

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI SALERNO

Dipartimento di Fisica “E.R. Caianiello”

Corso di Laurea in Fisica A.A. 2017/2018



Analisi e individuazione dell'esopianeta Kelt-9b tramite il

metodo dei transiti

Tesi di Laurea Triennale in Fisica

Candidato

Gennaro Martone

Mat.0512600237

Relatore

Prof. Valerio Bozza

Sommario

L'obiettivo del presente elaborato è stato quello di studiare il pianeta extrasolare Kelt-9 b. A questo scopo è stata fatta una panoramica delle metodologie utilizzate per la scoperta di nuovi pianeti extrasolari, con particolare attenzione al metodo dei transiti. Tale metodo infatti è stato utilizzato per la scoperta dello stesso Kelt-9 b. Il fulcro centrale dell'elaborato riguarda invece l'osservazione del transito, le analisi dei dati ottenuti e la descrizione delle caratteristiche del pianeta e la sua stella.

Indice

1	Tecniche di scoperta dei pianeti extrasolari	3
1.1	Tecnica Doppler (o misura delle velocità radiali)	3
1.1.1	La tecnica	3
1.1.2	Esempi di pianeti scoperti	4
1.2	Tecnica Direct Imaging	5
1.2.1	La tecnica	5
1.2.2	Esempi di pianeti scoperti	6
1.3	Microlensing	6
1.3.1	La tecnica	6
1.3.2	Esempi di pianeti scoperti	10
1.4	Astrometria	10
1.4.1	La tecnica	10
2	Metodo dei transiti	13
2.1	Geometria delle eclissi	13
2.2	Probabilità delle eclissi	14
2.3	Durata delle eclissi	16
2.4	Perdita di flusso durante l'eclissi	18
2.5	Determinazione delle dimensioni assolute	19
2.6	Spettroscopia	21
2.6.1	Spettroscopia di trasmissione	21
2.6.2	Spettroscopia di occultazione	22
2.7	Effetto Rossiter-McLaughlin	23
2.8	Misura e interpretazione del segnale fotometrico	24
2.9	Risultati e prospettive	26
3	Osservazione del transito di Kelt-9b	28
3.1	Strumentazione e software utilizzati	28
3.2	Osservazione ed elaborazione dei dati	28
4	Il pianeta Kelt-9b	37
4.1	Scoperta e caratteristiche del sistema planetario di Kelt-9	37

1 Tecniche di scoperta dei pianeti extrasolari

I pianeti extrasolari o esopianeti sono pianeti non appartenenti al sistema solare, orbitanti cioè intorno a una stella differente dal sole. Al 10 Agosto 2018 sono 3820 i pianeti extrasolari, la quasi totalità dei quali è stata scoperta nell'arco degli ultimi 20 anni.

Vari metodi per la scoperta dei pianeti extrasolari sono stati sviluppati:

1. Spettroscopia Doppler (anche nota come misurazione delle velocità radiali, metodo indiretto)
2. Direct imaging
3. Microlensing
4. Astrometria
5. Osservazioni di transiti

Tali metodi, ad eccezione del direct imaging, sono tutti metodi indiretti, cioè rivelano la presenza del pianeta attraverso gli effetti che il pianeta causa sulla stella ospitante o una stella di fondo (microlensing). Ogni metodo ha dei target di riferimento specifici e dà accesso a informazioni diverse. Ad esempio, la spettroscopia Doppler e la tecnica dei transiti individuano preferibilmente pianeti con orbite vicine alla loro stella mentre l'astrometria e il direct imaging sono più sensibili a orbite ampie. In teoria, le tecniche sono complementari; nella pratica però è difficile applicarli agli stessi tipi di stelle e per questo motivo la nostra conoscenza delle caratteristiche degli esopianeti risulta essere frammentaria.

1.1 Tecnica Doppler (o misura delle velocità radiali)

1.1.1 La tecnica

Un esopianeta, induce cambiamenti nella posizione e nella velocità della stella attorno alla quale orbita, nonostante le dimensioni inferiori rispetto a quest'ultima. Quindi i due corpi orbitano intorno al loro centro di massa, che differisce sensibilmente dal centro della stella. Il moto della stella, nel caso abbia componente radiale non nulla, causa cambiamenti periodici del suo spettro per effetto Doppler e queste variazioni ci forniscono la velocità radiale dell'esopianeta. È più facile con questo metodo scoprire esopianeti con orbite molto piccole, da un lato, perché la forza gravitazionale aumenta al diminuire della distanza, dall'altro, perché un periodo minore causa variazioni Doppler più rapidamente individuabili.

La semiampiezza della velocità radiale, può essere espressa in $cm s^{-1}$ con la massa del pianeta espressa in unità di M_T :

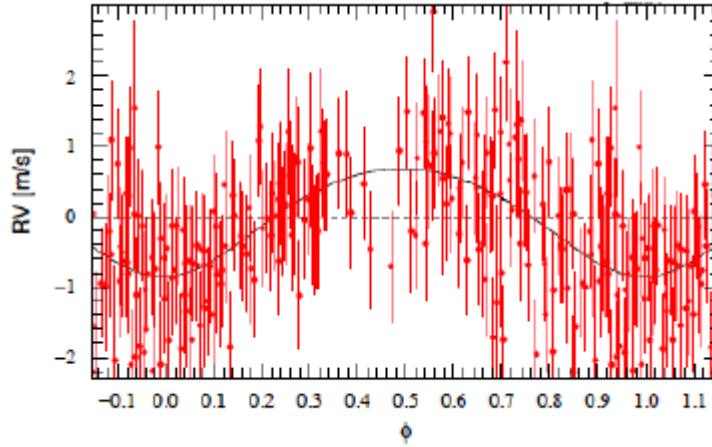


Figura 1: Velocità radiale in funzione del periodo orbitale del pianeta HD 85512 b

$$K_* = \frac{8.95 \text{ cm s}^{-1}}{\sqrt{1-e^2}} \frac{M_P \sin i}{M_T} \left(\frac{M_* + M_P}{M_S} \right)^{-2/3} \left(\frac{P}{\text{yr}} \right)^{(-1/3)} \quad (1)$$

Dove P è il periodo orbitale, M_p la massa dell'esopianeta, M_T la massa della Terra, M_* è la massa della stella, M_S la massa del sole e i l'inclinazione orbitale.

I parametri osservati sono usati per calcolare la **massa minima** del pianeta, cioè il prodotto $M_P \sin i$ se la massa della stella è nota. La vera massa del pianeta è sconosciuta poiché dipende dall'inclinazione orbitale, anch'essa sconosciuta. La probabilità di trovare l'inclinazione dell'orbita i in un particolare range $i_1 < i < i_2$ è data da:

$$P_{incl} = |\cos(i_2) - \cos(i_1)| \quad (2)$$

C'è quindi una probabilità dell'87% circa che l'inclinazione sia compresa fra i 30 e i 90 gradi e che la vera massa sia compresa fra la massa minima e il suo doppio.

1.1.2 Esempi di pianeti scoperti

Il numero di esopianeti scoperti con questa tecnica è calato drasticamente dal 2011 perché molti telescopi sono stati dedicati all'utilizzo della tecnica dei transiti e inoltre ci si è concentrati sulla scoperta di pianeti più piccoli, i quali richiedono un numero di misurazioni maggiori per avere misure accurate.

La figura 1 mostra l'esempio di un pianeta a bassa velocità radiale, scoperto con lo spettrografo HARPS. La semiampiezza della velocità radiale è circa $K = 0.769 \text{ m s}^{-1}$ ed il periodo orbitale è circa 58.43 giorni. I dati finali sono il risultato di 185 osservazioni fatte nel corso di 7.5 anni. Un anno dopo, HARPS ha individuato un candidato esopianeta col

più piccolo segnale di velocità radiale mai rilevato, alpha Centauri Bb con $K = 0.51 \text{ms}^{-1}$, massa minima $M = 1.13M_T$ ed un periodo orbitale di 3.24 giorni. La scoperta ha necessitato di 469 misure nell'arco di 7 anni.

Oltre alla precisione degli spettroscopi, un altro ostacolo all'acquisizione di buoni dati è la stella stessa. L'attività stellare, le macchie solari, oscillazioni di onde di pressione e cambiamenti nella granulazione causano variazioni spettrali che possono essere male interpretate come segnali di variazione di velocità radiale. Una sfida per il futuro risiede dunque nel cercare di modellare e scorrelare tale rumore stellare dall'effetto Doppler.

1.2 Tecnica Direct Imaging

1.2.1 La tecnica

La tecnica del Direct Imaging (Immagine Diretta), come il nome suggerisce, individua pianeti grazie ad immagini dirette. Il problema della tecnica è che, ad esempio, se un sistema planetario uguale al nostro si trovasse a 10 pc dalla Terra, il pianeta più luminoso avrebbe solo circa il 10^{-9} del flusso della stella madre, ad un angolo di separazione di 0.5 arcosecondi. Per questo motivo la tecnica è più sensibile a pianeti con orbite $a > 5 \text{UA}$ e dotati di grossa luminosità. Nonostante le grosse difficoltà ci sono stati successi notevoli, immagini e spettri di pianeti molto massivi (circa $M_p > 1000 M_T$). La difficoltà più grande del metodo è separare la luce del pianeta dal residuo di luce diffusa dalla stella madre. Ciò può essere fatto sia otticamente, rimuovendo la luce della stella prima che arrivi al rivelatore, oppure in fase di post-processing, sfruttando le differenze che ci sono tra luce planetaria e luce stellare. Anche in assenza di aberrazioni, le immagini create da un telescopio contengono aspetti che sommergono completamente il segnale planetario. La Point-Spread-Function (PSF) è la risposta del telescopio alle sorgenti puntiformi non risolte. Nel caso di telescopio senza aberrazioni, la PSF è il quadrato della trasformata di Fourier della funzione di apertura del telescopio. Per una apertura circolare non oscurata, lo schema di diffrazione è il disco di Airy; lo scopo dei coronografi è quello di eliminare questi pattern di diffrazione. Originariamente sviluppati da Lyot nel 1939, i coronografi utilizzano trucchi ottici per rimuovere il flusso della stella e permettere a parte del flusso del pianeta di rimanere. I migliori coronografi riducono la diffrazione ad un livello di 10^{-10} ad angoli di separazioni maggiori dell' IWA (inner working angle). La luce è anche diffusa da imperfezioni ottiche, causate dal telescopio, dalla camera o dalle turbolenze atmosferiche. Anche in assenza di turbolenze atmosferiche vi possono essere difetti delle ottiche che diffondono luce. La luce diffusa da questi piccoli fronti d'onda è particolarmente problematica perché forma pattern di macchioline che, nella luce monocromatica, sono simili a segnali che ci si aspetterebbe dagli esopianeti. Questo problema può essere parzialmente dall'ottica adattiva utilizzando specchi deformabili (DM) che correggono la fase della luce incidente. Un indice per riconoscere la qualità dell'ottica

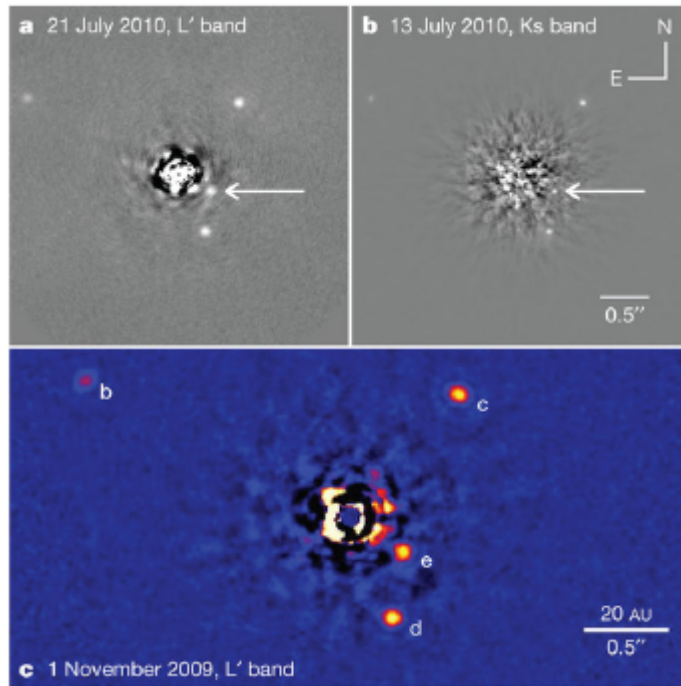


Figura 2: Immagine nel vicino infrarossi dell'ottica adattiva di Keck. Si vedono i 4 esopianeti, dalle 3 alle 7 masse gioviane.

adattiva è quella del rapporto di Strehl, cioè il rapporto tra il picco della PSF misurato e quello teorico. Con ottica adattiva di ultima generazione rapporti

1.2.2 Esempi di pianeti scoperti

Con questo tipo di tecnologie non è possibile vedere pianeti a distanze simili a quella di Giove dal Sole ma, fortunatamente, vi sono pianeti con luminosità propria che sono più semplici da individuare. Tali pianeti hanno una temperatura superficiale di circa 1000-2000 K e come per le nane brune, una gran parte della loro energia può essere rilasciata nel vicino infrarosso, rendendo il pianeta individuabile. Un esempio spettacolare di utilizzo del vicino infrarosso è il sistema multiplanetario HR8799 (figura 2) scoperto grazie al telescopio Keck.

