

## **Détection des exoplanètes par mesures de vitesses radiales**

François Bouchy

*Observatoire Astronomique Marseille Provence*

**Abstract.** Almost all the 170 extrasolar planets which are known today were detected this last 10 years thanks to radial velocity measurements. This demonstrates the high efficiency and powerful of this method. This chapter is devoted to present this indirect method of exoplanets detection, to indicate the main limitations of the technique, to list the measured parameters, to show its complementarity with photometry and to identify some prospects for the coming years.

La quasi-totalité des 170 planètes extrasolaires connues à ce jour, ont été détectées ces 10 dernières années par mesures de vitesses radiales, illustrant l'efficacité de la méthode. L'objet de ce chapitre est de présenter cette méthode indirecte de détection d'exoplanètes, d'indiquer les limitations intrinsèques de cette technique, de lister les paramètres qui sont mesurés, de montrer sa complémentarité avec les mesures photométriques et enfin d'identifier quelques perspectives à moyen terme.

### **Table des matières**

<b>1. Introduction</b>	<b>29</b>
<b>2. Une méthode indirecte pour détecter les exoplanètes</b>	<b>29</b>
<b>3. Le principe de mesure</b>	<b>30</b>
<b>4. Les deux principales techniques</b>	<b>32</b>
<b>5. Les méthodes de calcul</b>	<b>34</b>
<b>6. Limitation fondamentale due au bruit de photons</b>	<b>37</b>

7. Limitations instrumentales	39
8. Limitations astrophysiques	41
9. Les paramètres mesurés de l'orbite képlérienne	44
10. Une retombée des mesures Doppler : l'analyse spectrale	49
11. Une technique complémentaire aux mesures de transits photométriques	50
12. L'avenir des mesures vélocimétriques	51

## 1. Introduction

A ce jour, c'est à dire 10 années après la célèbre découverte de la première planète extrasolaire en orbite autour d'une étoile de type solaire (Mayor & Queloz 1995), on dénombre pas moins de 170 exoplanètes. La quasi-totalité de ces planètes extrasolaires ont été détectées par mesures de vitesses radiales stellaires. Cette méthode, indirecte, est de loin la plus efficace à ce jour pour la recherche et détection d'exoplanètes. L'objet de ce chapitre est d'en faire une présentation synthétique. Fondement, principe et description technique et mathématique sont exposés aux sections 2, 3, 4 et 5. Les limitations, à la fois fondamentales, instrumentales et astrophysiques sont développées aux sections 6, 7 et 8. Les paramètres mesurés ainsi que les retombées sont présentées aux sections 9 et 10. L'importante et indispensable complémentarité de cette technique avec la méthode de recherche de transits photométriques est discutée en section 11. Au final, quelques perspectives de la méthode vélocimétrique pour les années à venir sont données en section 12.

## 2. Une méthode indirecte pour détecter les exoplanètes

La détection directe des planètes extrasolaires souffre de deux difficultés majeures : (1) une séparation angulaire minuscule et (2) un contraste en luminosité énorme. Pour illustration, le système Soleil-Jupiter placé à 10 parsec est vu sous un angle de  $0.5''$  et avec un rapport de flux d'environ  $10^9$  dans le visible et  $10^5$  dans l'infrarouge<sup>1</sup>. Une solution consiste à détecter les planètes extrasolaires de manière indirecte en mesurant la perturbation gravitationnelle induite par la ou les planètes sur l'étoile parente. Comme dans tout système double, étoile et planète tournent autour du centre de masse du système. Il est alors possible de repérer le déplacement périodique de l'étoile sur le ciel (astrométrie) ou de mesurer la variation périodique de vitesse projetée sur la ligne de visée (vitesse radiale)<sup>2</sup>. C'est en quelque sorte cette même approche qui a permis la découverte de la planète du système solaire Neptune par Urbain Le Verrier en 1846. L'orbite d'Uranus n'étant pas conforme aux éphémérides, Le Verrier en déduisit qu'elle devait être perturbée gravitationnellement par une 8<sup>ième</sup> planète, ce qui fut confirmé par l'observation.

