico nello spettro di trasmissione. Invece di basarsi sull'effetto che hanno questi outlier sul profilo spaziale dei singoli frame, si è pensato di esaminare come il flusso contenuto in un elemento di risoluzione variasse nel tempo durante la serie di spettri, in modo puramente empirico (vedi Fig. 3.24). Un primo ostacolo che si ha in questo confronto è dovuto al fatto che il flusso totale dello spettro cambia perché varia la trasparenza atmosferica. Inoltre nel caso in analisi in un certo istante durante l'osservazione è stato cambiato il tempo di posa da 60 a 50 secondi per evitare la saturazione, causando una discontinuità nei flussi.

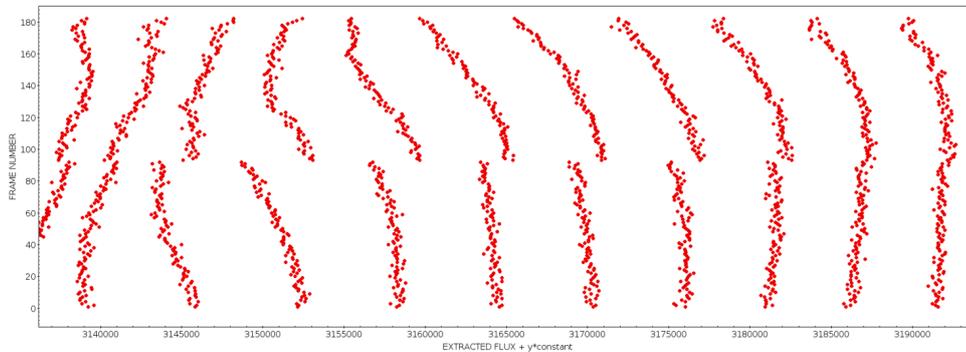


Figura 3.24: Flusso totale di ciascun elemento di risoluzione spettrale in funzione del tempo, prima della normalizzazione. L'asse temporale (ovvero il numero del frame) è quello verticale, mentre il flusso (a cui è stata aggiunta una costante per separare gli elementi) è l'asse orizzontale.

Per prima cosa quindi ogni spettro è stato normalizzato al flusso dello spettro totale in ciascun frame (vedi Fig. 3.25).

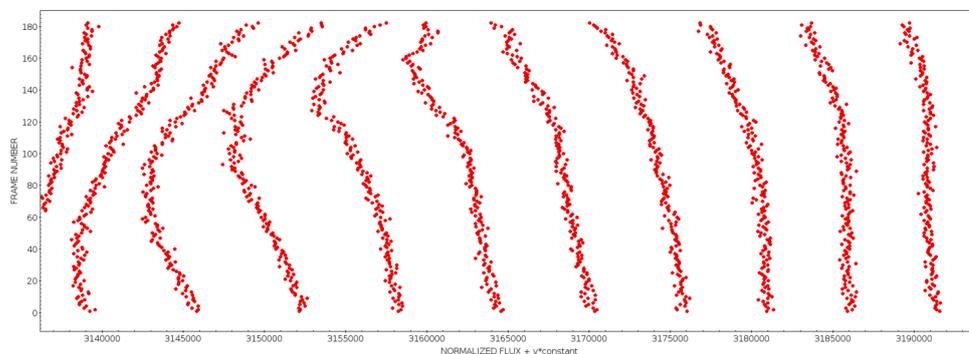


Figura 3.25: Flusso totale di ciascun elemento di risoluzione spettrale in funzione del tempo, dopo la normalizzazione. L'asse temporale (ovvero il numero del frame) è quello verticale, mentre il flusso (a cui è stata aggiunta una costante per separare gli elementi) è l'asse orizzontale.

La variazione che è rimasta è data dall'estinzione differenziale, che non si può correggere semplicemente normalizzando al flusso totale, e dallo spostamento degli spettri nel tempo dovuto al drift, che modifica il flusso di ogni elemento di risoluzione in particolare nei punti dello spettro con grande derivata. Fortunatamente, dopo la normalizzazione le variazioni di flusso risultano piccole e regolari (vedi Fig. 3.26), e possono essere riprodotte con un polinomio di basso grado (quarto grado nel nostro caso; vedi Fig. 3.26). Quindi per ogni elemento di risoluzione di ogni frame si può predire il valore che dovrebbe avere ogni punto e calcolare quindi i residui. Anche in questo caso il criterio per trovare gli outlier è dato dal  $k\sigma$ , ovvero vengono identificati quelli la cui deviazione è superiore a  $k\sigma$  rispetto al valore medio della dispersione  $\sigma$ . Nel caso in esame,  $k = 5$  si è dimostrata la scelta più efficiente.

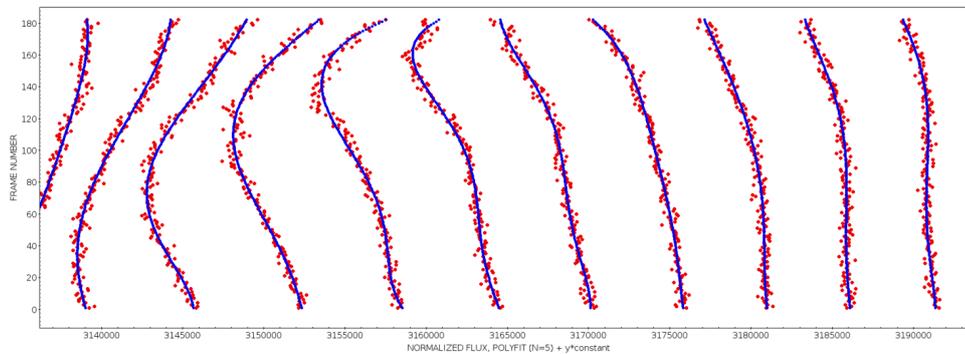


Figura 3.26: Flusso totale di ciascun elemento di risoluzione spettrale in funzione del tempo, normalizzato e il cui andamento è interpolato da un polinomio di quarto grado. L'asse temporale (ovvero il numero del frame) è quello verticale, mentre il flusso (a cui è stata aggiunta una costante per separare gli elementi) è l'asse orizzontale.



# Capitolo 4

## Analisi delle curve di luce

Dopo aver estratto i 182 spettri per ciascuna stella, acquisiti da entrambi i chip, i passaggi rimanenti per ottenere lo spettro di trasmissione sono i seguenti:

- Estrazione di curve di luce differenziali, mediate su intervalli di lunghezze d'onda di 100 Å;
- Fit del modello di transito della curva di luce per ciascun intervallo spettrale, per ricavare il raggio planetario.

### 4.1 *Slicer*: da spettri a curve di luce

Per poter misurare il raggio planetario a diverse lunghezze d'onda, al fine di ottenere lo spettro di trasmissione, è necessario ricavare serie spettrofotometriche temporali a partire dagli spettri ridotti. Per prima cosa è necessario dividere lo spettro in diversi intervalli di lunghezza d'onda, e per ciascun intervallo ricavare curve di luce cromatiche. Questo passaggio è stato effettuato da una routine scritta in Fortran90, *Slicer*. *Slicer* richiede in input:

- due liste di  $n$  spettri, nel caso in esame  $n = 182$ , appartenenti a due diverse stelle ed aventi lo stesso numero di righe;
- un file di configurazione che contenga gli intervalli di lunghezza d'onda presi in considerazione.

A questo punto il programma associa riga per riga gli spettri delle due liste, somma per ciascuno spettro il flusso contenuto nell'intervallo spettrale sia per la stella appartenente alla prima lista, che per la stella appartenente alla seconda lista, e infine calcola il rapporto dei valori ottenuti associandovi il relativo errore calcolato a partire dagli errori sui flussi delle due stelle. Quello che viene salvato in output è quindi un file in cui i valori di interesse al fine di ricavare la curva di luce sono proprio il rapporto dei flussi delle due stelle e il relativo errore, che sono poi stati

convertiti in differenza di magnitudini e relativi errori a partire dalla formula di Pogson:

$$m = m_1 - m_2 = -2.5 \log_{10} \frac{F_1}{F_2}, \quad (4.1)$$

dove  $m_1$  ed  $m_2$  corrispondono alle magnitudini strumentali delle due stelle mentre  $F_1$  ed  $F_2$  sono i rispettivi flussi. Gli errori sono stati stimati tramite la teoria di propagazione degli errori applicata alla formula di Pogson, ottenendo:

$$\sigma_{m_1} = 2.5 \log_{10} 1 + \frac{\sigma_{F_1}}{F_1}, \quad (4.2)$$

$$\sigma_{m_2} = 2.5 \log_{10} 1 + \frac{\sigma_{F_2}}{F_2}, \quad (4.3)$$

$$\sigma_m = \sqrt{\sigma_{m_1}^2 + \sigma_{m_2}^2}, \quad (4.4)$$

dove  $\sigma_{F_1}$  e  $\sigma_{F_2}$  corrispondono agli errori associati ai flussi delle due stelle.