1.3 Microlensing

1.3.1 La tecnica

Un evento di microlensing accade quando due stelle a differenti distanze passano ad una distanza minore del millisecondo d'arco sul piano del cielo. La luce della stella "S" (sorgente) è curvata dalla stella "L" (lente) e l'osservatore "O" vede un immagine "I" differente dalla reale sorgente (vedi figura 3). Se la sorgente e la lente sono perfettamente allineati lungo la linea di vista, la sorgente viene proiettata in un anello, detto **anello di Einstein** che ha dimensione angolare:

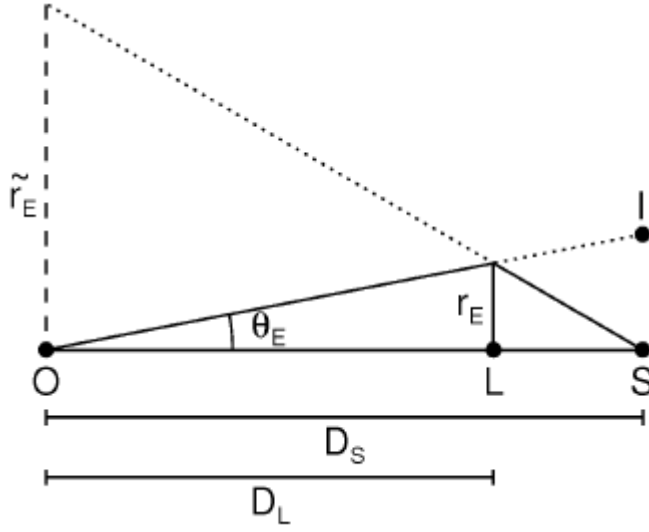


Figura 3: Geometria di base della lente gravitazionale

$$\theta_E = \sqrt{k M_L \pi_{rel}} \quad (3)$$

Con M_L massa della stella lente, π_{rel} è la parallasse trigonometrica tra la sorgente e la lente e $k = 8.14 mas * M_S^{-1}$

Se la sorgente non è perfettamente allineata allora viene messa a fuoco in due immagini che appaiono in linea con la sorgente e la lente e vicini all'anello di Einstein (vedi figura 4). A causa delle piccole dimensioni dell'anello di Einstein le due immagini della sorgente sono irrisolte ed è osservabile la loro amplificazione combinata:

$$A = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} \quad (4)$$

dove u è definito come la separazione angolare della lente e della sorgente, divisa per θ_E . Poiché la sorgente e la lente sono entrambe in movimento allora u è una funzione del tempo, e di conseguenza anche A .

Se la stella lente ha un sistema planetario e una delle immagini della sorgente passa vicino alla posizione di un pianeta, il pianeta stesso può essere individuabile. Infatti si viene a creare una perturbazione nella curva di luce del microlensing della sua stella madre. Poiché l'immagine generalmente appare vicino all'anello di Einstein, il microlensing è sensibile a pianeti con separazione u uguale alle dimensioni dell'anello di Einstein, $r_E = \theta_E D_L$.

La mappa di amplificazione può essere distorta dalla presenza del pianeta creando caustiche. Vi sono due tipi di perturbazioni corrispondenti a due set di caustiche prodotte dal

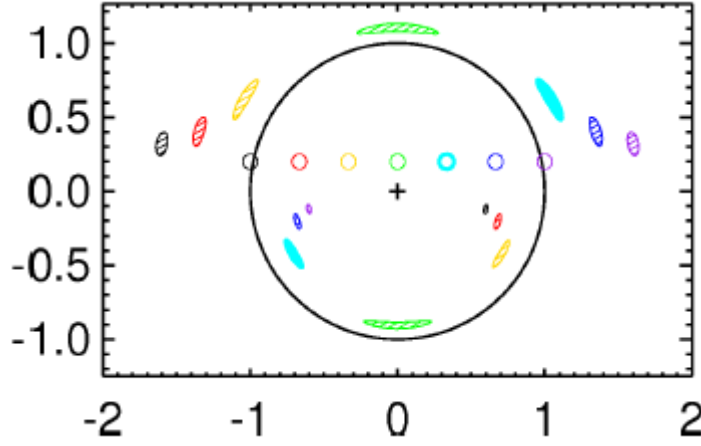


Figura 4: Immagini di una stella sorgente ingrandita. La posizione della sorgente è indicata dai pallini vuoti, mentre gli ovoidi piani mostrano l'immagine distorta per ogni punto della sorgente. Il cerchio nero è l'anello di Einstein. La stella lente è nell'origine, simboleggiata da "+".

pianeta: la *caustica planetaria* è la caustica più grande e non è associata alla posizione della stella lente, la *caustica centrale* è molto più piccola ed è localizzata nella posizione della stella lente.

In figura 5 si mostrano due esempi di traiettoria della sorgente, con le corrispondenti curve di luce, dettagli della perturbazione planetaria nell'attraversamento di due caustiche. Al decrescere del rapporto fra le masse q diminuisce anche la durata della perturbazione planetaria. In aggiunta la forma dettagliata della perturbazione dipende dalla dimensione relativa della stella sorgente rispetto alle dimensioni dell'anello di Einstein, ρ .

Con questa tecnica le osservabili sono q , il rapporto tra la massa del pianeta e della stella, e la separazione tra il pianeta e la stella lente divisa per θ_E . Quindi, per ricavare le informazioni riguardanti il pianeta, bisogna conoscere M_L e D_L . Questo ostacolo è superabile misurando θ_E e \tilde{r}_E (le dimensioni dell'anello di Einstein nel piano dell'osservatore, vedi figura 3) da effetti di ordine superiore nella curva di luce del microlensing. Le caratteristiche del pianeta possono dunque essere calcolate:

$$M_p = qM_L \quad (5)$$

$$a_\perp = s\theta_E D_L \quad (6)$$

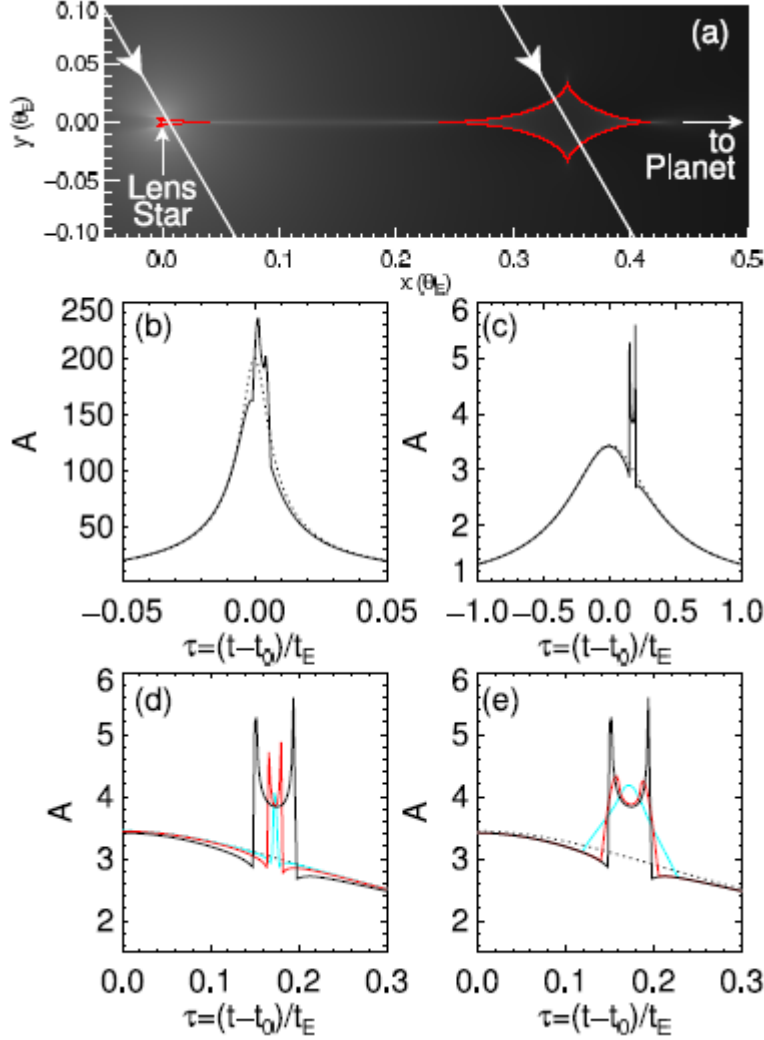


Figura 5: (a) Mappa di ingrandimento per un pianeta con $q = 0.001$, $s = 1.188$ e $\rho = 0.001$. Le linee rosse indicano le caustiche, e le frecce indicano due possibili traiettorie. La scala è fatta in modo che l'anello di Einstein abbia un raggio di 1 e sia centrato nell'origine. Il pianeta è giusto fuori dal grafico, a $(1.188, 0)$. (b) Curva di luce corrispondente alla traiettoria di sinistra (attraversamento della caustica centrale). Il punteggiato mostra la curva di luce per una lente puntiforme. (c) Curva di luce corrispondente alla traiettoria di destra (attraversamento della caustica planetaria). (d) Dettaglio di (c) che mostra le variazioni del segnale al variare di $q = 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ (nero, rosso, ciano). (e) Variazione del segnale planetario al variare di $\rho = 0.001, 0.01, 0.03$ (nero, rosso, ciano).

1.3.2 Esempi di pianeti scoperti

Molti dei pianeti scoperti dal microlensing hanno un rapporto di masse molto più grande dei pianeti gioviani. Allo stesso tempo non avendo un target specifico di stelle, il microlensing è più sensibile alle nane di classe M poiché sono le più comuni della galassia. In particolare, ci sono due esempi confermati di eventi in cui una nana di tipo M ospita un pianeta super gioviano; OGLE-2005-BLG-071 (Udalski et al., 2005, Dong et al., 2009) e MOA-2009-BLG-387 (Batista et al., 2011). L'esistenza di questi pianeti è difficile da spiegare perché le teorie contemporanee sulla formazione dei pianeti predice che pianeti massivi e gioviani, dovrebbero essere molto rari attorno alle nane M (Laughlin et al., 2004; Ida and Lin., 2005). Probabilmente questi pianeti si sono formati attraverso instabilità gravitazionali e in seguito sono migrati nelle orbite in cui sono stati osservati.

Il microlensing non necessita di luce proveniente dal pianeta, ed è quindi l'unico metodo sensibile all'individuazione di pianeti interstellari. Un pianeta interstellare è un corpo celeste avente una massa equivalente a quella di un pianeta ma non legato gravitazionalmente a nessuna stella. Essi si muovono quindi liberamente nello spazio interstellare come oggetti indipendenti. Secondo un recente studio (Mroz et al., 2017) vi sarebbero in media 0.25 pianeti interstellari di tipo gioviano per ogni stella nella Via Lattea.

Oltre agli avanzamenti tecnologici, il futuro del microlensing risiede nello studio dallo spazio tramite satelliti. Questo mezzo ha il vantaggio di una maggiore precisione fotometrica, l'assenza di atmosfera e una migliore risoluzione.

1.4 Astrometria

1.4.1 La tecnica

L'astrometria si propone di individuare il movimento della stella indotto dalla eventuale presenza di un pianeta. Infatti, a causa della forza di gravità, il centro di massa del sistema stella-pianeta sarà un punto diverso dal centro della stella, che avrà una sua orbita. La tecnica è più sensibile a pianeti massicci e con orbite molto ampie, dunque in potenza è complementare ad altre tecniche. Purtroppo però a causa dell'alto grado di precisione necessaria sul moto proprio della stella non è stata molto utilizzata. Questo moto segue le leggi di Keplero ed è parametrizzato dal periodo P , l'eccentricità e , il tempo di passaggio al periastro T_0 , l'inclinazione relativa al piano del cielo i , la longitudine del periastro ω , la longitudine del nodo ascendente Ω ed il semiasse maggiore a_1 espresso in unità angolari.

Le costanti di Thiele-Innes A , B , E , G , sono in genere utilizzate perché linearizzano il termine orbitale dell'espressione generale per un segnale astrometrico Λ misurata lungo un asse determinato dall'angolo ψ

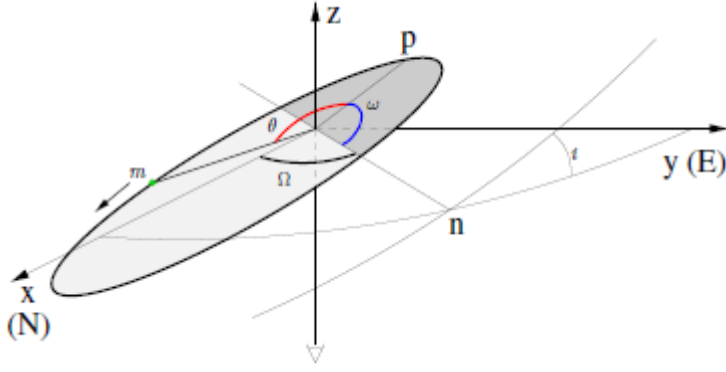


Figura 6: Illustrazione dell'orbita descritta dalla stella (m) intorno al baricentro situato nell'origine. L'osservatore vede il piano del cielo definito dagli assi $x - y$ dal basso lungo l'asse z . Gli angoli $i, \omega, \Omega, \Theta$, il nodo ascendente n , e la posizione del periastro p sono indicati. Per convenzione, x è il Nord e y l'est.

$$\Lambda = (\Delta\alpha^* + \mu_{\alpha^*}t) \cos \psi + (\Delta\delta + \mu_{\delta}t) \sin \psi + \bar{\omega}\Pi_{\psi} + (BX + GY) \cos \psi + (AX + FY) \sin \psi \quad (7)$$

dove $\bar{\omega}$ è la parallasse, Π_{ψ} è il fattore di parallasse lungo ψ , X e Y sono le coordinate rettangolari:

$$X = \cos E - e \quad (8)$$

$$Y = \sqrt{1 - e^2} \sin E \quad (9)$$

ed E è l'anomalia eccentrica. Questa relazione include le coordinate di deviazione nel sistema equatoriale $(\Delta\alpha^*, \Delta\delta)$, moto corretto $(\mu_{\alpha^*}, \mu_{\delta})$, movimento parallattico e movimento orbitale.

Il semiasse maggiore dell'orbita della stella intorno al baricentro \bar{a}_1 dipende dalla massa della stella e dalla massa del pianeta tramite la legge di Keplero:

$$4\pi^2 \frac{\bar{a}_1^3}{P^2} = G \frac{M_P^3}{(M_* + M_P)^2} \quad (10)$$

dove G è la costante gravitazionale.

Se la massa della stella è nota è possibile calcolare la massa del pianeta senza l'ambiguità di $\sin i$ rispetto al metodo Doppler. L'equazione (10) evidenzia come l'ampiezza del segnale

astrometrico cresca al crescere del periodo, rendendo la tecnica ideale per pianeti con orbite dal lungo periodo.

Sebbene il metodo sia meno sensibile all'attività stellare, che è il primo ostacolo per la ricerca dei pianeti tipo Terra, la precisione richiesta per individuare tali pianeti è il micro-arcosecondo.

Al 10 Agosto 2018 risultano solo 4 gli esopianeti individuati con questa tecnica, ma grandissima fiducia viene riposta nella missione Gaia, lanciata nel 19 Dicembre del 2013. Gaia è un satellite che farà misure astrometriche ad alta precisione, compilando una mappatura della Via Lattea con maggiore precisione per le stelle più vicine. È stato stimato che per la fine della missione (prorogata negli ultimi anni fino al 2020), scoprirà migliaia di nuovi esopianeti.