---

<sup>1</sup>Malgré ces difficultés, des avancées remarquables en imagerie coronographique à haute résolution angulaire ont été faites ces 2 dernières années conduisant à l'imagerie directe de planètes géantes massives à grande distance orbitale de leur étoile.

<sup>2</sup>Une troisième approche utilisant cette propriété de perturbation induite est celle du chronométrage des pulsars millisecondes.

La figure 1 illustre le cas du système Soleil-Jupiter. Jupiter effectue une révolution en 11.9 ans sur un rayon de 5.2 UA à la vitesse de  $13 \text{ km s}^{-1}$ . Sur cette même période, le Soleil effectue, lui, une révolution autour du centre de gravité du système, situé à seulement 0.005 UA (soit environ  $1 R_{\odot}$ ), à la vitesse d'environ  $12 \text{ m s}^{-1}$ . Dans le cas du système Soleil-Terre, la vitesse de notre planète est de  $30 \text{ km s}^{-1}$  et celle du Soleil n'est plus que de  $9 \text{ cm s}^{-1}$ .

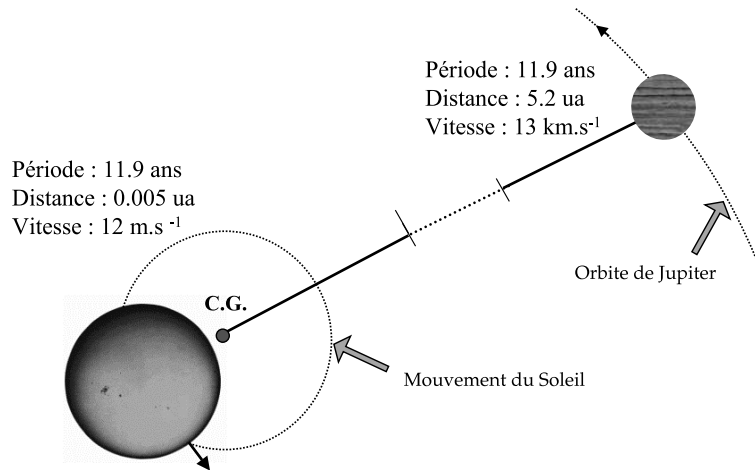


Figure 1.: *Mouvement et vitesse du système Soleil-Jupiter.*

### 3. Le principe de mesure

La mesure de vitesse radiale repose sur l'effet Doppler-Fizeau qui relie la vitesse d'un mobile à la longueur d'onde qu'il émet ( $\delta v/c = \delta \lambda/\lambda$ ). La mesure de vitesse radiale d'une étoile est obtenue par la mesure du décalage des raies d'absorption de son spectre. L'effet est relativement petit puisqu'une variation de vitesse de  $12 \text{ m s}^{-1}$  correspond dans le visible à un décalage des raies spectrales de seulement  $0.2 \text{ m\AA}$ . Ce décalage ne représente que quelques millièmes de la largeur typique des raies spectrales. La précision nécessaire à la mise en évidence d'exoplanètes requiert par conséquent l'observation d'un grand domaine spectral à haute résolution. Cette méthode est plus particulièrement efficace

pour les étoiles comprenant un grand nombre de raies spectrales fines et contrastées (voir section 6.). Les cibles les plus adaptées sont par conséquent des étoiles dites de type solaire, à savoir des naines froides plus tardives que le type F5 et dont la vitesse de rotation projetée  $v \sin i_{rot}$  est faible (quelques  $\text{km s}^{-1}$ ). Pour illustration, la figure 2 représente une petite portion du spectre d'étoile K2V obtenu avec le spectrographe-échelle HARPS (Pepe et al. 2002a ; Mayor et al. 2003).