Inoltre, il numero di ogni frame è stato sostituito con il tempo di acquisizione corrispondente. I tempi esatti in cui sono avvenute le acquisizioni degli spettri sono stati estratti dagli header di ogni frame scientifico e traslati nel punto centrale di ogni esposizione. Questi sono stati poi convertiti in giorni giuliani baricentrici nel tempo standard dinamico baricentrico (Barycentric Dynamical Time standard,  $BJD_{TDB}$ ) seguendo le prescrizioni di Eastman (vedi [10]).

Nel caso in esame la prima stella è la stella target, GJ3470, mentre come seconda stella, ovvero la stella di riferimento, è stata scelta quella più vicina a GJ3470b. La scelta di quest'ultima è avvenuta poiché dopo vari tentativi è risultata essere la stella che produce la curva di luce con minore dispersione. In Fig. 4.1 sono riportati entrambi gli spettri e i 21 intervalli in lunghezza d'onda utilizzati da *Slizer* per ricavare le curve di luce differenziali. Lo stesso procedimento è stato effettuato anche per ottenere la curva di luce bianca, ovvero considerando l'intero intervallo spettrale coperto, da 3700 a 5800 Å.

## 4.2 JKTEBOP

Il programma utilizzato per eseguire i fit del modello di transito per ciascuna curva di luce è JKTEBOP (vedi [29]), sviluppato inizialmente per lo studio dei sistemi binari ad eclisse di cui i pianeti transitanti costituiscono un caso particolare. Fondamentale è la scelta del *task* da far eseguire al programma, cioè la scelta della procedura di ottimizzazione con cui interpolare il modello ai dati. Dei nove *task* disponibili nel programma, nel caso in analisi si è scelto di utilizzare il *task* 3 ed il *task* 9. Nel *task* 3, viene utilizzato il metodo dei minimi quadrati non lineari Levenberg-Marquardt. A partire dai parametri inseriti in input e dalla curva di luce di partenza, questo *task* esegue due passaggi principali:

- ricalcola i valori dei parametri che si è scelto di lasciare liberi (nel nostro caso  $k$  e  $\Sigma$ ) minimizzando il valore del  $\chi^2$  trovando così il best fit;

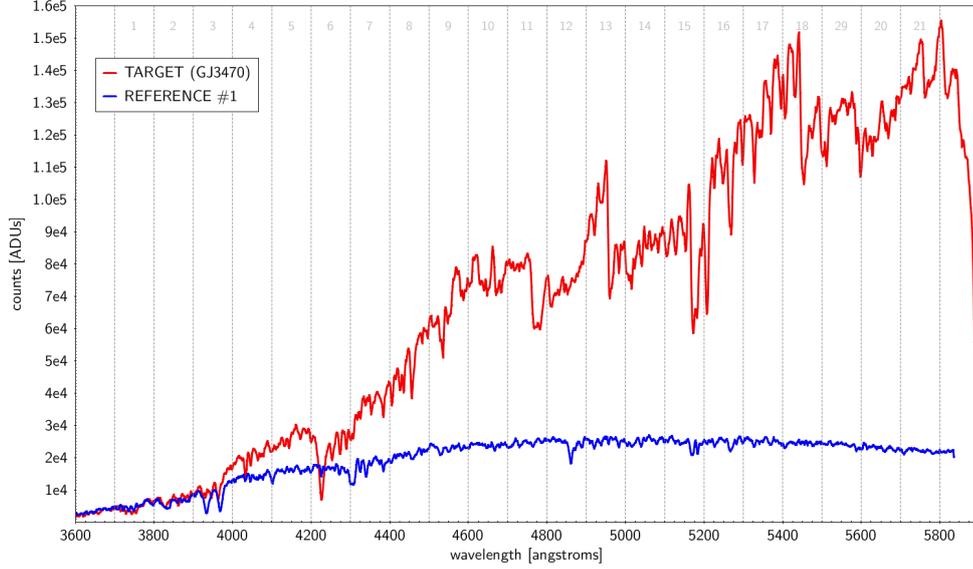


Figura 4.1: Spettro di GJ3470 (rosso) e della stella di riferimento scelta (blu), in cui sono riportati i 21 intervalli in lunghezza d'onda.

- stima i relativi errori in modo formale a partire dalla matrice di covarianza.

Nel task 9 invece viene utilizzato il metodo dello shift dei residui per la stima degli errori. Dopo aver trovato il miglior fit con il metodo dei minimi quadrati non lineari Levenberg-Marquardt, i residui vengono propagati al punto successivo della curva di luce. Dopo ogni shift viene ricalcolato il nuovo miglior fit minimizzando il  $\chi^2$  in modo ciclico fino a tornare al punto iniziale, in modo che in totale il numero dei valori di miglior fit ricalcolati sia uguale al numero di punti della curva di luce. I valori finali e le relative incertezze sono quindi ottenuti dalla distribuzione degli  $N$  valori di best-fit calcolati durante la permutazione. La scelta di non ricorrere al solo task 3 è dovuta al fatto che la stima formale degli errori non tiene conto della possibile presenza di errori sistematici, provocando una sottostima dei parametri a causa della correlazione tra gli stessi e del rumore sistematico residuo, detto anche *red noise* (vedi [24]). I fit sono stati eseguiti lasciando liberi due parametri:

- il rapporto dei raggi  $k = R_p/R_*$ ;
- la somma dei raggi  $\Sigma = (R_p + R_*)/a$ ;

I parametri fissati al valore di letteratura per tutte le curve, in quanto non ci si aspetta che siano dipendenti dalla lunghezza d'onda, sono invece i seguenti:

- inclinazione orbitale in gradi  $i = 88.14^{+0.82}_{-0.64}$ ;
- periodo orbitale in giorni  $P_{orb} = 3.33665173 \pm 0.00011$ ;

- tempo corrispondente all'istante centrale del transito  $T_0 = 2457391.770521$ .

Per ciascuna curva, sono stati anche calcolati e fissati ai valori teorici:

- il coefficiente di LD (limb darkening) lineare  $u_1$ ;
- il coefficiente di LD (limb darkening) quadratico  $u_2$ .

Per i valori di  $i$  e  $P_{orb}$  si è scelto di utilizzare quelli riportati da Chen et al. 2017 (vedi [4]) per consistenza con il confronto dei risultati finali che verranno discussi successivamente. Il valore dell'istante temporale corrispondente al primo minimo del transito ( $T_0$ ) è stato calcolato a partire dall'effemeride lineare riportato in Chen et al. 2017 (vedi [4]). Per quanto riguarda il calcolo dei coefficienti di LD  $u_1$  ed  $u_2$  si è deciso di utilizzare il codice scritto da Espinoza & Jordan (vedi [12]).

### 4.2.1 Calcolo dei coefficienti di Limb Darkening

Nel codice scritto da Espinoza & Jordan (vedi [12]) viene fatto uso di due famiglie di modelli di atmosfere stellari per calcolare i coefficienti di limb darkening:

- il modello ATLAS9 (vedi [17]);
- il modello 1D PHOENIX (vedi [15]).

Questi modelli differiscono sia per la fisica che per la geometria utilizzata per risolvere l'atmosfera stellare: in ATLAS9 viene utilizzata un'approssimazione piano-parallela mentre in PHOENIX viene utilizzata un'approssimazione simmetrica e sferica. I valori dei coefficienti che si ottengono risultano quindi diversi a seconda del modello scelto. Nel caso in esame si è scelto di utilizzare il modello ATLAS per consistenza e per poter confrontare i risultati qui ottenuti con quelli di letteratura in cui nella quasi totalità di analisi delle curve di luce di pianeti transitanti viene seguito questo approccio.