2 Metodo dei transiti

Kelt-9b, come la gran parte degli esopianeti conosciuti oggi, è stato scoperto tramite la tecnica dei transiti. Per meglio chiarirla sarà necessario prima introdurre dei concetti fondamentali.

Si chiama *eclissi* l'oscuramento di un corpo celeste a causa di un altro. Se i due oggetti hanno dimensioni diverse, il passaggio dell'oggetto più piccolo di fronte a quello più grande si chiama *transito*, mentre il passaggio del corpo più piccolo dietro quello più grande si chiama *occultazione*. Generalmente, i transiti si riferiscono al passaggio dell'intero disco del corpo più piccolo di fronte a quello più grande, ma in questo capitolo si farà riferimento anche ai casi *radenti*, cioè quelli in cui il disco non si sovrappone completamente.

Nei sottoparagrafi a seguire sarà fornito un impianto formale generale del metodo dei transiti utilizzando i calcoli di Murray e Correia, sviluppati nel loro capitolo sulla dinamica degli esopianeti (Murray et Correia, 2010).

2.1 Geometria delle eclissi

Consideriamo un pianeta di raggio R_p e massa M_p orbitante una stella di raggio R_* e massa M_* . Il rapporto R_p/R_* sarà usato con frequenza e denominato quindi k . Saranno scelte le coordinate del sistema centrate nella stella, con il piano del cielo definito dagli assi $X-Y$ (con X linea dei nodi che punta verso il nodo ascendente) e l'asse $+Z$ che punta all'osservatore.

La distanza tra la stella e il pianeta è data dall'equazione:

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos f} \quad (11)$$

dove a è il semiasse maggiore dell'orbita relativa e f è l'anomalia vera, una funzione implicita del tempo che dipende dal periodo P e dall'eccentricità e .

La posizione del pianeta può essere espressa nel nostro sistema di coordinate cartesiane centrate sulla stella utilizzando anche l'inclinazione i e l'argomento del periastro ω :

$$X = -r \cos(\omega + f) \quad (12)$$

$$Y = -r \sin(\omega + f) \cos i \quad (13)$$

$$Z = r \sin(\omega + f) \sin i. \quad (14)$$

Quando l'eclissi accade $r_{sky} = \sqrt{X^2 + Y^2}$ è nel suo minimo locale. Poiché l'espressione di r_{sky} porta con sé un'algebra complicata sarà usata un'eccellente approssimazione, $X = 0$, l'ipotesi cioè che le eclissi siano centrate attorno alle *congiunzioni*. Tale approssimazione è valida, eccetto che in orbite estremamente eccentriche e piccole con eclissi radenti, e ci dà:

$$f_{tra} = +\frac{\pi}{2} - \omega \quad (15)$$

$$f_{occ} = -\frac{\pi}{2} - \omega. \quad (16)$$

Il *parametro di impatto* b è la distanza proiettata sul cielo tra stella e pianeta al momento della congiunzione, in unità di raggio stellare:

$$b_{tra} = \frac{a \cos i}{R_*} \left(\frac{1 - e^2}{1 + e \sin \omega} \right) \quad (17)$$

$$b_{occ} = \frac{a \cos i}{R_*} \left(\frac{1 - e^2}{1 - e \sin \omega} \right). \quad (18)$$

Per i casi più comuni in cui $R_* \ll a$, lo spostamento del pianeta lungo il disco stellare è una linea retta tra i punti $X = \pm R_* \sqrt{1 - b^2}$, $Y = b R_*$.

2.2 Probabilità delle eclissi

Mentre il pianeta orbita attorno alla sua stella, la sua ombra descrive un cono che spazza una banda sulla sfera celeste. Dunque un osservatore dentro la banda dell'ombra vedrà il transito. L'angolo di apertura del cono, Θ , soddisfa la condizione:

$$\sin \Theta = \frac{R_* + R_p}{r} \quad (19)$$

dove r è la distanza istantanea stella-pianeta. Questo cono è chiamato *penombra*. C'è anche un cono interno, l'*antumbra*, definito da:

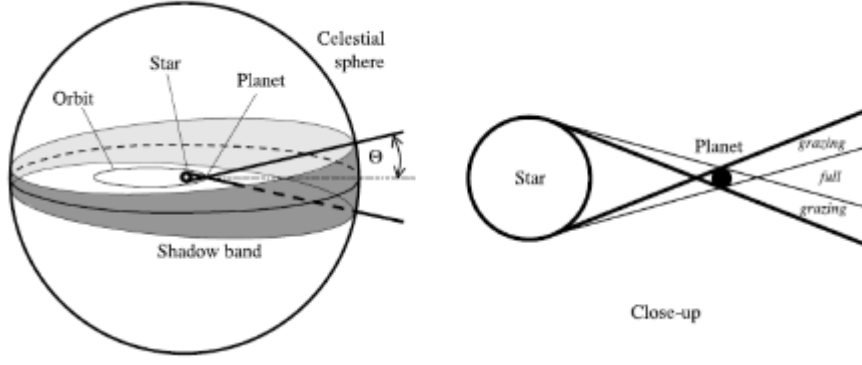


Figura 7: *Sinistra*: I transiti sono visibili soltanto da un osservatore nella fascia grigia della sfera celeste. *Destra*: Immagine ingrandita che mostra la penombra (linee spesse), l’antumbra (linee sottili) in cui i transiti sono pieni.

$$\sin \Theta = \frac{R_* - R_p}{r} \quad (20)$$

nel quale i transiti sono pieni, non radenti (Figura 7).

Una situazione comune è che non sia nota l’inclinazione orbitale i , come nel caso della tecnica Doppler, e quindi non si può essere certi di avere un transito. La probabilità associata all’evento può essere calcolata come la frazione d’ombra della linea di longitudine:

$$p_{tra} = \left(\frac{R_* \pm R_p}{a} \right) \left(\frac{1 + e \sin \omega}{1 - e^2} \right) \quad (21)$$

$$p_{occ} = \left(\frac{R_* \pm R_p}{a} \right) \left(\frac{1 - e \sin \omega}{1 - e^2} \right), \quad (22)$$

dove il segno “+” permette anche eclissi radenti, mentre “−” le esclude. Nel caso comune in cui $R_* \gg R_p$ ed $e = 0$:

$$p_{tra} = p_{occ} = \frac{R_*}{a} \approx 0.005 \left(\frac{R_*}{R_S} \right) \left(\frac{a}{1AU} \right)^{-1}. \quad (23)$$

Si nota che mentre nelle orbite circolari transiti e occultazioni vanno di pari passo, in orbite eccentriche si possono avere transiti senza occultazioni o viceversa.

Volendo rendere marginale il ruolo della longitudine ω , mediando il suo valore nelle formule (21) e (22) si ottiene:

$$p_{tra} = p_{occ} = \left(\frac{R_* \pm R_p}{a} \right) \left(\frac{1}{1 - e^2} \right). \quad (24)$$

Quindi la probabilità di trovare il transito di un pianeta ad una particolare distanza orbitale intorno ad una stella dal raggio dato è $P = \eta p_{tra}$ con η la frazione di stelle aventi pianeti alla distanza voluta. Prima di osservare un transito, quindi, bisogna in media cercare $N = (\eta p_{tra})^{-1}$ stelle.

2.3 Durata delle eclissi

Nelle eclissi non radenti il disco planetario e quello stellare sono tangenti a quattro *tempi di contatto* $t_I - t_{IV}$. Definiamo a partire da questi quattro tempi:

- *Durata totale* $T_{tot} = t_{IV} - t_I$
- *Durata piena* $T_{full} = t_{III} - t_{II}$
- *Durata di ingresso* $T_{ing} = t_{II} - t_I$
- *Durata di uscita* $T_{egr} = t_{IV} - t_{III}$.

Ponendo $r_{sky} = R_* \pm R_p$, si ottengono le anomalie vere associate ai vari tempi di contatto, da sostituire nell'integrale della formula (44) del capitolo di Murray e Correia:

$$T_{full} = t_{III} - t_{II} = \frac{P}{2\pi\sqrt{1 - e^2}} \int_{f_{II}}^{f_{III}} \left[\frac{r(f)}{a} \right] df. \quad (25)$$

Per orbite circolari:

$$T_{tot} = t_{IV} - t_I = \frac{P}{\pi} \sin^{-1} \left[\frac{R_*}{a} \frac{\sqrt{(1 + k)^2 - b^2}}{\sin i} \right] \quad (26)$$

$$T_{full} = t_{III} - t_{II} = \frac{P}{\pi} \sin^{-1} \left[\frac{R_*}{a} \frac{\sqrt{(1 - k)^2 - b^2}}{\sin i} \right]. \quad (27)$$

Per orbite eccentriche una buona approssimazione consiste invece nel moltiplicare le equazioni (26) e (27) per il fattore adimensionale:

$$\frac{\dot{X}(f_c)[e = 0]}{\dot{X}(f_c)} = \frac{\sqrt{1 - e^2}}{1 \pm e \sin \omega}, \quad (28)$$

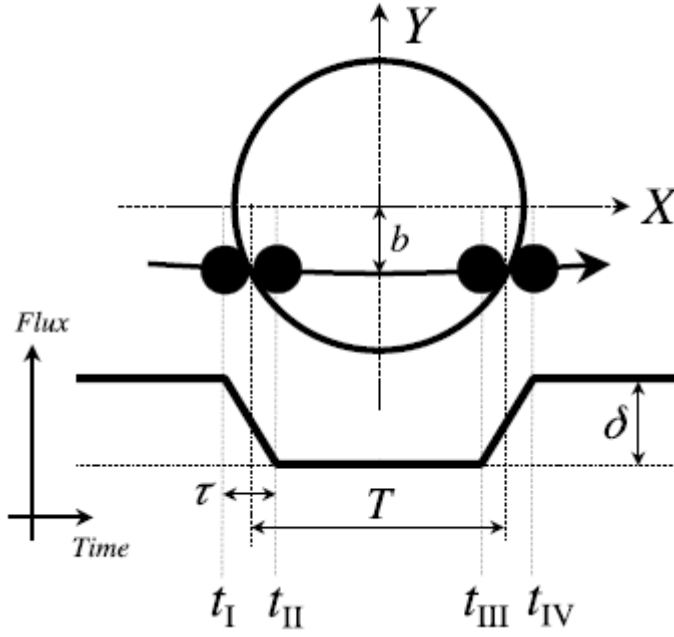


Figura 8: Illustrazione del transito nelle coordinate definite nella sottosezione 2.1. I quattro tempi di contatto, T e τ , sono definiti nella sottosezione 2.3, la perdita di flusso in funzione del tempo (approssimazione trapezoidale) nella sottosezione 2.4

dove “+” si riferisce ai transiti e “−” alle occultazioni.

In teoria i tempi di ingresso e uscita sarebbero diversi, in pratica però la differenza è così piccola che possono essere approssimati allo stesso valore τ . Si può definire quindi un nuovo valore importante di tempo :

$$T = T_{tot} - \tau, \quad (29)$$

visibile in figura 8.

Nei limiti $e \rightarrow 0$, $R_p \ll R_* \ll a$, e $b \ll 1 - k$ (che esclude i casi radenti) tale formula è semplificata:

$$T \approx T_0 \sqrt{1 - b^2}, \tau \approx \frac{T_0 k}{\sqrt{1 - b^2}}, \quad (30)$$

con T_0 fattore di scalamento temporale caratteristico:

$$T_0 = \frac{R_* P}{\pi a} \approx 13 \text{hr} \left(\frac{P}{1 \text{yr}} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_*}{\rho_{sun}} \right)^{-1/3}. \quad (31)$$

Per orbite eccentriche bisogna moltiplicare il fattore adimensionale di formula (28).

2.4 Perdita di flusso durante l'eclissi

Durante un transito il flusso di luce cala perché il pianeta si frappone tra l'osservatore e la stella per poi risalire quando il lato diurno del pianeta diventa visibile. Formalmente, il flusso si può esprimere come segue:

$$F(t) = F_*(t) + F_p(t) - \begin{cases} k^2 \alpha_{tra}(t) F_*(t) & \text{transiti} \\ 0 & \text{fuori dall'eclisse} , \\ \alpha_{occ}(t) F_p(t) & \text{occultazioni} \end{cases} \quad (32)$$

dove F_* e F_p sono rispettivamente i flussi provenienti dalla stella e dal pianeta, $\alpha(t)$ sono funzioni adimensionali dell'ordine dell'unità che dipendono dalla sovrapposizione dei dischi. In questo paragrafo si considereranno marginali i fenomeni di brillamento, rotazione di macchie solari, plages e maree dovute alla forza di gravità tra la stella e il pianeta in modo da trattare F_* come una costante. In questo caso ci si può interessare solo al rapporto $f(t) = F(t)/F_*$. Definendo l'intensità media del disco planetario e stellare rispettivamente I_p e I_* consegue che $F_p/F_* = k^2 I_p/I_*$ e si può esprimere $f(t)$:

$$f(t) = 1 + k^2 \frac{I_p(t)}{I_*} - \begin{cases} k^2 \alpha_{tra}(t) & \text{transiti} \\ 0 & \text{fuori dall'eclisse} \\ \alpha_{occ}(t) k^2 \frac{I_p(t)}{I_*} & \text{occultazioni} \end{cases} \quad (33)$$

I_p dipende esclusivamente dalle mutazioni atmosferiche del pianeta nel tempo ed è approssimabile ad una costante durante il tempo relativamente breve di un'eclissi. Inoltre, in prima approssimazione si possono considerare le funzioni α come dei trapezi. Come conseguenza di ciò si ha come massima perdita di luce durante il transito:

$$\delta_{tra} \approx k^2 \left(1 - \frac{I_p(t_{tra})}{I_*} \right) \quad (34)$$

Nel caso usuale in cui $I_p \ll I_*$:

$$\delta_{tra} \approx k^2 \quad (35)$$

Mentre la massima perdita di luce per un occultazione:

$$\delta_{occ} \approx k^2 \frac{I_p(t_{occ})}{I_*} \quad (36)$$

Nell'approssimazione trapezoidale, non solo non si tiene conto della non uniformità del moto del disco planetario e stellare, ma anche del fatto che in caso di moto uniforme l'area di sovrapposizione non seguirebbe una legge lineare del tempo. Inoltre, l'approssimazione non considera il fenomeno dell'oscuramento del bordo stellare, anche detto in inglese **limb darkening**. Il disco stellare reale è più luminoso nel suo centro rispetto al bordo, a causa della variazione di temperatura e opacità con l'altitudine nell'atmosfera stellare. Di conseguenza si ha che durante il transito si ha una perdita di luminosità maggiore di k^2 , quando il pianeta è vicino al centro della stella, e minore di k^2 , quando il pianeta è vicino al bordo, facendo diventare la curva di luce una sorta di buca arrotondata.

2.5 Determinazione delle dimensioni assolute

Il metodo dei transiti dà accesso ad informazioni utili per determinare la massa e il raggio dell'esopianeta. La curva di luce da sola rivela il rapporto tra il raggio del pianeta e della stella $k = R_p/R_* \approx \sqrt{\delta}$, e non il raggio assoluto. Per conoscere la massa planetaria si necessita della velocità radiale della stella madre, in particolare della semiampiezza della velocità. Usando l'equazione (66) del capitolo di Murray e Correia si può scrivere:

$$\frac{M_p}{(M_p + M_*)^{2/3}} = \frac{K_* \sqrt{1 - e^2}}{\sin i} \left(\frac{P}{2\pi G} \right)^{1/3} \quad (37)$$

L'osservazione del transito ci permette di approssimare $\sin i \approx 1$ rompendo la degenerazione $M_p \sin i$. Si osserva però che anche in questo caso non si può conoscere la massa assoluta del pianeta, senza prima conoscere la massa della stella. Utilizzando l'approssimazione solita $M_p \ll M_*$ si determina solo il rapporto $(M_p/M_*)^{2/3}$.

Oltre a δ , il transito ci fornisce T_{tot} e T_{full} (o T e τ) i quali possono essere usati per il calcolo del parametro di impatto b e per il *raggio stellare scalato* R_*/a . Per transiti non radenti, nel limite $R_p \ll R_* \ll a$ si invertono le equazioni (26) e (27):

$$b^2 = \frac{(1 - \sqrt{\delta})^2 - (1 + \sqrt{\delta})^2 (T_{full}/T_{tot})^2}{1 - (T_{full}/T_{tot})^2} \quad (38)$$

$$\frac{R_*}{a} = \frac{\pi}{2\delta^{1/4}} \frac{\sqrt{T_{tot}^2 - T_{full}^2}}{P} \left(\frac{1 + e \sin \omega}{\sqrt{1 - e^2}} \right). \quad (39)$$

Tali formule possono essere semplificate nel caso di piccoli pianeti in traiettorie non radenti, che implica $\tau \ll T$, diventando:

$$b^2 = 1 - \sqrt{\delta} \frac{T}{\tau} \quad (40)$$

$$\frac{R_*}{a} = \frac{\pi}{2\delta^{1/4}} \frac{\sqrt{T}\tau}{P} \left(\frac{1 + e \sin \omega}{\sqrt{1 - e^2}} \right). \quad (41)$$

E, con queste formule e quelle dei parametri di impatto (17) e (18), si può calcolare l'inclinazione orbitale i .

Il fattore adimensionale $\frac{R_*}{a}$ può essere usato per calcolare la densità media della stella ρ_* e la densità media planetaria ρ_p , sfruttando la terza legge di Keplero:

$$\rho_* + k^3 \rho_p = \frac{3\pi}{GP^2} \left(\frac{a}{R_*} \right)^3. \quad (42)$$

Spesso k^3 è un valore molto piccolo e il secondo termine dell'equazione può essere trascurato, quindi ρ_* può essere calcolato con la semplice fotometria del transito.

In aggiunta, è possibile calcolare la gravità del pianeta pur non conoscendo i parametri stellari, grazie alla formula (66) del capitolo di Murray e Correia:

$$g_p = G \frac{M_p}{R_p^2} = \frac{2\pi}{P} \frac{\sqrt{1 - e^2}}{(R_p/a)^2 \sin i}. \quad (43)$$

Il periodo orbitale P può essere determinato da una serie di transiti o occultazioni, facendo un fitting lineare dell'equazione:

$$t_c[n] = t_c[0] + nP, \quad (44)$$

dove $t_c[n]$ è il tempo di congiunzione dell' n -esimo evento. L'errore su P varia inversamente al numero di eclissi usate nelle osservazioni, rendendo possibile una precisione elevata. Se l'orbita del pianeta non segue un'ellissi precisa, ad esempio a causa di forze di corpi

aggiuntivi, rigonfiamenti di maree o rotazionali, effetti non-Kepleriani o relatività generale, allora ci saranno variazioni negli intervalli tra transiti o occultazioni successive. Questi effetti possono essere parametrizzati grazie alla precessione (Miralda-Escudé 2002), o a piccoli termini dovuti a altri pianeti (Holman & Murray 2005, Agol et al. 2005) o lune (Kipling 2009). Monitorando i transiti si possono scoprire tali corpi (Fabrycky 2010).

Quando si osservano sia transiti che occultazioni, si hanno forti restrizioni sulla forma dell'orbita. Per un'orbita circolare questi eventi sono separati da $P/2$, ma generalmente l'intervallo dipende da ω e da e . Integrando $\frac{dt}{df}$ tra due congiunzioni si ottiene:

$$\Delta t_c \approx \frac{P}{2} \left(1 + \frac{4}{\pi} e \cos \omega \right) \quad (45)$$

Questa equazione ci dà una stima di $e \cos \omega$.

I tempi di transito e di occultazione invece ci forniscono una stima del parametro complementare $e \sin \omega$:

$$\frac{T_{occ}}{T_{tra}} \approx \frac{1 + e \sin \omega}{1 - e \sin \omega} \quad (46)$$

I limiti su e così ricavati sono spesso utili: i pianeti vicini alla stella madre su orbite eccentriche sono riscaldati dall'attrito causato dalle variazioni delle maree del pianeta, rendendo più chiara la struttura termica degli stessi; nei pianeti con orbite ampie sono utili nell'analisi statistica delle orbite.

2.6 Spettroscopia

2.6.1 Spettroscopia di trasmissione

A differenza di quanto si è ipotizzato fino ad ora, la forma dei pianeti non è molto netta. I giganti gassosi non hanno una superficie ben definita, e anche pianeti con superfici solide possono avere un'atmosfera spessa. Durante il transito, una piccola porzione della luce stellare passa attraverso l'atmosfera più superficiale e viene parzialmente assorbita. L'assorbimento sarà ovviamente dipendente dalle lunghezze d'onda: a lunghezze d'onda di forti transizioni atomiche e molecolari, l'atmosfera è più opaca e l'effettiva sagoma del pianeta è più larga. Questo fenomeno porta a considerare la *spettroscopia di trasmissione* dell'atmosfera superficiale un buon metodo per ottenere informazioni sulla composizione del pianeta.

Per una forte transizione, la dimensione effettiva del pianeta cresce di alcune scale atmosferiche di altezza H :

$$H = \frac{k_b T}{\mu_m g}, \quad (47)$$

dove T è la temperatura del pianeta, μ_m è la sua massa molecolare media, g è la sua accelerazione gravitazionale e k_b è la costante di Boltzmann.

Si definisce R_p come il raggio in cui il pianeta è otticamente opaco ad ogni lunghezza d'onda, l'assorbimento extra dovuto alla porzione di pianeta non opaca causa un accrescimento della penetrazione del transito di:

$$\Delta\delta = \frac{\pi (R_p + N_H H)^2}{\pi R_*^2} - \frac{\pi R_p^2}{\pi R_p^2} \approx 2N_H \delta \left(\frac{H}{R_p} \right), \quad (48)$$

dove N_H è il numero di scale atmosferiche ed è dell'ordine dell'unità. Il segnale è più forte per pianeti gioviani caldi attorno a stelle simili al sole ($\Delta\delta \sim 10^{-4}$), rispetto a pianeti terrestri intorno a stelle simili al sole ($\Delta\delta \sim 10^{-6}$).

2.6.2 Spettroscopia di occultazione

Anche un'occultazione si può analizzare spettroscopicamente, rivelando la luminosità relativa del disco planetario, se k è nota. La radiazione planetaria ha due origini: radiazione termica e luce stellare riflessa. Inoltre, il pianeta è più freddo della stella quindi la componente termica emerge a lunghezze d'onda più grandi rispetto alla componente di riflessione. Supponendo che il pianeta abbia luminosità uniforme e che le lunghezze d'onda osservate siano abbastanza grandi da far dominare il termine di emissione termica, si approssimano stella e pianeta a corpi neri:

$$\delta_{occ}(\lambda) = k^2 \frac{B_\lambda(T_p)}{B_\lambda(T_*)} \rightarrow k^2 \frac{T_p}{T_*}, \quad (49)$$

dove $B_\lambda(T)$ è la funzione di Planck:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(\lambda k_b T)} - 1} \rightarrow \frac{2ck_b T}{\lambda^4}, \quad (50)$$

in cui T è la temperatura, λ è la lunghezza d'onda, h è la costante di Planck e c è la velocità della luce. Il caso limite mostrato nell'equazione (50) è la legge classica di Rayleigh-Jeans, quando le lunghezze d'onda rispettano $\lambda \gg hc/k_b T$. Il decremento δ_{occ} , osservato sperimentalmente può essere ottenuto dall'equazione (49) integrando sulla banda passante. Quando la radiazione planetaria non è più descrivibile con la legge di Planck, si può comun-

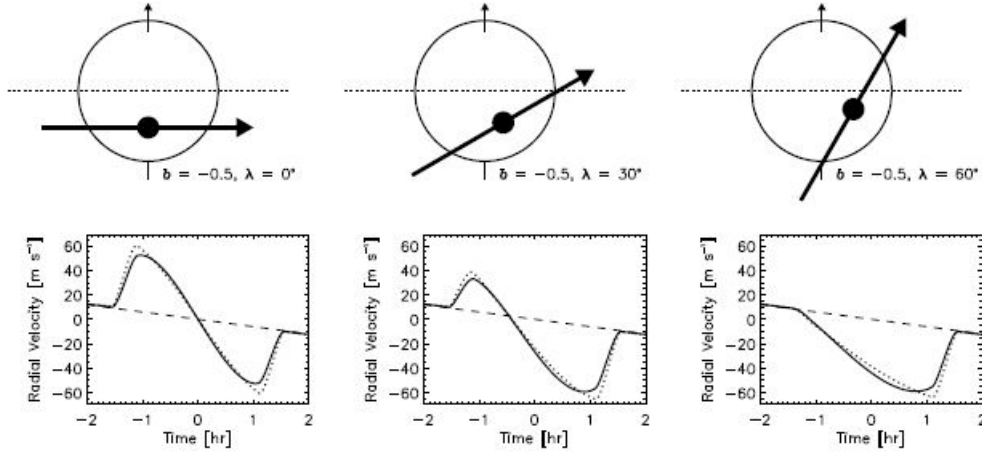


Figura 9: Variazioni anomale di velocità radiale in funzione del tempo per differenti valori dell'angolo λ . λ è l'angolo compreso tra l'asse orbitale dell'esopianeta e l'asse rotazionale della stella mentre b è il parametro di impatto, costante nelle tre diverse traiettorie.

che definire una *temperatura di luminosità* $T_b(\lambda)$ che è la temperatura equivalente che un corpo nero deve avere per restituire il valore osservato di $\delta_{occ}(\lambda)$.

La spettroscopia dei transiti delle occultazioni fornisce informazioni complementari sull'atmosfera planetaria. È possibile ad esempio misurare lo spettro di riflessione del lato diurno del pianeta osservando per piccole lunghezze d'onda, oppure sottraendo l'emissione termica. La profondità dell'occultazione a causa della sola luce riflessa è:

$$\delta_{occ}(\lambda) = A_\lambda \left(\frac{R_p}{a} \right)^2 \quad (51)$$

dove A_λ è l'*albedo geometrica* è il rapporto tra la sua luminosità effettiva vista dalla direzione della fonte d'illuminazione (cioè, ad angolo di fase nullo) e quella di una superficie ideale perfettamente diffondente, con la stessa sezione trasversale del pianeta.

Per un pianeta gigante vicino alla propria stella, il segnale riflettente è di $\sim 10^{-4}$, invece per un pianeta simile alle Terra a 1AU è $\sim 10^{-9}$. Le prospettive di individuazione sono migliori per i pianeti con orbite piccole, ma generalmente tali pianeti sono anche i più caldi e il loro termine termico può essere dominante rispetto a quello riflettente.

2.7 Effetto Rossiter-McLaughlin

Oltre alle varizioni spettrali dovuti all'atmosfera planetaria, vi sono variazioni spettrali causate dalle variazioni spaziali dello spettro stellare attraverso il disco stellare.

Il più importante di questi effetti è dovuto alla rotazione stellare: la luce che viene da metà del disco stellare è shiftata verso il blu, l'altra metà verso il rosso. In assenza di transito la rotazione estende la linea spettrale ma non produce variazioni Doppler. Quando invece il

pianeta transita coprendo la parte di disco shiftata verso il blu la luce integrata della stella appare shiftata verso il rosso, e viceversa. Il transito produce una distorsione dipendente dal tempo nello spettro che si manifesta come una velocità radiale anomala: questo tipo di effetto, illustrato in figura 9, viene chiamato Rossiter-McLaughlin.

La massima ampiezza della velocità radiale anomala è, approssimativamente:

$$\Delta V_{RM} \approx k^2 \sqrt{1 - b^2} (v_* \sin i_*), \quad (52)$$

dove $v_* \sin i_*$ è la componente sulla linea di vista della velocità di rotazione equatoriale stellare. Per una stella simile al sole ($v_* \sin i_* = 2 \text{ km s}^{-1}$), l'ampiezza massima è $\sim 20 \text{ m s}^{-1}$ per pianeti gioviani e $\sim 0.2 \text{ m s}^{-1}$ per pianeti terrestri.

Monitorando l'effetto Doppler anomalo è anche possibile misurare l'angolo tra l'asse rotazionale della stella e quello orbitale del pianeta (figura 9).

Una limitazione dello studio di questo effetto è la sensibilità al solo angolo tra le *proiezioni sul cielo* dei vettori di spin e di momento orbitale angolare. Il vero angolo tra i due vettori rimane sconosciuto in quanto l'angolo i_* , espresso nella formula (52), non è noto. Nonostante ciò, è possibile stabilire se l'orbita planetaria è retrograda o prograda, e combinare risultati da sistemi differenti per avere una conoscenza statistica sull'allineamento spin-orbita.