Il programma richiede in input il valore dei seguenti parametri stellari:

- temperatura efficace  $T = 3600$  K,
- gravità superficiale  $\log g = 4.6$  (cgs);
- metallicità  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.2$ ;
- velocità di microturbolenza  $v = 2$  km/s.

Dove i primi tre valori sono stati tratti dallo studio condotto da Demory et al. 2013 (vedi [8]). Viene inoltre richiesto dal codice l'intervallo di lunghezze d'onda in cui si vogliono interpolare i coefficienti di LD. In tabella 4.1 sono riportati i valori dei coefficienti di LD lineare ( $u_1$ ) e quadratico ( $u_2$ ) ottenuti per i 22 intervalli di lunghezza d'onda considerati.

Tabella 4.1: Valori dei coefficienti teorici di Limb Darkening lineare ( $u_1$ ) e quadratico ( $u_2$ ) ottenuti per ogni intervallo di lunghezze d'onda.

bin ( $\text{\AA}$ )	u1	u2
3700-3800	0.45729	0.35869
3800-3900	0.43258	0.36947
3900-4000	0.42160	0.38666
4000-4100	0.42711	0.39122
4100-4200	0.44237	0.37340
4200-4300	0.42314	0.37866
4300-4400	0.40597	0.41142
4400-4500	0.48731	0.37875
4500-4600	0.57507	0.31814
4600-4700	0.60486	0.28126
4700-4800	0.63815	0.22263
4800-4900	0.60657	0.24455
4900-5000	0.56274	0.26943
5000-5100	0.47899	0.27626
5100-5200	0.44462	0.29277
5200-5300	0.49880	0.31389
5300-5400	0.46157	0.36443
5400-5500	0.50445	0.30737
5500-5600	0.56534	0.23633
5600-5700	0.51352	0.29854
5700-5800	0.50791	0.31531

### 4.3 Fit del modello di transito

Tramite JKTEBOP, come precedentemente descritto, sono stati ottenuti i modelli di transito per ciascuna curva di luce. Dopo un primo tentativo di fit effettuato sulla curva di luce bianca e su tutte le curve di luce differenziali ci si è accorti della presenza di errori sistematici comuni a tutte le curve, indipendenti cioè dal colore. Sono quindi stati utilizzati i residui della curva di luce bianca per sottrarre i sistematici ad ogni curva di luce cromatica. Per fare questo non è possibile eseguire un fit libero sulla curva di luce bianca, che risulterebbe influenzato dagli errori sistematici stessi. Tramite JKTEBOP, tenendo quindi fissati tutti i parametri al valore teorico di letteratura, è stato ricavato il modello che è stato poi sovrapposto alla curva di luce bianca. Si è assunto poi che i residui presenti fossero i sistematici da sottrarre a tutte le curve. Eseguendo questo procedimento per tutte le curve di luce si sono ottenute le curve di luce differenziali corrette. Su queste sono poi stati interpolati i modelli di transito con JKTEBOP tramite il procedimento descritto precedentemente, ovvero fissando tutti i parametri tranne  $k$  e  $\Sigma$ . I valori che sono stati ottenuti per  $k$  e  $\Sigma$  per le diverse curve di luce e i relativi errori sono riportati in Tabella 4.2.

In Fig. 4.2 sono riportate tutte le curve di luce differenziali ottenute nei 21 intervalli di lunghezza d'onda considerati, mentre in Fig. 4.3 sono riportati i relativi residui. In Fig. 4.4 ed in Fig. 4.5 sono riportate le prime 10 e le ultime 11 curve di luce differenziali interpolate con i modelli, rispettivamente.

### 4.4 Presenza di spettri spuri

Come risulta chiaro da Fig. 4.4, nella regione dell'ultravioletto e del blu ( $\lambda < 4300\text{\AA}$ ) sono presenti degli errori sistematici molto evidenti. Andando ad osservare le immagini raw degli spettri ci si è resi conto della presenza di uno spettro parassita sovrapposto alla parte blu dello spettro di GJ3470 (vedi Fig. 4.6). Per eliminare ogni dubbio si è deciso di ricercare nell'archivio ESO gli spettri di stelle fredde (M dwarfs) acquisiti con lo stesso strumento e il medesimo setup strumentale delle osservazioni presentate in questa tesi. E' stato trovato un solo oggetto le cui caratteristiche sono simili a GJ3470, GJ436, cui acquisizioni sono state condotte da Caceres al. la notte tra il 18 ed il 19 febbraio 2015 (numero del programma ESO: 094.C – 0403(C)). Visualizzando le immagini raw degli spettri di questa stella (vedi Fig. 4.7) è subito parso evidente la presenza di uno spettro parassita come nel caso dei dati raccolti per GJ3470. Non è possibile sapere con certezza a cosa sia dovuta la presenza di questo spettro parassita ma si possono avanzare delle ipotesi. Potrebbe essere dovuto a luce che entra nello strumento e segue un cammino ottico differente da quello prestabilito, dovuto quindi ad un problema strumentale. Oppure, poiché risulta presente solo nello spettro di GJ3470 e GJ436, stella molto rossa, e non sugli spettri delle stelle di riferimento, potrebbe essere dovuto alla contaminazione residua di uno spettro appartenente ad un altro ordine

Tabella 4.2: Valori di  $k$  e  $\Sigma$  ottenuti tramite JKTEBOP per le diverse curve di luce differenziali e rispettivi errori.

bin ( $\text{\AA}$ )	$k$	$\sigma_k$	$\Sigma$	$\sigma_\Sigma$
3700-3800	0.0898	0.0086	0.0932	0.0035
3800-3900	0.0873	0.0072	0.0900	0.0034
3900-4000	0.0899	0.0095	0.0875	0.0024
4000-4100	0.0896	0.0054	0.0866	0.0018
4100-4200	0.0641	0.0037	0.0816	0.0032
4200-4300	0.0739	0.0037	0.0824	0.0022
4300-4400	0.0881	0.0016	0.0816	0.0010
4400-4500	0.0870	0.0038	0.0837	0.0018
4500-4600	0.0804	0.0033	0.0833	0.0019
4600-4700	0.0740	0.0032	0.0823	0.0018
4700-4800	0.0666	0.0054	0.0824	0.0027
4800-4900	0.0727	0.0021	0.0821	0.0020
4900-5000	0.0719	0.0029	0.0820	0.0024
5000-5100	0.0743	0.0039	0.0823	0.0014
5100-5200	0.0726	0.0013	0.0828	0.0013
5200-5300	0.0718	0.0018	0.0847	0.0016
5300-5400	0.0797	0.0011	0.08397	0.00095
5400-5500	0.0742	0.0054	0.0819	0.0018
5500-5600	0.0732	0.0029	0.0838	0.0015
5600-5700	0.0769	0.0014	0.0811	0.0019
5700-5800	0.0747	0.0061	0.0807	0.0020

spettrale del GRISM 600B, che da procedura viene montato senza essere accoppiato ad un filtro per la soppressione del second'ordine. Quest'ultima ipotesi sembra essere la più probabile in quanto facendo la mediana di tutti gli spettri raw (vedi Fig. 4.8), si ottiene uno spettro in cui sono visibili le caratteristiche delle righe telluriche (bande molecolari di  $H_2O$  e  $O_2$ ) tipiche. Per questo motivo, le curve cromatiche a  $\lambda < 3700\text{\AA}$ , inizialmente considerate per l'analisi, sono state scartate. Nel capitolo seguente verranno discussi i potenziali effetti causati dalla presenza di questo spettro parassita.