Infine, i dati dell'effetto RM forniscono una scansione sulla linea di vista del campo della velocità della fotosfera, dando una misura indipendente della velocità rotazionale proiettata $v_* \sin i_*$, e rivelano la velocità di struttura delle macchie solari e di altri oggetti che possono essere presenti nella fotosfera.

2.8 Misura e interpretazione del segnale fotometrico

Le misurazioni, ottenute sfruttando il fenomeno del transito, sono molto delicate. La perdita di luce è dell'1% per una stella simile al sole su cui transitano un pianeta gioviano, dello 0.01% per un pianeta terrestre, mentre le occultazioni forniscono segnali ancora più bassi.

Innanzitutto l'osservazione di un'eclissi necessita di tre coincidenze: l'eclissi deve accadere nel momento dell'osservazione, la stella deve essere sull'orizzonte, e il sole deve essere tramontato.

I tempi di transito possono essere predetti basandosi su una serie di transiti misurati in precedenza, facendo un fitting lineare dei dati (equazione 44). Ragionamento simile si può fare per le occultazioni le quali, però, sono soggette a incertezze aggiuntive dovute alla loro dipendenza da e e ω (equazione 45).

Bisogna quindi monitorare il flusso della stella *target* insieme ad altre stelle vicine di luminosità comparabile. I flussi misurati sono condizionati da variazioni nella trasparenza

atmosfera, così come dalla variazione graduale della lunghezza di cammino effettiva nell'atmosfera (la massa d'aria). Monitorando anche le stelle vicine, si può ricavare il rapporto tra i flussi, molto meno soggetto a queste variazioni. Questo lavoro è fatto da una camera CCD (*Charge-Coupled Device*) e software appositi per la calibrazione. I flussi delle stelle di confronto sono combinati e il flusso della stella *target* è divisa per il segnale così ottenuto, rendendo minimo ogni tipo di rumore nelle misurazioni attraverso tutto il tempo dell'eclissi. Per stelle luminose osservate a lunghezze d'onda del visibile, le più importanti fonti di rumore sono: il rumore fotonico, la scintillazione, l'estinzione differenziale e gli errori di *flat-fielding*.

Il rumore fotonico consiste nelle fluttuazioni nel segnale dovuto al fatto che la luce è quantizzata e il conteggio dei fotoni obbedisce alla distribuzione di Poisson. Se una stella emette N fotoni al secondo in media, allora la deviazione standard nel flusso relativo è approssimativamente $(N\Delta t)^{-1/2}$ per un tempo di esposizione di Δt secondi. Questo tipo di rumore condiziona indipendentemente la stella *target* e le stelle di riferimento e gli unici modi per ridurlo sono: aumentare il numero N di fotoni raccolti, utilizzare un telescopio sufficientemente grande ed un rivelatore più efficiente oltre che avere un buon numero di stelle di riferimento.

La scintillazione, invece, è causata dalle variazioni nell'indice di rifrazione dell'aria. Per tempi di integrazione $\Delta t \gtrsim 1s$, la deviazione standard del flusso relativo dovuta alla scintillazione è:

$$\sigma_{scin} = \sigma_0 \frac{(Airmass)^{7/4}}{D^{2/3} (\Delta t)^{1/2}} e^{(-\frac{h}{8000})}, \quad (53)$$

con D diametro del telescopio e h altezza dell'osservatorio. La formula (53) è basata sulla teoria della turbolenza atmosferica di Reiger (1963) con supporto empirico da Young (1967) e altri. La scintillazione colpisce sia la stella *target* che le altre stelle, e risulta essere correlata per stelle molto vicine (Ryan & Sandler 1998). Tale rumore si riduce utilizzando grandi telescopi, scegliendo stelle vicine di riferimento e osservando a grandi lunghezze d'onda.

Per estinzione differenziale si intende l'effetto al secondo ordine, poiché, al primo ordine, il rapporto dei flussi rimane costante considerato che l'atmosfera della Terra attenua le stelle con lo stesso fattore. Al secondo ordine, invece, la stella più blu è più attenuata perché i fenomeni di scattering e assorbimento sono più forti a piccole lunghezze d'onda. Il rapporto dei flussi quindi varia al variare della massa d'aria (*airmass*). L'effetto può essere ridotto scegliendo stelle di riferimento di colore simile al target, o usando bande passanti strette (quest'ultimo modo però aumenta il rumore fotonico).

Il *flat fielding* è il tentativo di correggere la non uniformità del rivelatore e le variazioni di sensibilità da pixel a pixel, dividendo l'immagine per un'immagine di calibrazione del cielo

uniformemente illuminato. Se le stelle giacessero sempre negli stessi pixel non vi sarebbero cambiamenti nel rapporto tra flussi. In realtà, però, la luce di una stella è rilevata da differenti pixel a differenti tempi per errori di puntamento, di focus e di *seeing*.

L’impatto degli errori di flat-fielding è ridotto garantendo che le immagini di calibrazione abbiano un rumore fotonico trascurabile, mantenendo un puntamento coerente e sfocando. Il *defocusing* elimina la media delle variazioni tra pixel e riduce l’impatto delle variazioni del *seeing*, permettendo tempi di esposizioni più lunghi senza saturazione.

Una volta ottenuta la curva di luce l’obiettivo è ricavare i parametri del transito già introdotti precedentemente nel capitolo $\{\delta, T, \tau, t_c\}$ e a partire da essi ricavare anche g_p e ρ_* . A questo scopo viene fatto un fit dei dati ottenuti con un modello parametrico, ricavando poi i parametri ottimali dalla minimizzazione del chi-quadro:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{f_i(obs) - f_i(calc)}{\sigma_i} \right)^2, \quad (54)$$

dove $f_i(obs)$ è il flusso relativo misurato al tempo t_i , $f_i(calc)$ è il flusso calcolato dipendente dai parametri e σ_i è l’incertezza misurata. Questa formula non tiene conto degli errori correlati e di conseguenza la sua accuratezza nel determinare i parametri risulta peggiorata.

2.9 Risultati e prospettive

Il metodo dei transiti si è imposto a partire dal 2012 come il metodo più produttivo nella ricerca dei pianeti extrasolari. Al 13/09/2018 gli esopianeti scoperti con questo metodo risultano essere più del 70% del totale degli esopianeti noti.

Un elenco di successi significativi ottenuti con questo metodo sono, per esempio: Gliese 436 b (Gillon et al., 2007) è stato il primo pianeta transitante di dimensioni simili a Nettuno, e il primo in assoluto transitante una stella di massa piccola (una nana rossa). HD 17156 b invece è il primo pianeta transitante ad avere un’eccentricità elevata ($e = 0.69$) ed un periodo orbitale ($P = 21d$) molto più grande rispetto ai tipici valori $2d < P < 5d$ occupati da pianeti gioviani caldi (Barbieri et al., 2007). CoRoT 7 b (L’eger et al., 2009) e Gliese 1214b (Charbonneau et al., 2009) sono i primi pianeti transitanti con massa nel range delle “super-Terre” $1M < M < 10M$, Kepler 9b e 9c (Holman et al., 2010) consistono nel primo sistema planetario a mostrare segni evidenti di variazioni di tempi di transito, Kepler 22b il primo pianeta transitante con una dimensione ed un periodo orbitale tali da poter ospitare un ambiente simile alla Terra (Borucki et al., 2012), ed il sistema Kepler 62 (Borucki et al., 2013), che ospita almeno 5 pianeti transitanti intorno ad una stella di classe K2V, due dei quali sono nella zona abitabile della stella. I pianeti sono “e” con $P = 122d$ ed il pianeta

“f” con $P = 267d$, entrambi hanno $1.25R_T < Rp < 2R_T$, e ricevono $S = 1.20 \pm 0.2S_s$ e $S = 0.40 \pm 0.05S_s$ del flusso solare che riceve la Terra.

Nonostante la missione Kepler abbia portato grandissimi risultati (più di duemila esopianeti scoperti), le potenzialità di questo metodo sono ancora inesprese, soprattutto considerando le missioni future. TESS (*Transiting Exoplanet Survey Satellite*) per esempio, telescopio spaziale del programma Explorer della NASA, è stato lanciato il 18 Aprile 2018 con lo scopo di cercare esopianeti transitanti in un’area 400 volte l’area coperta dalla missione Kepler. L’Osservatorio Astronomico di Salerno è inserito nel gruppo di follow-up fotometrico per il telescopio TESS. Nel corso della sua missione primaria ci si aspetta la scoperta di circa 20000 esopianeti. In futuro inoltre si potrà fare affidamento anche su un telescopio spaziale progettato dell’ESA, PLATO (*Planetary Transits and Oscillations of stars*), il cui lancio è previsto per il 2026.

3 Osservazione del transito di Kelt-9b

3.1 Strumentazione e software utilizzati

L’osservazione del transito è avvenuta presso l’Osservatorio Astronomico dell’Università degli studi di Salerno, che ha le seguenti coordinate: lat. $40^{\circ} 46' 30''$ N, lon. $14^{\circ} 47' 20''$ E. L’osservatorio presenta una cupola di diametro $6.7m$, montata nel 2010. Il telescopio è un PRO RC600 prodotto da Officina Stellare (diametro $0.60m$, $f/8$), installato nel 2015. La montatura che supporta il telescopio è una GM-4000 HPS prodotta da 10 micron, con una precisione di puntamento e di encoder di $15''$. La camera CCD è una FingerLakes Instrument Proline L230 con 2048×2048 pixels. Il campo di vista è di $21' \times 21'$. La CCD è equipaggiata con un *Rotofocuser* e una ruota portafiltri con un set UBVRI Bessell e un reticolo di diffrazione per la spettroscopia.

Per il puntamento del telescopio e l’acquisizione delle immagini scientifiche è stato impiegato il programma “TheSkyX”, mentre per l’utilizzo della cupola è stato usato “ASCOM dome”. Per interfacciarsi contemporaneamente ai vari programmi e gestire l’osservatorio è stato utilizzato il programma “SUOBOT”, il quale è stato utile anche per il *meridian flip*, di cui parleremo in seguito. Per la riduzione delle immagini invece sono stati utilizzati programmi specifici in uso nell’Osservatorio Astronomico di Salerno.

Per quanto riguarda l’analisi dei dati è stato utilizzato il programma “AstroImageJ”, che produce la fotometria della sequenza di immagini e dal quale è stato anche ricavato il fit del transito.

3.2 Osservazione ed elaborazione dei dati

L’osservazione del transito è stata svolta in data 26/07/2018, i tempi previsti per il transito erano: tempo di ingresso = 23:48, tempo di uscita = 3:38 (UTC+2). Per l’acquisizione delle immagini è stato utilizzato il filtro I .

In primo luogo è stato puntato il telescopio sul cielo al tramonto per raccogliere le immagini *flat* con un tempo di esposizione di 2 secondi. Le immagini *flat* analizzano le risposte dei singoli pixel ad un segnale di tipo uniforme, e servono proprio per eliminare dalle future immagini scientifiche l’effetto di tali risposte. Al tramonto è possibile ottenere questo tipo di immagini poiché il fondo cielo è uniformemente illuminato a causa della luce solare, che domina gli effetti delle stelle ad eccezione di quelle più luminose. Le immagini sono state prese utilizzando la tecnica del *dithering*, cioè puntando il telescopio in differenti punti del cielo, evitando che un singolo pixel potesse essere target di una stessa stella luminosa più volte. Sono state quindi così raccolte 7 immagini di flat in differenti tempi, in ordine di luminosità decrescente. Per eliminare questo andamento (dovuto semplicemente al fatto che il sole stava tramontando) ogni pixel è stato normalizzato intorno al valore medio di

flusso di tutti i pixel di una stessa *flat*, e poi rinormalizzato intorno alla media tra tutte le immagini *flat* raccolte. Si ha così una distribuzione di 7 differenti valori di risposta per pixel centrati intorno ad un valore medio con sole fluttuazioni statistiche. Per limitare gli effetti dovuti alle stelle luminose non è stata presa la media di questi 7 valori, bensì la mediana.

Sono state poi raccolte 7 immagini di *dark* con tempo di esposizione di 2 secondi, e altrettante con tempo di esposizione di 19.8 secondi. Le immagini *dark* sono immagini catturate ad otturatore chiuso e servono per la riduzione delle immagini *flat* e delle immagini scientifiche. Esse sono il risultato di fluttuazioni statistiche dovute alla differente sensibilità termica dei singoli pixel, centrate intorno ad un valore di ADU(*analogic to digital unit*) di 1000 dovute al voltaggio di bias (voltaggio preimpostato che evita il presentarsi di un segnale negativo al convertitore analogico digitale). L'ADU esprime l'unità di misura del numero di elettroni presenti in un fotoelemento del sensore della camera ed è il numero intero di risposta di un convertitore analogico-digitale ad un segnale analogico di ingresso (nel nostro caso, un voltaggio). Viene definito inoltre *guadagno* il rapporto tra numero di elettroni in ingresso e l'ADU in uscita. La nostra CCD ha un guadagno pari a $g = 2.5$.

Quindi anche di queste immagini *dark* è stata presa la mediana per ogni pixel perché essa mette al riparo da errori di scatter dovuti ai raggi cosmici o ad errori di lettura che farebbero deviare troppo la media.

Infine è stata puntata la stella madre dell'esopianeta Kelt-9b, Kelt-9, come nostro target e alcune stelle di riferimento, così che il telescopio non perdesse il puntamento durante l'acquisizione delle varie immagini. Il tempo di esposizione per l'acquisizione delle immagini scientifiche è stato di 19.8 secondi. Durante l'acquisizione delle immagini scientifiche è stata utilizzata la tecnica del *defocusing* spostando la CCD dal piano focale, cioè sono stati spalmati i fotoni su più pixel, per evitare che l'immagine arrivasse a saturazione. Durante il transito, alle ore 1:18 UTC+2, tramite SUOBOT è stato programmato il *meridian flip*. Questa procedura, obbligatoria per i telescopi con montatura equatoriale alla tedesca, consiste nell'invertire la posizione del telescopio e dei contrappesi quando il soggetto dell'osservazione arriva in prossimità del meridiano. Dalle 2:05 UTC+2 circa sono state ottenute immagini falsate, dovute ad un'anomalia del funzionamento della cupola.

Una volta ottenute le immagini, e scartate quelle compromesse a causa del passaggio di nuvole, si è proceduto alla riduzione delle immagini scientifiche.

L'immagine scientifica è descritta dalla seguente equazione:

$$R_{i,j} = A_{i,j}S_{i,j} + B_{i,j}, \quad (55)$$

dove $R_{i,j}$ è l'immagine grezza, $A_{i,j}$ è un fattore moltiplicativo (efficienza), $S_{i,j}$ è il segnale astronomico; $B_{i,j}$ è il background.

Il nostro obiettivo è ottenere, ovviamente, $S_{i,j}$, per questo motivo sono state raccolte le immagini *flat* e *dark*.

Infatti il background presente nell'equazione (55) coincide con le immagini di *dark* poiché ad otturatore chiuso l'equazione che descrive l'immagine ottenuta è:

$$D_{i,j} = B_{i,j}, \quad (56)$$

perché $S_{i,j} = 0$ ad otturatore chiuso.

Le immagini *flat* invece sono caratterizzate dall'equazione:

$$F_{i,j} = A_{i,j}c + B'_{i,j}, \quad (57)$$

dove il segnale di campo uniforme pulito dall'efficienza e dal background è appunto una costante c . $B'_{i,j}$ rappresenta il background dell'immagine fatta con lo stesso tempo di esposizione della *flat*.

È possibile dunque calcolare l'efficienza, partendo dalle immagini *flat* e le relative *dark*, che tiene conto della differente risposta di ogni pixel al segnale luminoso:

$$A_{i,j} = \frac{F_{i,j} - B'_{i,j}}{c}. \quad (58)$$

Con l'efficienza così ottenuta e le immagini *dark* associate alle immagini scientifiche si riesce inoltre ad isolare il segnale astronomico:

$$S_{i,j} = \frac{R_{i,j} - B_{i,j}}{A_{i,j}}. \quad (59)$$

Con AstroImagej è stata fatta l'analisi fotometrica delle immagini raccolte.

Inizialmente sono state scelte le stelle da analizzare (figura 10): Kelt-9b e altre sette stelle di riferimento fisse. Sono state puntate con lo scopo di racchiudere le stelle da analizzare nel cerchio più piccolo (apertura) e fare in modo che la corona circolare esterna, destinata al calcolo del fondocielo, fosse priva di stelle. Si sono sommati quindi gli ADU contenuti all'interno del cerchio più piccolo e si è calcolata la media del valore del fondocielo attraverso l'analisi della luminosità della corona più esterna (quella tra il secondo ed il terzo cerchio).

A questo punto il segnale puro del flusso netto della stella misurato in ADU si ottiene con questa equazione:

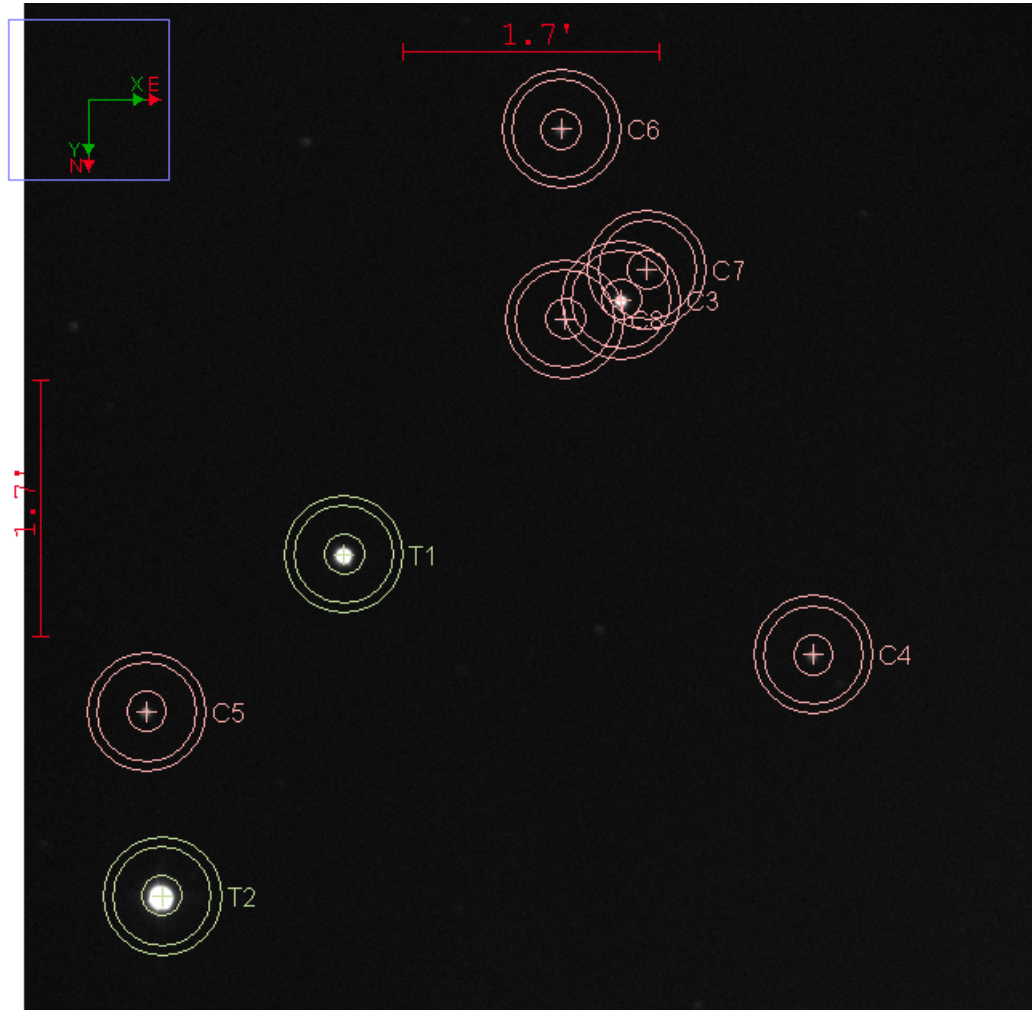


Figura 10: Immagine di campo. $T1$ è la stella Kelt-9b e le altre 7 sono stelle di riferimento, utili al calcolo del flusso relativo.

$$F = \sum_{i=1}^n N_i - nB, \quad (60)$$

dove n è il numero di pixel nel cerchio interno e B è il valore medio degli ADU nella corona esterna.

n è facilmente calcolabile conoscendo il raggio di apertura r_{pixel} in pixel del cerchio interno:

$$n = \pi r_{pixel}^2. \quad (61)$$

Il raggio di apertura in pixel r_{pixel} utilizzato nella nostra analisi è di $r_{pixel} = 20$.

Questo procedimento è svolto dal programma automaticamente per tutte le stelle, comprese quelle di riferimento.

Poiché il flusso assoluto della stella è più sensibile alle variazioni atmosferiche, si calcola il flusso relativo:

$$F_{T1-rel} = \frac{F_{T1}}{F_{C3} + F_{C4} + F_{C5} + F_{C6} + F_{C7} + F_{C8}}. \quad (62)$$

La stella T2 (figura 10) non è stata considerata ai fini del calcolo poiché presentava una luminosità tale da far saturare l'immagine nel tempo di esposizione utilizzato ($t = 19.8s$).

Il grafico che è stato ottenuto è quello in figura 11. Dall'analisi del grafico emergono due anomalie:

- Il flusso relativo della stella T1 dopo il *meridian flip* risulta traslato sensibilmente verso il basso
- Risultano due false risalite del flusso relativo di T1 rispettivamente in prossimità del meridian flip, e negli ultimi punti.

Il primo problema è dovuto al fatto che dopo il meridian flip l'immagine risulta ruotata di 180 gradi e i differenti pixel rispondono in modo diverso, per quanto la raccolta dei *flat* possa essere stata precisa, da ciò questo offset. L'errore viene corretto dal programma successivamente tramite una stima, a partire dai risultati ottenuti precedentemente al meridian flip con un procedimento che si chiama *detrending*.

Il secondo problema è dovuto all'anomalia nei *total counts*. Nei punti precedenti al meridian flip e negli ultimi punti si nota un crollo dei conteggi dei flussi totali, questo effetto è dovuto all'anomalia del funzionamento della cupola, che ha seguito correttamente il tele-

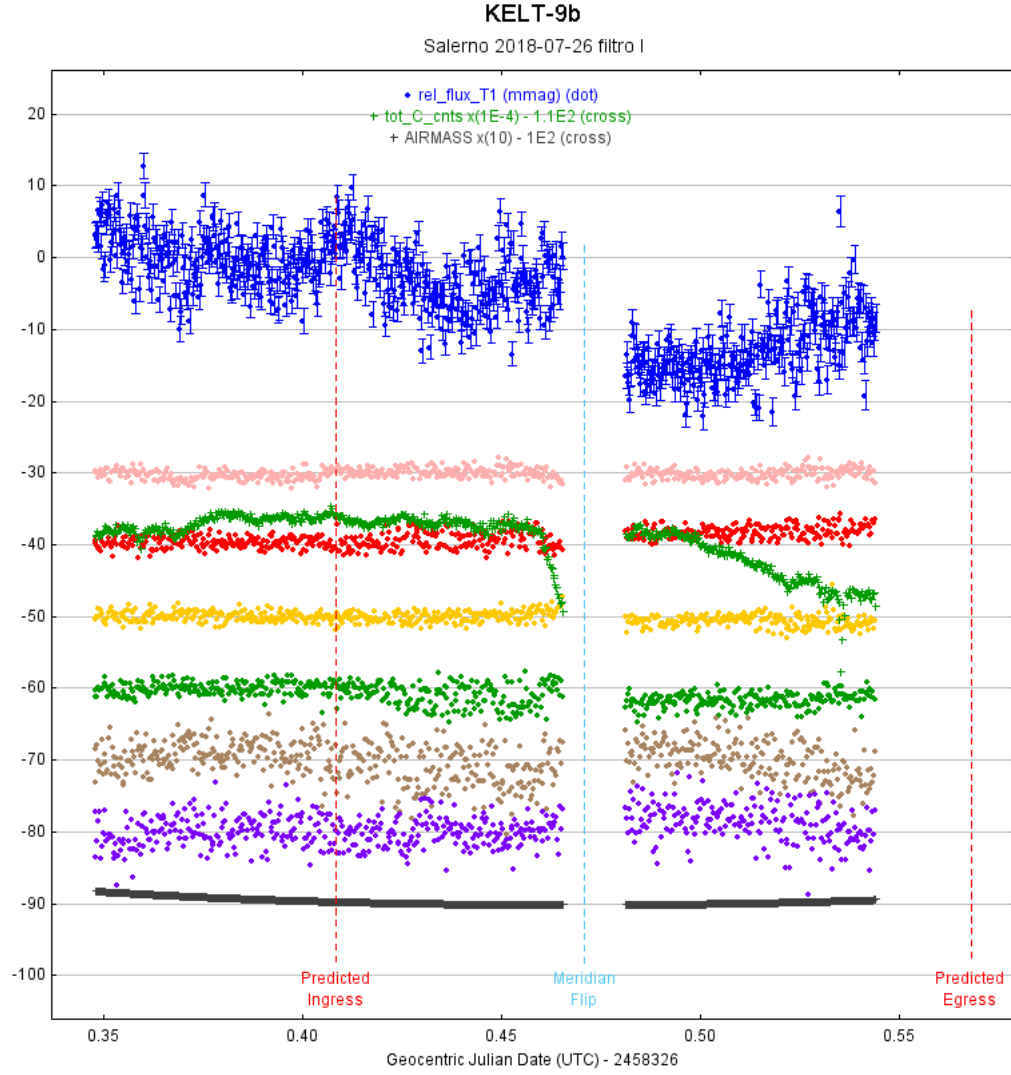


Figura 11: Plot grezzo dei dati ottenuti con Astromagej. I dati in blu con le bande di errore sono i flussi relativi della stella T1 (normalizzati intorno allo zero), in verde i conteggi totali (*total counts*), in grigio la massa d'aria, con gli altri colori ci sono i flussi delle stelle di paragone. I flussi sono stati tutti normalizzati e, nel caso delle stelle di riferimento, traslati di un certo valore, per averli visibili tutti contemporaneamente nello stesso grafico. Il flusso della stella Kelt-9 è espresso in millimagnitudini, mentre i flussi delle stelle di riferimento sono espresse in centesimi di magnitudini perché per quest'ultime siamo interessati solo a grosse variazioni, in grado di intaccare il flusso relativo della stella T1.

scopio in tutti i suoi movimenti fino a poco prima del *meridian flip*, dove si è inceppata. Diminuendo quindi il denominatore dell'equazione (61), risulta banale considerare che l'aumento del flusso relativo in quei punti è falsato da questi effetti. Per questo motivo sono stati tolti i punti in cui vi era il crollo dei *total counts* ed è stato considerato il grafico così ottenuto. A questo punto sono stati provati vari fit con alcuni parametri fissati e altri variabili ma nessuno di questi ha restituito valori predittivi dei parametri variabili particolarmente soddisfacenti, probabilmente a causa della totale mancanza di dati nei punti di uscita del transito.

A questo punto sono stati fissati i parametri dell'esopianeta e della stella così come riportato nell'articolo "A giant planet undergoing extreme-ultraviolet irradiation by its hot massive-star host" pubblicato il 22/06/2017 sulla rivista *Nature* (figura 12), ed è stato fatto un fit ottenendo il grafico, soddisfacente in questo caso, visibile in figura 13. Dal plot si nota, una volta eliminate tutte le anomalie, un'inequivocabile discesa di flusso che non può essere dovuta a nessun effetto diverso da un transito.