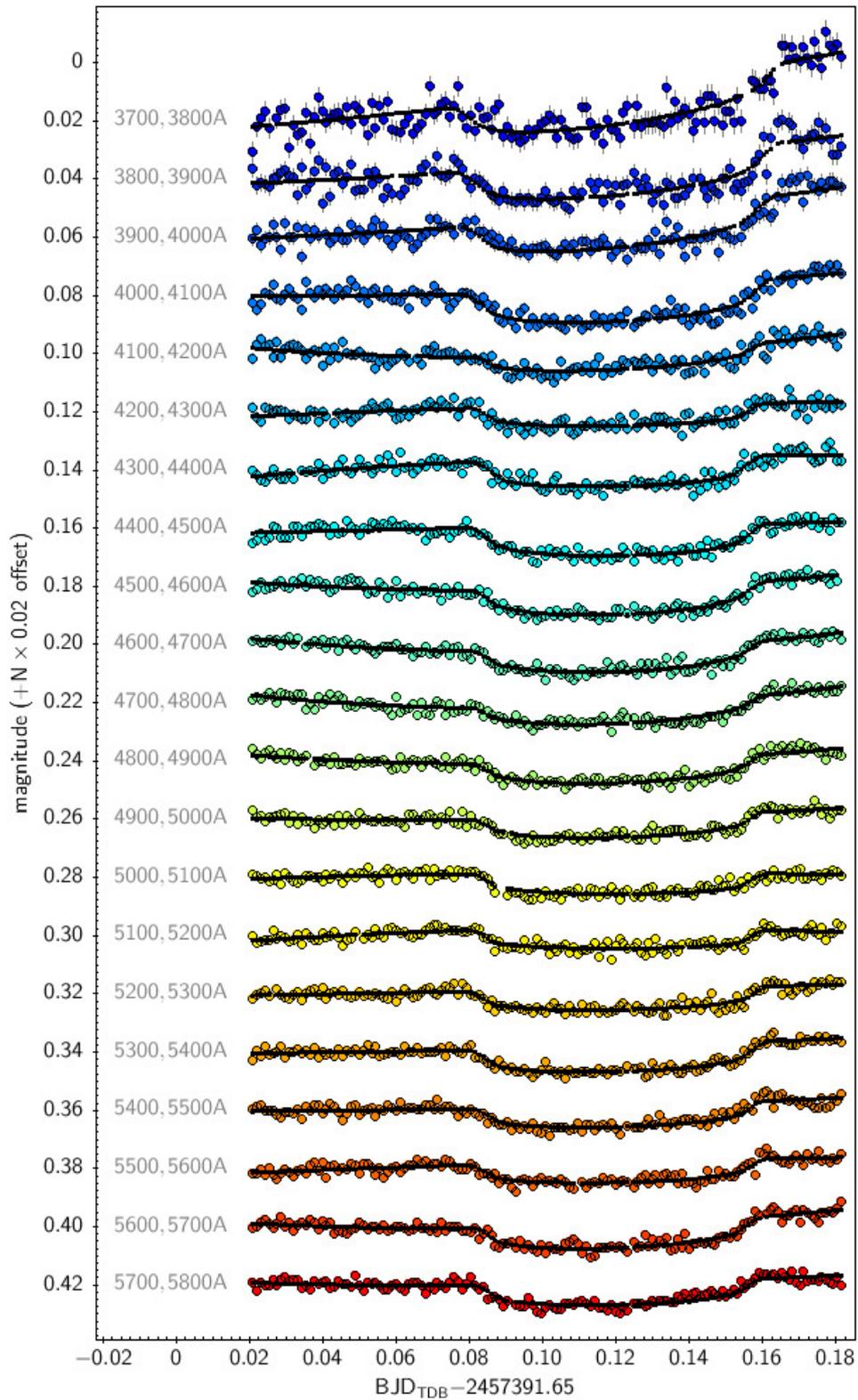


Figura 4.2: Curve di luce differenziali e cromatiche, appartenenti ai 21 intervalli di lunghezza d'onda prestabiliti, interpolate con i rispettivi modelli.

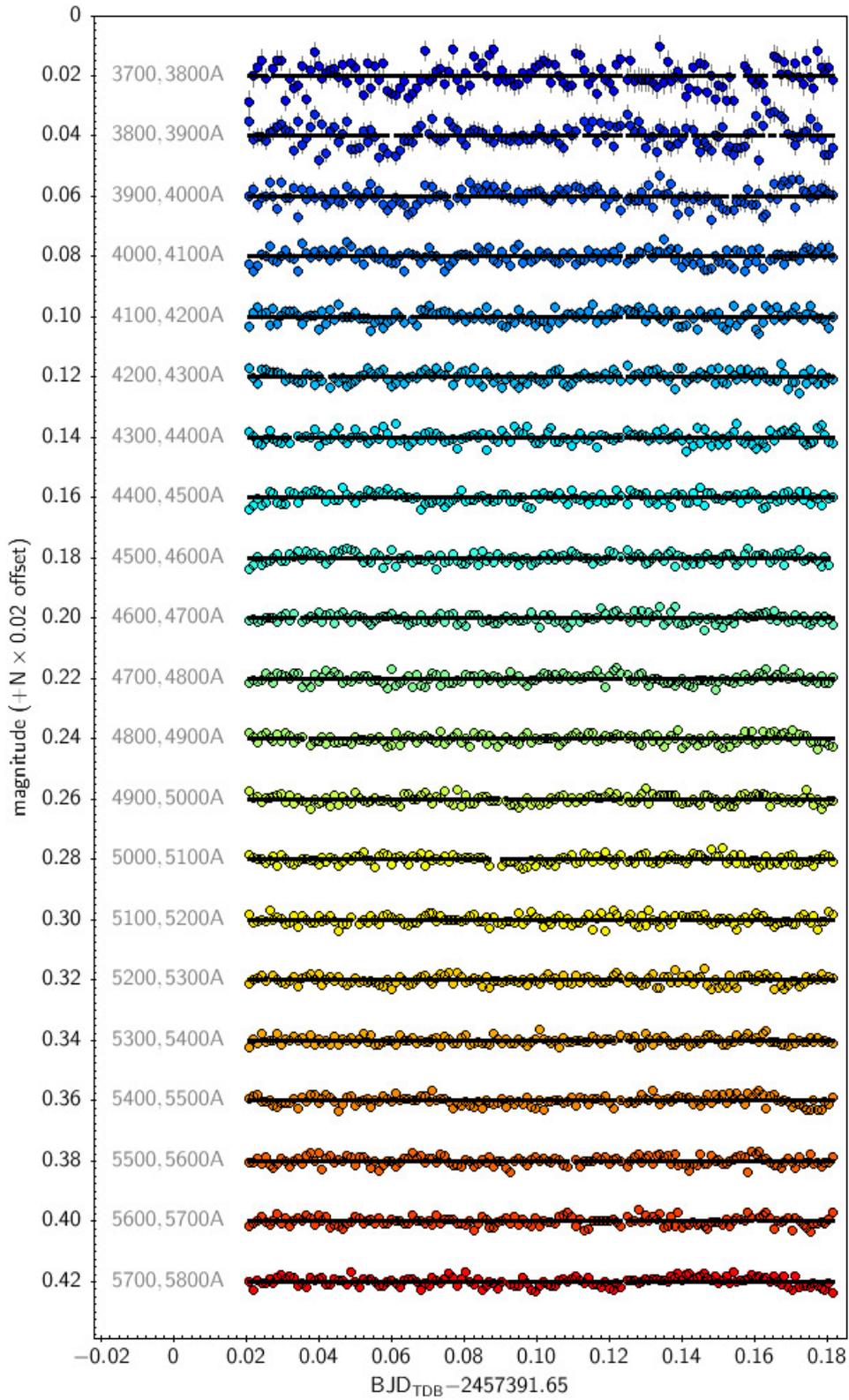


Figura 4.3: Residui delle curve di luce differenziali, una volta sottratto il modello di transito interpolato con JKTEBOP.