La precisione delle misure effettuate in magnitudini può essere quantificata grazie alla seguente equazione:

$$\sigma_{mag} = \frac{2.5}{\ln 10} \text{Mediana}\left[\frac{\Delta F}{F}\right] = \frac{2.5}{\ln 10} \text{Mediana}\left[\frac{1}{SNR}\right] = 1.7 \text{millimag}$$

dove *SNR* (*signal-noise ratio*) è il rapporto tra il segnale e il rumore, il cui valore è stato scelto come mediana tra i valori ottenuti sperimentalmente.

rel_flux_T1

User Specified Parameters (not fitted)

Orbital Parameters
Period (days) 3.0 Cir ☒ Ecc 0.0 ω (deg) 0.0

Host Star Parameters (enter one)
Sp.T. GSV Teff (K) 5800 J-K 0.386 R* (Rsun) 1.006 M* (Msun) 0.982 ρ^* (cgs) 1.062

Transit Parameters
☒ Enable Transit Fit ☒ Auto Update Priors Extract Prior Center Values From Light Curve, Orbit, and Fit Markers

Parameter	Best Fit	Lock	Prior Center	Use	Prior Width	Cust	StepSize
Baseline Flux (Raw)	2.641169662	<input type="checkbox"/>	2.649539256	<input type="checkbox"/>	0.529907851	<input type="checkbox"/>	0.1
$(R_p / R_*)^2$	0.006400000	<input checked="" type="checkbox"/>	0.0064	<input checked="" type="checkbox"/>	0.004457249	<input type="checkbox"/>	0.004011524
a / R_*	6.326800000	<input checked="" type="checkbox"/>	6.3268	<input checked="" type="checkbox"/>	0.0	<input type="checkbox"/>	1.0
T_C	2458326.488194000	<input checked="" type="checkbox"/>	2458326.488194	<input type="checkbox"/>	0.033	<input type="checkbox"/>	0.01
Inclination (deg)	86.370000000	<input checked="" type="checkbox"/>	86.37	<input type="checkbox"/>	15.0	<input type="checkbox"/>	1.0
Quad LD u1	0.300000000	<input checked="" type="checkbox"/>	0.3	<input type="checkbox"/>	1.0	<input type="checkbox"/>	0.1
Quad LD u2	0.300000000	<input checked="" type="checkbox"/>	0.3	<input type="checkbox"/>	1.0	<input type="checkbox"/>	0.1
Calculated from model	b 0.401 t14 (d) 0.152332 t14 (hms) 03:39:21 t23 (d) 0.125620 tau (d) 0.013356 ρ^* (cgs) 0.5318 (e)SpT A5V Rp (Rjup) 0.78						

Detrend Parameters

Use	Parameter	Best Fit	Lock	Prior Center	Use	Prior Width	Cust	StepSize
<input checked="" type="checkbox"/>	AIRMASS	-0.023278604758	<input type="checkbox"/>	-0.05	<input checked="" type="checkbox"/>	0.05	<input type="checkbox"/>	0.1
<input checked="" type="checkbox"/>	Meridian_Flip	-0.011100496979	<input type="checkbox"/>	0.0	<input type="checkbox"/>	1.0	<input type="checkbox"/>	0.1
<input type="checkbox"/>	X-Width_T1		<input type="checkbox"/>	0.0015	<input type="checkbox"/>	1.0	<input type="checkbox"/>	0.0015

Fit Statistics

Fit Statistics	RMS (mmag)	chi ² /dof	BIC	dof	chi ²
	3.7809	4.884181	2200.3193	445	2173.4607

Plot Settings
☒ Show Model ☒ Show in legend Line Color blue Line Width 1
☐ Show Residuals ☒ Show in legend ☐ Show Error Line Color blue Line Width 1 Symbol dot Symbol Color blue Shift 0.0

Fit Control
Fit Update Options ☒ Auto Update Fit Update Fit Now Fit Tolerance 1.0E-10 Max Allowed Steps 20,000 Steps Taken 156

Figura 12: Parametri fissati per il plot. Il *baseline flux (raw)* è il valore del flusso di base della stella fuori dal transito in rapporto al flusso totale di riferimento, R_p è il raggio del pianeta, R_* il raggio della stella, a la misura dell'asse dell'orbita, T_C è il tempo di centralità del transito espresso in Data Juliana, l'inclinazione dell'orbita in gradi sessagesimali, e i parametri u_1 e u_2 del modello quadratico di *limb darkening* utilizzato dal programma. I parametri di *detrending* sono stati stimati automaticamente dal programma e tengono conto dell'offset dovuto al meridian flip e delle variazioni di massa d'aria in funzione del tempo.

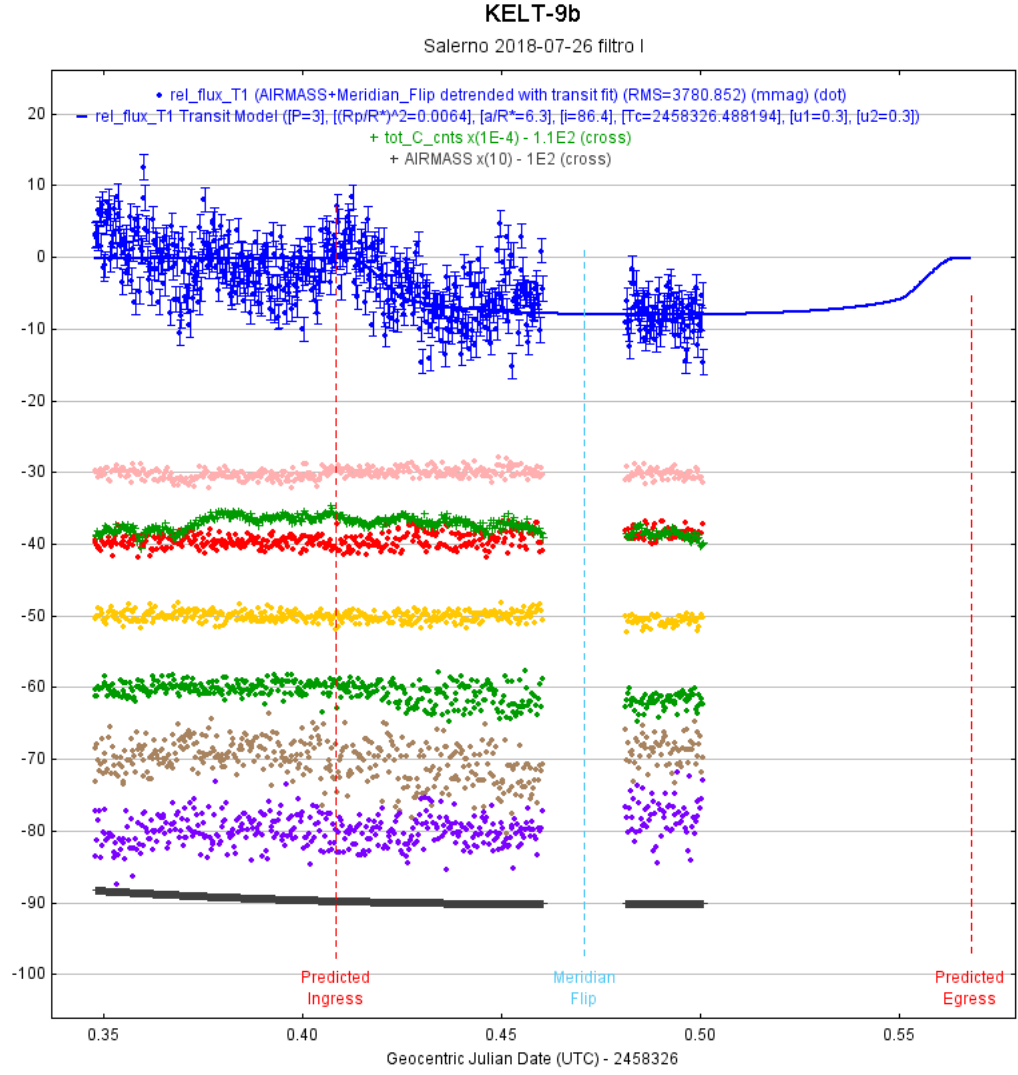


Figura 13: Plot di Astroimagej utilizzando i parametri in figura 12.

4 Il pianeta Kelt-9b

4.1 Scoperta e caratteristiche del sistema planetario di Kelt-9

I primi esopianeti sono stati scoperti intorno a stelle di tipo solare o più fredde, dal momento che le stelle più calde hanno poche linee spettrali e ruotano rapidamente, ciò rende la conferma tramite il metodo Doppler più difficile. Solo negli ultimi anni sono stati confermati esopianeti intorno a stelle ospitanti di tipo early-F e A, partendo dalla scoperta di WASP-33b. Questa scoperta ha infatti dimostrato che, combinando misure di velocità radiale a bassa precisione e tomografia Doppler, è possibile confermare pianeti transitanti anche intorno a stelle molto calde che ruotano rapidamente. Nonostante ciò, la più calda tra queste stelle di tipo A non supera la temperatura superficiale di 7500 K. Dato che le stelle massive si raffreddano e rallentano la loro rotazione col tempo, i pianeti sono stati cercati intorno a cosiddette stelle A “in pensione”, stelle dalla grande massa che si sono già evolute in stelle giganti e subgiganti. Tali stelle hanno rilevato una scarsità di pianeti giganti con orbite strette rispetto a stelle di tipo solare della sequenza principale. Un’interpretazione è che la popolazione planetaria di queste stelle sia simile a quella delle stelle di tipo solare non evolute, ma che i pianeti giganti con breve periodo siano stati successivamente inghiottiti durante l’evoluzione della loro stella ospitante o che siano stati ablati a causa della enorme radiazione ultravioletta subita quando la stella ospitante era ancora calda. Il fatto che queste stelle in realtà abbiano una massa simile a quella del sole rafforza la teoria per cui i pianeti giganti con periodo breve sarebbero stati inghiottiti, poiché stelle come il sole non emettono una radiazione così forte da ablati i propri pianeti. È quindi fondamentale valutare la popolazione di pianeti giganti con breve periodo intorno a vere stelle massive mentre sono ancora sulla sequenza principale, e quindi poi mappare l’evoluzione di questi pianeti attraverso le successive fasi evolutive stellari. Sebbene ci siano indagini che utilizzano la velocità radiale verso le stelle massive, non sono ancora noti pianeti in transito attorno a stelle non evolute più massicce di $2M_{\text{sole}}$ che producono alti livelli di irradiazione estrema-ultravioletta.

Il Kilodegree Extremely Little Telescope (KELT) è un sistema di astronomia osservativa costituito da due telescopi robotici finalizzato alla ricerca di esopianeti mediante metodo del transito per i pianeti che transitano stelle luminose (magnitudine visuale $V = 8-11$). Partendo dall’analisi dei candidati dai dati che il telescopio KELT-North ha ricavato:

- del campo 11 (centrato su ascensione retta $\alpha = 19$ h 27 min 00 s, declinazione $\delta = 31^\circ 39' 56.16''$ (J2000)), osservato 6001 volte dal 30 Maggio 2007 al 14 Giugno 2013
- del campo 12 (centrato su ascensione retta $\alpha = 21$ h 22 min 52.8 s, declinazione $\delta = 31^\circ 39' 56.16''$ (J2000)), osservato 5700 volte dall’ 08 Giugno 2007 al 14 Giugno 2013

è stato notato che HD 195689 (che in seguito sarà chiamata KELT-9) mostrava eventi ripetitivi simili al transito con una profondità dello 0.6% circa con un periodo di $P = 1.48d$, ed

è stata selezionata come candidata ospite di un pianeta in transito (Figura 14). Le proprietà di base di KELT-9 (figura 16) includono un'alta temperatura effettiva e una rotazione rapida. Seguendo l'approccio che portò alla scoperta di WASP-33b, sono state ottenute osservazioni di follow-up, a cui ha contribuito anche l'Osservatorio Astronomico di Salerno, che hanno confermato KELT-9b come un pianeta in transito (Figure 14 e 15). KELT-9 è una stella calda ($T_{eff} \approx 10.170K$), massiva ($M_* = 2.5M_{sole}$) di tipo B9.5-A0, con un'età di 300Myr, e non ha ancora iniziato la sua evoluzione per diventare una stella ritirata di classe A. Tuttavia comparandola con altre stelle che ospitano pianeti (figura 18), risulta chiaro essere antenata di una parte di stelle "in pensione" di tipo A che ospitano pianeti, scoperte con la tecnica della variazione della velocità radiale.

KELT-9 è una tra le 7 stelle di classe A ad ospitare un esopianeta ed è, tra queste, la più calda, la più massiva, la più luminosa ad ospitare un pianeta gigante e la più luminosa nella banda del visibile ad ospitare un pianeta gioviano.

A causa dell'orbita stretta e della grossa luminosità, il pianeta riceve dalla stella un flusso di radiazioni molto elevato (figura 16) tale da portare la temperatura di equilibrio del pianeta a $4050K$, assumendo un albedo di zero e una perfetta redistribuzione del calore. Questa temperatura è tipica delle stelle di classe K, ci si aspetta quindi un'emissione termica nella banda z' dell'infrarosso. In figura 15 si vede la conferma di questa ipotesi, con un flusso che precipita dello 0.1% in occasione del transito secondario. Questa misura implica una temperatura effettiva del lato diurno di $T_{eff} \approx 4600 \pm 150K$ suggerendo di fatto una scarsa redistribuzione di calore dal lato diurno a quello notturno.

Ciò che rende notevole KELT-9 e il suo pianeta è l'essere di 1000 K più caldi di altri sistemi planetari di stelle di classe A, e di conseguenza, di 2500 K rispetto a qualsiasi sistema planetario con giganti gassose. Inoltre il flusso di radiazioni che KELT-9b riceve dalla sua stella è 700 volte più forte di quello di WASP-33b, portando l'atmosfera del pianeta ad avere una particolare fotochimica e ad essere unico nel suo genere.

Il futuro del sistema KELT-9b è incerto. L'alto flusso ultravioletto che colpisce KELT-9b probabilmente porterà all'ablazione della sua atmosfera, con un tasso di perdita di massa stimato di circa $10^{10} - 10^{13} g s^{-1}$. Considerando il limite superiore di questi tassi il pianeta sarà privato del suo strato esterno in meno di 600 Myr, nello stesso tempo in cui la stella ospite si evolverebbe verso il ramo delle giganti rosse.

D'altra parte sappiamo che KELT-9 esaurirà le sue riserve di idrogeno nel suo nucleo in 200 Myr, crescendo dal suo attuale raggio di $2.4R_{sole}$ a circa $5R_{sole}$ e contemporaneamente raffreddandosi fino a raggiungere una temperatura superficiale $T_{eff} \approx 8000K$. Subito dopo attraverserà il ramo delle subgiganti dove si raffredderà ulteriormente raggiungendo una temperatura di $5000K$ e crescerà portando il suo raggio a $8R_{sole}$. Col raggiungimento del ramo delle giganti rosse invece la sua superficie incontrerà l'orbita di KELT-9b e a

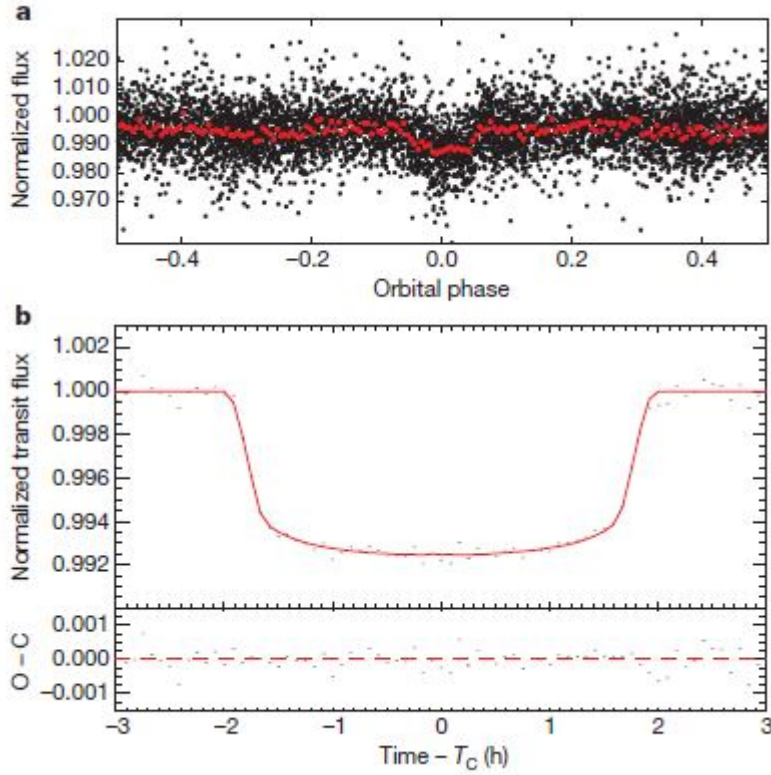


Figura 14: **a)** Flusso normalizzato osservato da KELT-North nelle sue osservazioni, che ha portato a considerare HD 195689 (KELT-9) come una candidata ospite di un pianeta transitante. I punti neri sono quelli puri e mostrano la curva piegarsi a $P = 1.4810932d$, mentre i punti rossi sono il risultato di una media su bin di 0.05. **b)** Flussi combinati e mediati in bin dei dati della follow-up del transito primario. In nero ci sono i punti medi in bin di 5 minuti, in rosso la curva estrapolata dai dati utilizzando un modello di *limb darkening* aspettato per una classe spettrale di B9.5-A0, e T_C rappresenta il tempo di centralità del transito. In basso si hanno i residui con la linea tratteggiata rossa che indica l'andamento ideale per residui nulli.

questo punto non è ben noto cosa accadrà. Se la perdita di massa a causa dell'ablazione sarà minore di quella stimata in precedenza il pianeta manterrà il suo stato di gigante gassoso e sarà inglobato dalla sua stella, causando un evento particolarmente luminoso, e formeranno insieme una gigante rossa che ruota rapidamente arricchita in litio. D'altra parte invece se le stime di perdita di massa dovute all'ablazione sono corrette, il pianeta potrebbe sopravvivere come nucleo di una super Terra con un'orbita stretta intorno ad una subgigante. La predizione dell'esistenza di varie super Terre di questo tipo potrebbe essere testata dalla missione TESS.

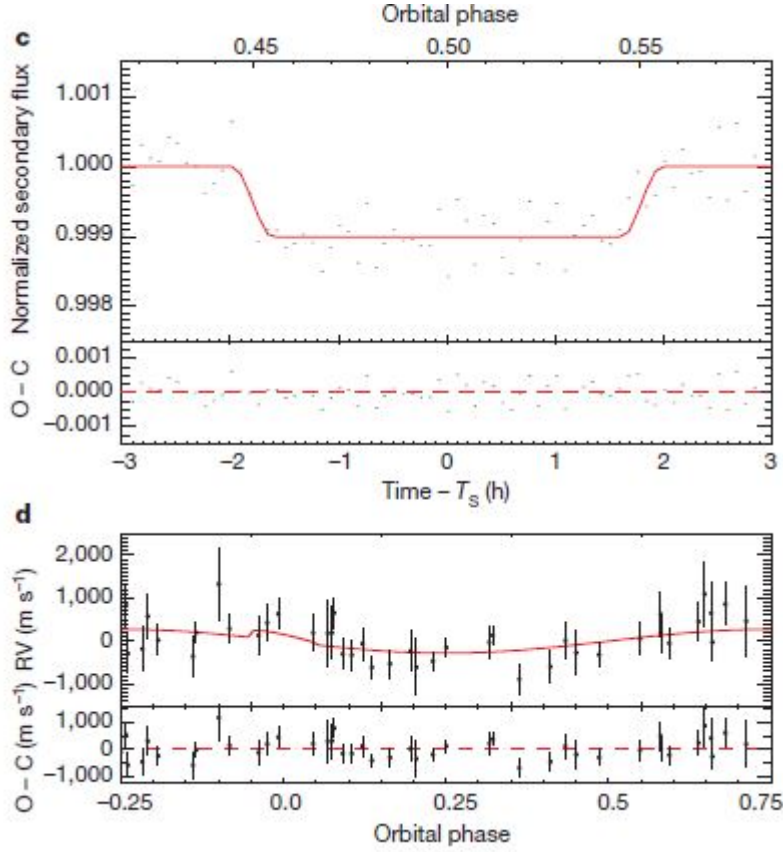


Figura 15: **c)** Sopra, flussi combinati e mediati in intervalli della follow-up del transito secondario. La grandezza del segnale fornisce una stima della temperatura superficiale del lato diurno di $T \approx 4600K$ consistente con i range di temperatura di equilibrio e che suggerisce una scarsa redistribuzione del calore dal lato diurno a quello notturno. I dati sono stati intervallati, fittati nello stesso modo di b) (figura 14), con T_s tempo di centralità dell'eclisse secondaria. Sotto, residui come in b). **d)** Sopra, curva Doppler della stella (RV, velocità radiale). In rosso è mostrato il miglior modello di fit per la curva di velocità radiale. Si nota che l'effetto Rossiter McLaughlin è molto poco accentuato, confermando quello che si vede dalla tomografia Doppler (figura 17). Sotto, come per b).

Stellar parameters		
M_*	Mass (M_\odot)	$2.52^{+0.25}_{-0.20}$
R_*	Radius (R_\odot)	$2.362^{+0.075}_{-0.063}$
L_*	Luminosity (L_\odot)	53^{+13}_{-10}
ρ_*	Density (g cm^{-3})	0.2702 ± 0.0029
$\log g_*$	Surface gravity (cm s^{-2})	4.093 ± 0.014
T_{eff}	Effective temperature (K)	$10,170 \pm 450$
[Fe/H]	Metallicity	-0.03 ± 0.20
$v \sin i_*$	Rotational velocity (km s^{-1})	111.4 ± 1.3
λ	Spin-orbit alignment (degrees)	-84.8 ± 1.4
Planetary parameters		
P	Period (d)	1.4811235 ± 0.0000011
a	Semimajor axis (AU)	$0.03462^{+0.00110}_{-0.00093}$
M_P	Mass (M_J)	2.88 ± 0.84
R_P	Radius (R_J)	$1.891^{+0.061}_{-0.053}$
ρ_P	Density (g cm^{-3})	0.53 ± 0.15
$\log g_P$	Surface gravity (cm s^{-2})	$3.30^{+0.11}_{-0.15}$
T_{eq}	Equilibrium temperature (K)	4050 ± 180
$\langle F \rangle$	Incident flux ($10^9 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)	$61.1^{+11.0}_{-9.8}$

Figura 16: Proprietà fisiche del sistema KELT-9.

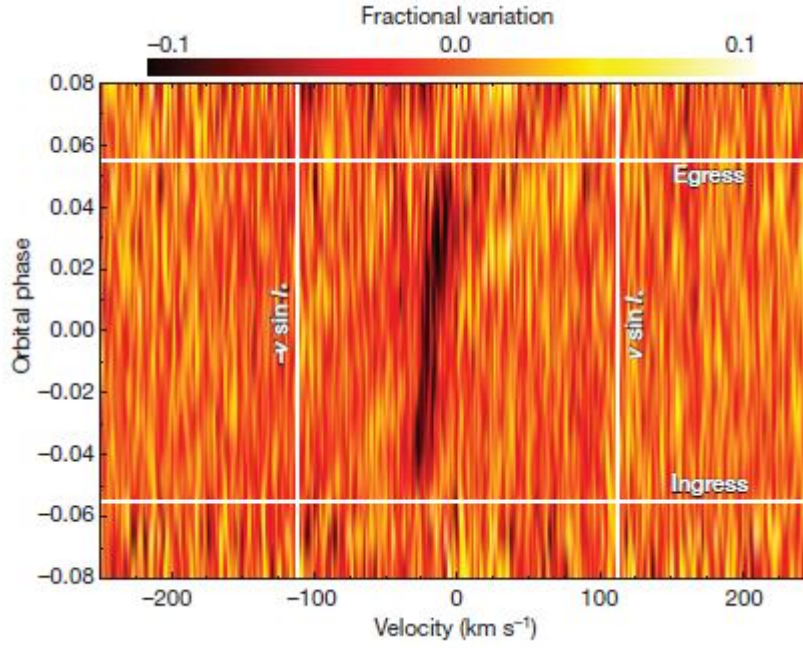


Figura 17: Misure tomografiche Doppler combinate di tre transiti. Si vede chiaramente un'ombra Doppler al momento del transito, con la larghezza della velocità prevista misurata spettroscopicamente $v \sin I_*$, la profondità di transito e il parametro di impatto misurati fotometricamente, confermando così che il pianeta orbita attorno a KELT-9. La variazione frazionale del segnale luminoso è data dalla variazione di colore, le regioni più scure indicano l'ombra Doppler quando il pianeta attraversa la faccia della stella ospite oscurandola parzialmente. Le linee bianche orizzontali delimitano l'ingresso e l'uscita del transito, le linee verticali delimitano l'ampiezza delle linee spettrali dovute alla proiezione della velocità rotazionale della stella. Il percorso che il pianeta compie sul disco stellare durante il transito coincide quasi con l'asse rotazionale del pianeta, con un parametro d'impatto in raggio della stella di 0.2, e un angolo di disaccoppiamento spin-orbita di -85° , che denota un'orbita quasi polare del pianeta.

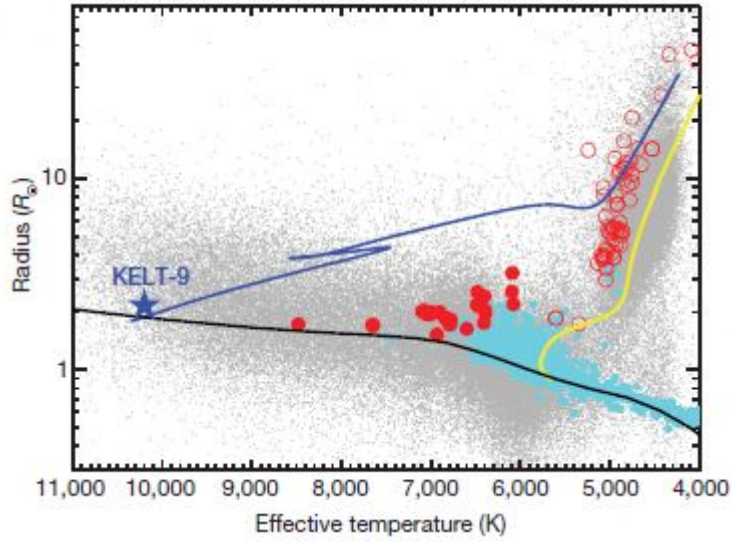


Figura 18: Diagramma di Hertzsprung-Russell di stelle ospitanti pianeti individuati con il metodo della velocità radiale (cerchi vuoti) e del transito (cerchi pieni), stelle vicine nel catalogo di Hipparcos (punti grigi). Sono mostrati solo sistemi stellari con $V < 10mag$. I cerchi azzurri sono stelle di massa $M < 1.5M_{sole}$, i cerchi rossi indicano invece stelle con massa $M_* \geq 1.5M_{sole}$. La linea gialla mostra la traiettoria evolutiva di un analogo solare ($M_* = M_{sole}$ e metallicità solare), mentre la traccia blu mostra l'andamento evolutivo di un analogo di KELT-9 ($M_* = 2.5M_{sole}$ e metallicità solare). La curva nera mostra invece la sequenza principale di età zero per stelle di metallicità solare dalle isocrone YY (curva nera). KELT-9 (simbolo a stella) è più caldo di qualsiasi altro pianeta transitante conosciuto con uno scarto di circa 1500K.

Conclusioni

I dati raccolti nel presente elaborato confermano in pieno il transito così come predetto in base alle effemeridi pubblicate. E' importante continuare a seguire i transiti dei pianeti noti sia per raffinare i parametri che per controllare eventuali variazioni nei tempi di transito (TTV) dovute a perturbazioni di altri pianeti.

Sono comunque necessari studi teorici più dettagliati per fornire un quadro più chiaro dell'evoluzione futura del sistema KELT-9 e dei suoi analoghi e per fornire previsioni verificabili. Nell'immediato futuro telescopi sia da terra, sia dallo spazio testeranno modelli teorici di ridistribuzione del calore, fotochimica particolare e rapida ablazione delle atmosfere planetarie. Il passaggio da WASP-33b a KELT-9b dà risalto all'esplorazione della popolazione planetaria di stelle molto massive in modo complementare allo sforzo per scoprire pianeti in orbita attorno a stelle ospitanti di massa sempre più bassa. Il sistema KELT-9 risulta quindi un importante punto di riferimento per comprendere la natura dei sistemi planetari attorno a stelle massicce nella loro evoluzione.

Riferimenti bibliografici

- [1] Winn, 2014, “Transits and Occultations”
- [2] Fischer et al, 2015, “Exoplanet detection techniques”
- [3] Gaudi et al, 2017, “A giant planet undergoing extreme-ultraviolet irradiation by its hot massive-star host”
- [4] Murray and Correia, 2010, “Keplerian Orbits and Dynamics of Exoplanets”
- [5] Johnson, 2013, “Doppler Tomographic Observations of Exoplanetary Transits”
- [6] http://webusers.fis.uniroma3.it/bernieri/pdf/RapportoSN_ppt.pdf
- [7] <http://exoplanet.eu/catalog/>
- [8] https://en.wikipedia.org/wiki/Einstein_ring
- [9] https://en.wikipedia.org/wiki/Point_spread_function