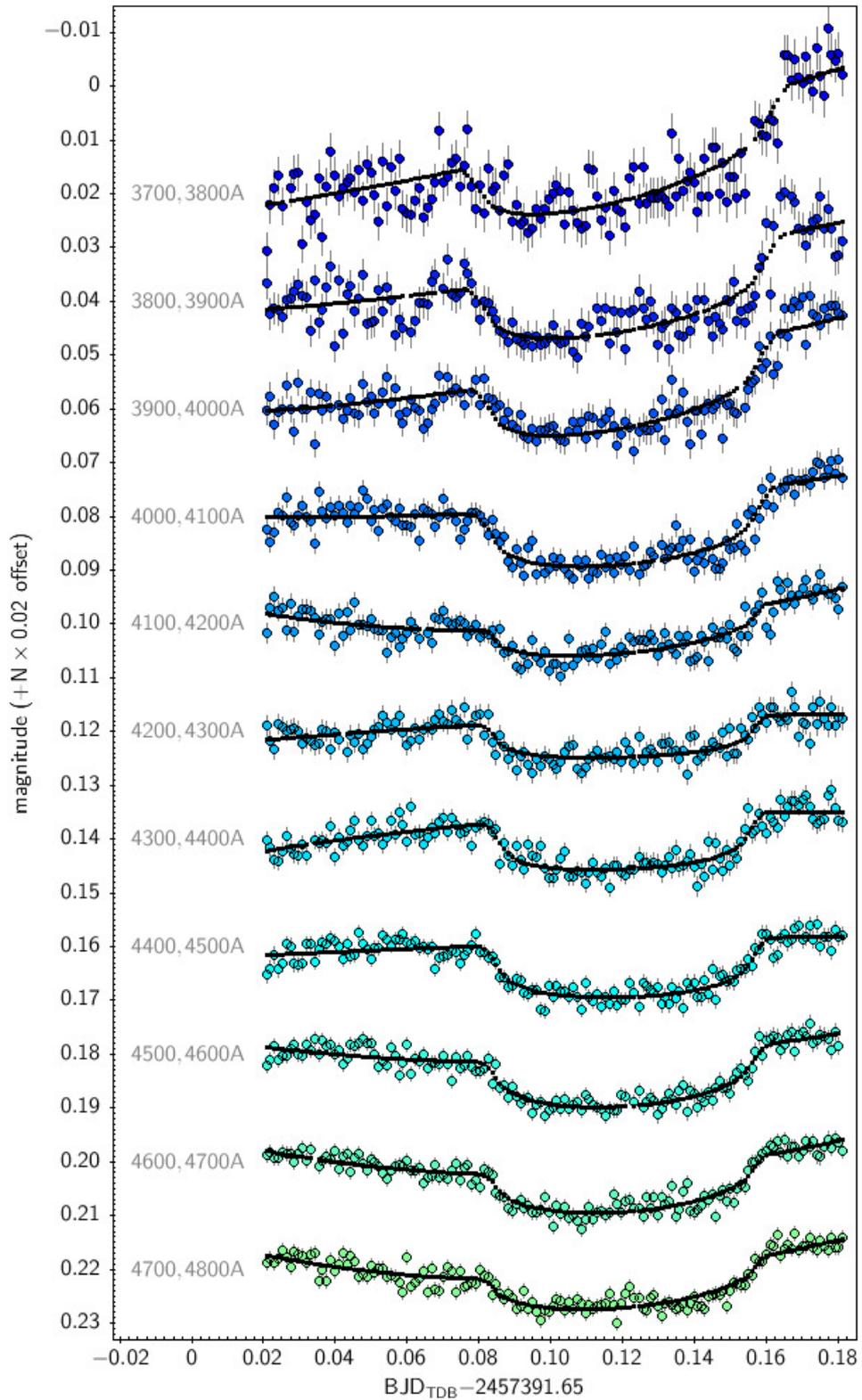


Figura 4.4: Zoom della Fig. 4.2. Prime 10 curve di luce differenziali cromatiche interpolate con i relativi modelli, nella parte più blu dello spettro (3700-4800 Å).

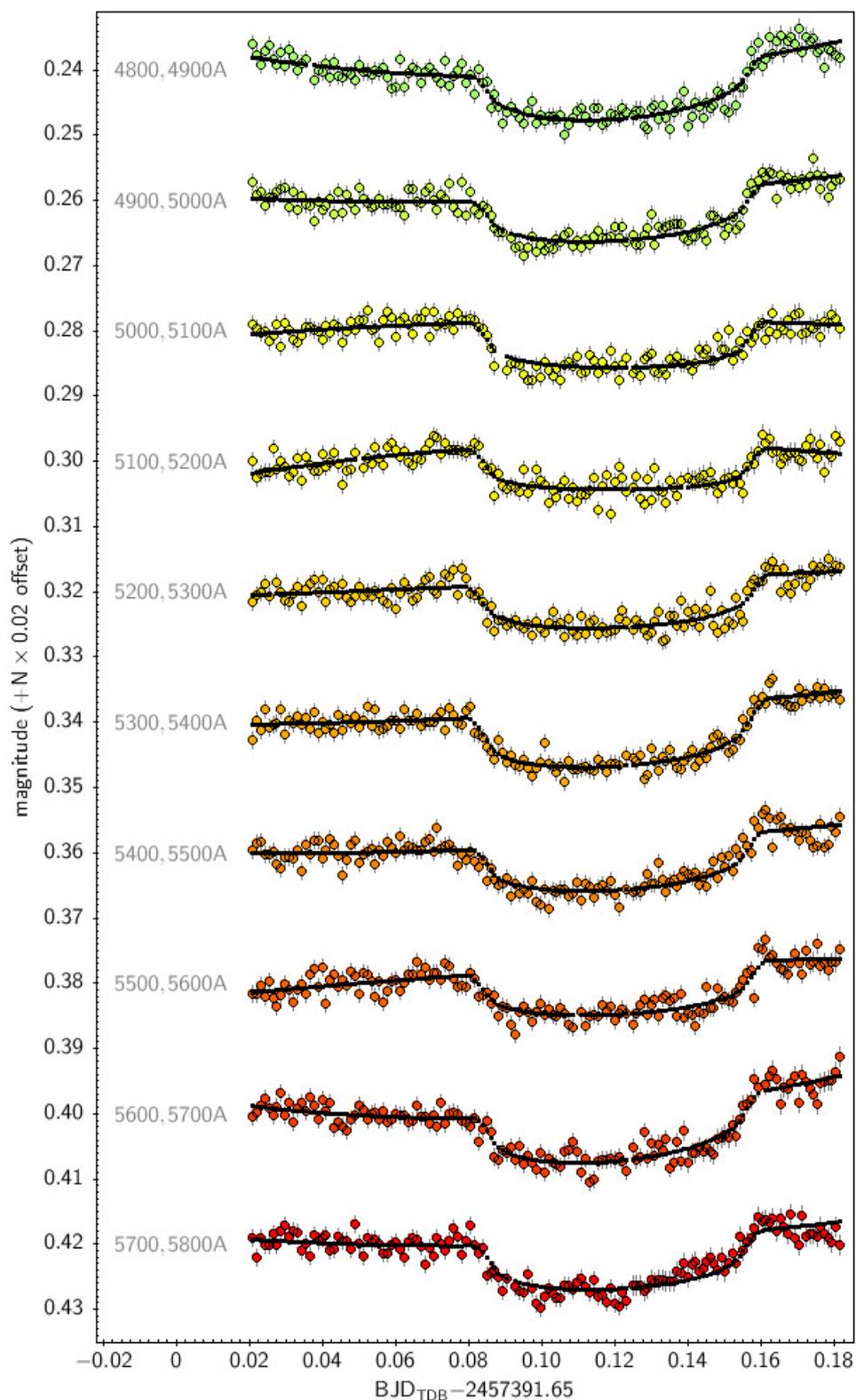


Figura 4.5: Zoom della Fig. 4.2. Prime 10 curve di luce differenziali cromatiche interpolate con i relativi modelli, nella parte più rossa dello spettro (4800-5800 Å).

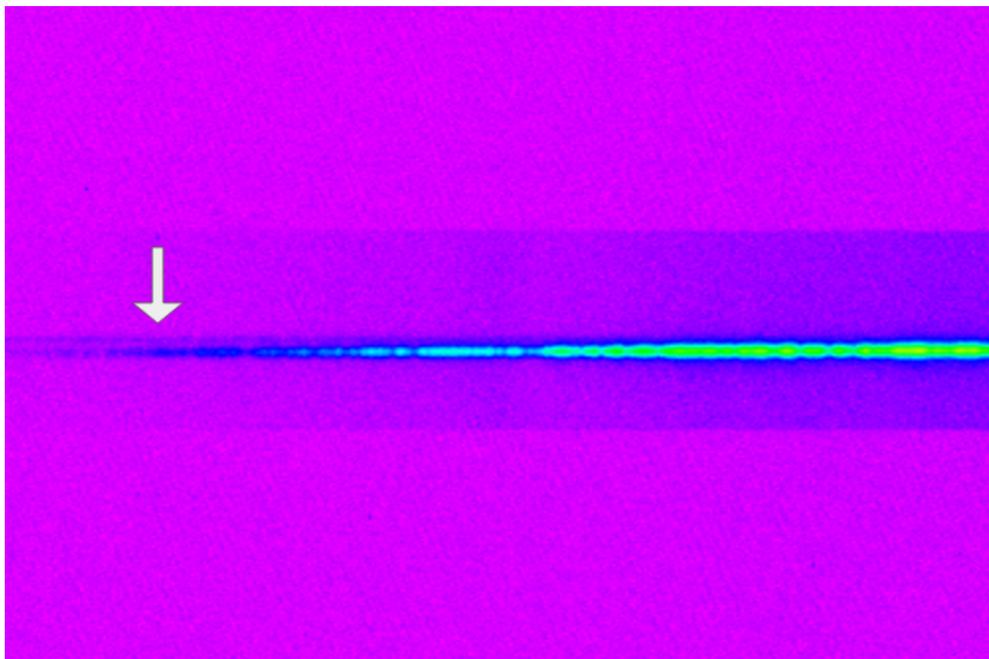


Figura 4.6: Immagine dello spettro raw di GJ3470b dalla prima immagine analizzata nel presente lavoro, in cui è possibile notare la presenza dello spettro parassita.

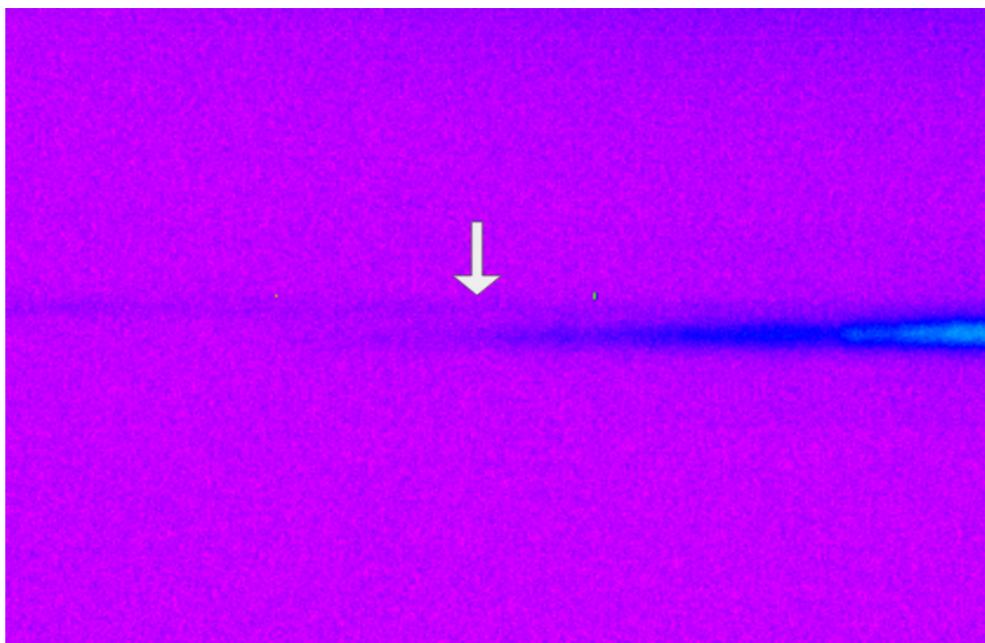


Figura 4.7: Immagine di uno spettro raw di GJ436b da un insieme di osservazioni di Caceres et al. acquisite nella notte tra il 18 e 19 febbraio 2015 con lo stesso setup strumentale in cui è possibile notare la presenza dello spettro parassita.

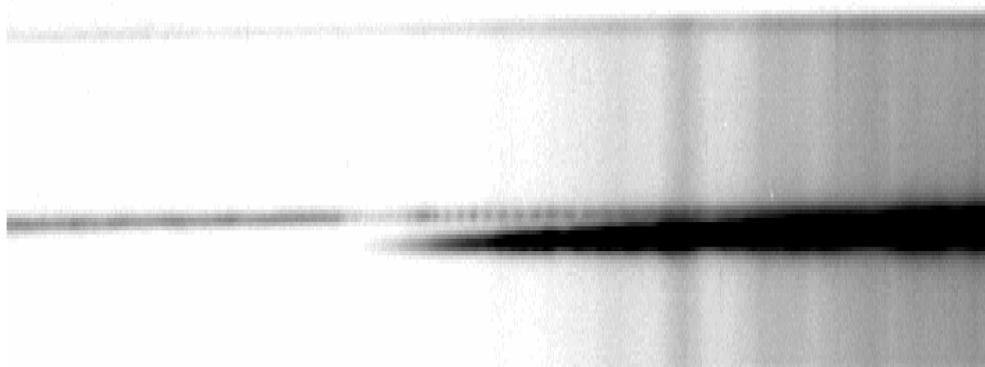


Figura 4.8: Spettro ottenuto dalla mediana di tutti gli spettri acquisiti di GJ3470 in cui il contrasto dell'immagine è stato volutamente esasperato. E' possibile notare come lo spettro parassita abbia caratteristiche di uno spettro rosso nell'ottico.

# Capitolo 5

## Discussione dei risultati

### 5.1 Spettro di trasmissione

Nel capitolo precedente si è visto come sono state ricavate le 21 curve monocromatiche sulle quali è stato interpolato un modello di transito in modo da ottenere 21 stime separate del rapporto dei raggi  $R_p/R_*$ . Raffigurando le misure ottenute in funzione della lunghezza d'onda e confrontandole con i principali valori presenti in letteratura, si ottiene il cosiddetto spettro di trasmissione, riportato in Fig. 5.1, in cui sono stati scartati i valori di  $R_p/R_*$  ricavati dalle prime tre curve di luce ottenute nell'UV ( $\lambda < 3700\text{\AA}$ ), troppo contaminati dallo spettro parassita (vedi sezione 4.4).

Esaminando lo spettro di trasmissione appare subito evidente l'eccessiva pendenza riprodotta dalle misure ottenute in questa tesi (i cui valori sono riportati in tabella 5.1) in confronto ai valori presenti in letteratura (riportati in tabella 5.2).

Andando infatti a tracciare lo stesso plot ma nel piano  $(\ln \lambda, R_p)$ , ottenuto moltiplicato l'ordinata  $k$  per  $R_*$  espresso in km, considerando solo le nostre misure ed interpolandole con una retta tramite un fit ai minimi quadrati (vedi Fig. 5.2), si ottiene una retta di equazione:

$$R_p = -20086.078 \ln \lambda - 399328.06. \quad (5.1)$$

Dalla teoria (vedi [19]) si ha che:

$$\alpha H = \frac{dR_p}{d \ln \lambda}, \quad (5.2)$$

ovvero il coefficiente angolare della retta interpolatrice è pari a  $\alpha H = -20086.078$ , con  $H$  corrispondente all'altezza di scala. Dividendo questo valore per  $\alpha = -4$ , corrispondente al valore che dovrebbe avere  $\alpha$  nell'approssimazione di scattering Rayleigh, si ottiene un'altezza di scala pari a circa  $H = 5000\text{km}$ ,

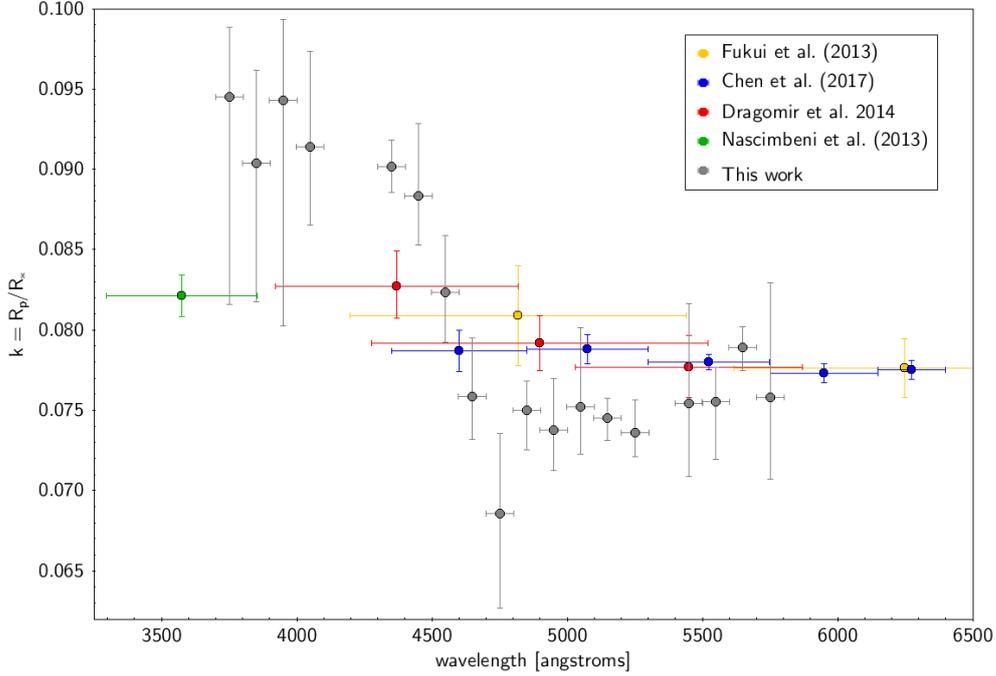


Figura 5.1: Spettro di trasmissione di GJ3470b nella regione blu dello spettro ottico che, oltre alle misure ottenute dall'analisi qui presentata (in grigio), include le misure ottenute con GTC/OSIRIS (blu; Chen et al. 2017), LBT/LBC (verde; Nascimbeni et al. 2013), LCOGT (rosso; Dragomir et al. 2014), OAO (giallo; Fukui et al. 2013).

valore che è circa 6 volte superiore ai valori riportati in letteratura (ad esempio in Nascimbeni et al. (2013),  $H = 750$  km. Dalle misure ottenute con l'analisi qui riportata non è quindi possibile confermare la presenza dello scattering Rayleigh come riportato in letteratura. Sebbene i valori di  $k$  risultino diversi per gli intervalli di lunghezza d'onda considerati, la pendenza delle misure verso la parte blu dello spettro appare eccessiva e l'altezza di scala che si ricaverebbe a partire dall'assunzione di puro scattering Rayleigh non appare fisicamente sensata per un pianeta di taglia nettuniana.

Di seguito sono riportate due possibili cause che spiegherebbero l'andamento anomalo dello spettro di trasmissione qui ottenuto:

- Effetti strumentali dovuti alla contaminazione dello spettro.

Sebbene sia stata scartata la parte dello spettro acquisito nella regione UV a  $\lambda < 3700\text{\AA}$  in quanto lo spettro parassita presenta un'intensità simile se non addirittura maggiore dello spettro di GJ3470, non possiamo sapere come questo agisca nella restante parte dello spettro in

Tabella 5.1: Valori di  $k$  calcolati nei diversi intervalli spettrali di osservazione ottenuti con i dati acquisiti in questa tesi.

Riferimento	$\lambda_1$ (Å)	$\lambda_2$ (Å)	$k$
Questa tesi	3700	3800	$0.0898 \pm 0.0086$
	3800	3900	$0.0873 \pm 0.0072$
	3900	4000	$0.0899 \pm 0.0095$
	4000	4100	$0.0896 \pm 0.0054$
	4100	4200	$0.0641 \pm 0.0037$
	4200	4300	$0.0739 \pm 0.0037$
	4300	4400	$0.0881 \pm 0.0016$
	4400	4500	$0.0870 \pm 0.0038$
	4500	4600	$0.0804 \pm 0.0033$
	4600	4700	$0.0740 \pm 0.0032$
	4700	4800	$0.0666 \pm 0.0054$
	4800	4900	$0.0727 \pm 0.0021$
	4900	5000	$0.0719 \pm 0.0029$
	5000	5100	$0.0743 \pm 0.0039$
	5100	5200	$0.0726 \pm 0.0013$
	5200	5300	$0.0718 \pm 0.0018$
	5300	5400	$0.0797 \pm 0.0011$
	5400	5500	$0.0742 \pm 0.0054$
	5500	5600	$0.0732 \pm 0.0029$
5600	5700	$0.0769 \pm 0.0014$	
5700	5800	$0.0747 \pm 0.0061$	

quanto attorno a  $4000 - 4200 \text{ \AA}$  avviene una completa sovrapposizione tra i due. Ciò che si nota dalle immagini è che lo spettro parassita varia nel tempo, diventando sempre più intenso relativamente allo spettro del target.

Tabella 5.2: Valori di  $k$  ottenuti nei diversi intervalli spettrali di osservazione, riportati da Chen et al. (2017), Dragomir et al. (2015), Nascimbeni et al. (2013) e Fukui et al. (2013).

Riferimento	$\lambda_1$ (Å)	$\lambda_2$ (Å)	$k$
Chen et al. (2017)	4350	4850	$0.0787 \pm 0.0013$
	4850	5300	$0.0788 \pm 0.0009$
	5300	5750	$0.0780 \pm 0.0005$
	5750	6150	$0.0773 \pm 0.0006$
	6150	6400	$0.0775 \pm 0.0006$
	6400	6650	$0.0768 \pm 0.0005$
	6650	6900	$0.0771 \pm 0.0007$
	6900	7150	$0.0779 \pm 0.0005$
	7150	7350	$0.0759 \pm 0.0005$
	7350	7550	$0.0778 \pm 0.0005$
Dragomir et al. (2015)	3920	4820	$0.0827^{+0.0022}_{-0.0020}$
	5029	5871	$0.07770^{+0.0020}_{-0.0019}$
	4277.5	5522.5	$0.0792^{+0.0017}_{-0.0017}$
	6984.5	8275.5	$0.0771^{+0.0012}_{-0.0011}$
Nascimbeni et al. (2013)	3297.5	3852.5	$0.0821 \pm 0.0013$
	952.5	974.5	$0.07484^{+0.00052}_{-0.00048}$
Fukui et al. (2013)	11200	13600	$0.07577^{+0.00072}_{-0.00075}$
	6989.5	8280.5	$0.0802 \pm 0.0013$
	5616	6878	$0.0776 \pm 0.0018$
	4197.5	5442.5	$0.0809 \pm 0.0031$

- Presenza di macchie stellari non occultate.  
poiché GJ3470 è una stella attiva, avente un filling factor di circa 10-15% (vedi [4]), la presenza di macchie non occultate durante il transito può avere degli effetti sullo spettro di trasmissione. Se le macchie fossero state occultate dal pianeta, visto che hanno una luminosità superfi-

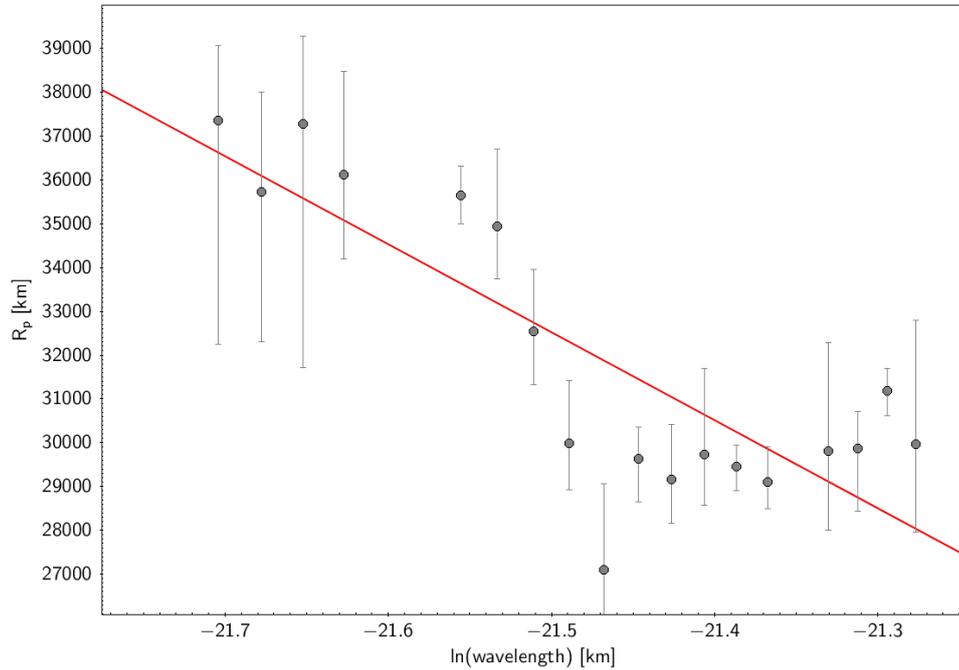


Figura 5.2: Plot in cui sono riportati i valori di  $R_p$ , ottenuti in questa analisi, in funzione di  $\ln \lambda$ . Le misure sono interpolate, tramite un fit ai minimi quadrati, con una retta di equazione  $R_p = -20086.078 \ln \lambda - 399328.06$ .

ziale minore rispetto alle fotosfera media, nella curva di luce risultante sarebbero stati presenti degli aumenti anomali di flusso in corrispondenza dell'occultazione delle macchie, visto che il risultato netto dell'evento è di aumentare la luminosità stellare media del disco stellare visibile. Ma poiché questi effetti non sono presenti nelle curve di luce ottenute, le macchie stellari potrebbero essere presenti ma non occultate durante il transito. Se le macchie non vengono occultate dal pianeta, la profondità del transito risulta più grande visto che la luminosità superficiale media nella regione attraversata dal pianeta è maggiore rispetto alle regioni della superficie in cui sono presenti le macchie, avendo come risultato la diminuzione del raggio apparente della stella. La non occultazione delle macchie porta quindi ad un aumento apparente del rapporto tra raggio del pianeta e raggio della stella. Inoltre, poiché le macchie stellari hanno una temperatura efficace minore rispetto alla superficie stellare, e sono quindi relativamente più rosse, questo effetto sarà più evidente nella parte blu dello spettro ottico. Infatti, il contrasto tra la macchia stellare e la fotosfera dipende dalla banda in cui

si osserva, perché dipende dalla temperatura, ed è quindi un effetto cromatico. Misurando curve di luce simultanee, si ha che la fotosfera avrà maggior contrasto se osservata nel blu e nell'ultravioletto, ovvero nella regione dello spettro che più risente della differenza tra zone calde e zone fredde. L'effetto provocato dall'attività stellare nello spettro di trasmissione è quindi una pendenza che mima l'andamento di quella prodotta dallo scattering di Rayleigh.

Oppure, l'effetto riscontrato potrebbe essere dovuto ad una combinazione delle due cause sopracitate e/o altri errori sistematici non identificati da questa tesi.

## 5.2 Conclusioni

In questa tesi è stata effettuata un'analisi di spettrofotometria differenziale su un singolo transito del pianeta nettuniano GJ3470b, utilizzando VLT/FORS2. Per la riduzione dei dati è stata sviluppata una pipeline, *Scolopendra*, ottimizzata per questo specifico tipo di osservazioni e setup strumentale. Dai 182 spettri estratti per entrambi i chip di FORS2 e per entrambe le stelle (stella target e stella di riferimento) sono state ricavate le curve di luce differenziali cromatiche mediate in 21 intervalli di lunghezza d'onda da 100Å ciascuno, da 3700 a 5800Å. Su queste curve cromatiche è stato poi eseguito un fit di un modello di transito e si è così potuto ricavare il valore del raggio planetario relativo al raggio stellare,  $R_p/R_*$ , nei diversi intervalli di lunghezza d'onda. E' stato infine costruito lo spettro di trasmissione in cui la pendenza descritta dalle nostre misure è risultata troppo ripida rispetto alle misure riportate in letteratura e l'altezza di scala che si ricaverebbe a partire dall'assunzione di puro scattering Rayleigh non appare fisicamente sensata. Le cause della discrepanza tra i dati qui presentati e quelli riportati in letteratura possono essere attribuite a due effetti: la presenza di uno spettro parassita nello spettro di GJ3470 e la presenza sulla fotosfera stellare di macchie (o regioni attive) non occultate durante il transito. Per quanto riguarda le prospettive future, si cercherà di ottimizzare le procedure di estrazione per ridurre la contaminazione causata dallo spettro parassita. Inoltre, verrà contattato lo staff di FORS2 per risalire a quale sia la causa della contaminazione dello spettro ed evitare e minimizzare il problema per le osservazioni future. Infine, i codici che sono stati sviluppati o adattati in questa analisi verranno applicati ad altri dati acquisiti con strumenti e setup strumentali simili a quelli qui riportati quali ad esempio MODS ad LBT e OSIRIS a GTC.

# Bibliografia

- [1] Awiphan S., et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol.463, 2574-2582, 2016
- [2] Beichman C., Gelino C.R., Kirkpatrick J. D. et al, *The Astrophysical Journal*, vol.783, pag 68, 2014b
- [3] Bonfils X., Gillon M., Udry S., et al., *Astronomy & Astrophysics*, vol.546, pag A27, 2012
- [4] Chen G., et al., *Astronomy & Astrophysics*, vol.600, pag A138, 2017
- [5] Claret A., Bloemen S., *Astronomy & Astrophysics*, vol.529, pag A75, 2011
- [6] Crossfield I.J.M., et al., *Astronomy & Astrophysics*, vol.559, pag A33, 2013
- [7] Crossfield I.J.M., *Publications of the Astronomical Society of Pacific*, vol.127, pag 941, 2015
- [8] Demory B.-O., Torres G., Neves V., et al., *The Astrophysical Journal*, vol.768, pag 154, 2013
- [9] Dragomir D., et al., *The Astrophysical Journal*, vol.814, pag 102-111, 2015
- [10] Eastman J., Siverd R., Gaudi B.S., *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol.122, pag 935-946, 2010
- [11] Ehrenreich D., et al., *Astronomy & Astrophysics*, vol.570, pag A89, 2014
- [12] Espinoza N., Jordan A., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol.000, pag 1-26 , 2015
- [13] Fukui A., et al., *The Astrophysical Journal*, vol.700, pag 95-108s, 2013

- [14] Gillon M., et al., *Nature*, vol.542, pagg 456-460, 2017
- [15] Husser T.-O., et al., *Astronomy & Astrophysics*, vol.553, pag.A6, 2013
- [16] Knutson H.A., et al., *Nature*, vol. 447, pag 183-186, 2007
- [17] Kurucz R. L., *Astrophysical Journal Supplement Series*, col.40, pag 1, 1979
- [18] Lecavelier des Etangs A., et al., *Astronomy & Astrophysics*, vol.481, pag L83-L86, 2008a
- [19] Lecavelier des Etangs A., et al., *Astronomy & Astrophysics*, vol.485, pag 865-869, 2008b
- [20] Mallonn M. and Strassmeier K.G., *Astronomy & Astrophysics*, vol.590, pag A100, 2016
- [21] Nascimbeni V., et al., *Astronomy & Astrophysics*, vol.527, pag A85, 2011
- [22] Nascimbeni V., et al., *Astronomy & Astrophysics*, vol.559, pag A32, 2013
- [23] Nascimbeni V., et al., *Astronomy & Astrophysics*, vol.579, pag A113, 2015
- [24] Pont F., et al., *Astronomy & Astrophysics*, vol.476, pag 1347, 2007
- [25] Seager S., Deming, D., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol.48, pag 631-672, 2010
- [26] Sedaghati E., et al., *Astronomy & Astrophysics*, vol.576, pag L11, 2015
- [27] Sing D.K., et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol.416, pag 1443, 2011
- [28] Sing D.K., et al., *Nature*, vol.529, pag 59, 2016
- [29] Southworth J., et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol.363, pag 529 , 2004
- [30] Szabados L. et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol.434, pag 870, 2013
- [31] Winn J.N., *Science*, vol. 340, pag 55-77, 2011