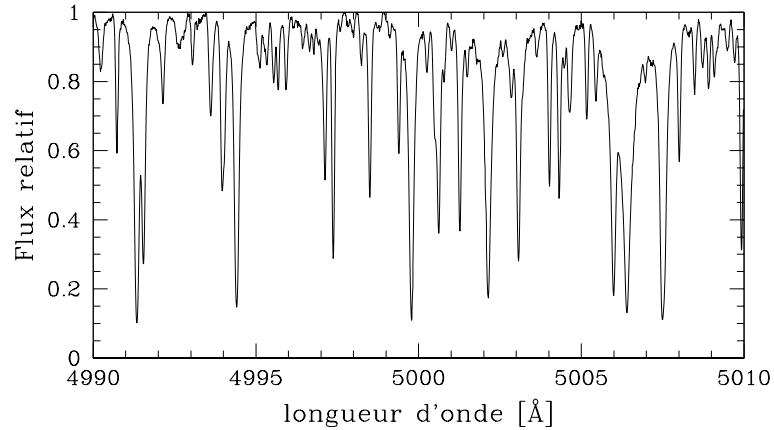


Figure 2.: *Portion du spectre de l'étoile  $\tau$  Ceti (K2V) obtenue avec le spectrographe HARPS ( $R=100'000$ ). Le domaine représenté correspond à 1/150 du domaine total couvert. La largeur à mi-hauteur typique des raies est ici de  $0.1 \text{ \AA}$  ce qui correspond à  $6 \text{ km s}^{-1}$ .*

Le calcul du décalage Doppler du spectre s'effectue, soit par ajustement avec un spectre de référence réel ou synthétique, soit par corrélation croisée avec un masque numérique (voir section 5.). Au résultat obtenu, il convient de retrancher la composante de vitesse liée à la dérive du spectrographe et la composante de vitesse liée au mouvement de la Terre.

$$V_{rad} = V_{spectre} - V_{dérive} - V_{Terre} \quad (1)$$

La composante de dérive instrumentale est la plupart du temps (sauf pour les spectrographes sous vide) dominée par les variations d'indice optique de l'air liées aux variations de température et de pression atmosphérique. Une variation de 1 mbar induit un décalage des spectres de l'ordre de  $90 \text{ m s}^{-1}$ . Une variation de température de 1 degré Celsius induit un décalage de l'ordre de  $300 \text{ m s}^{-1}$ . Une autre cause de dérive instrumentale provient des flexions thermo-mécanique de l'instrument. Un déplacement relatif de 1 micromètre entre la fente (ou fibre d'entrée) et le détecteur du spectrographe se traduit par un décalage équivalent du

spectre de plusieurs dizaines de  $\text{m s}^{-1}$ . Il est par conséquent très délicat, voire illusoire, d’espérer stabiliser un instrument à la précision requise pour détecter des exoplanètes. Il est par conséquent nécessaire de mesurer les dérives intrinsèques de l’instrument à l’aide d’une source spectrale stable de laboratoire.

La composante de vitesse liées à la vitesse de la Terre varie typiquement de plusieurs centaines de  $\text{m s}^{-1}$  par jour due à la rotation diurne (fonction de la latitude du lieu) et de  $\pm 30 \text{ km s}^{-1}$  au cours de l’année due à la révolution de la Terre autour du Soleil. Cette composante se calcule à partir des éphémérides incluant la dynamique des principaux corps du système solaire. L’incertitude du calcul est estimé à  $0.09 \text{ m s}^{-1}$ . Il convient néanmoins d’avoir à la fois une très bonne précision sur la datation de la mesure ainsi que sur les coordonnées de l’étoile visée car la vitesse de la Terre peut dans certaines configurations varier d’environ  $1 \text{ m s}^{-1}$  par minute.

#### 4. Les deux principales techniques

Il existe essentiellement deux techniques pour les mesures de vitesses radiales de précision : la technique de la “cellule à iode” et la technique du “thorium simultanée” (voir Fig. 3). Ces 2 techniques utilisent un spectrographe échelle à dispersion croisée afin de couvrir un large domaine spectral à haute résolution et une source spectrale stable de laboratoire afin de contrôler les dérives instrumentales.

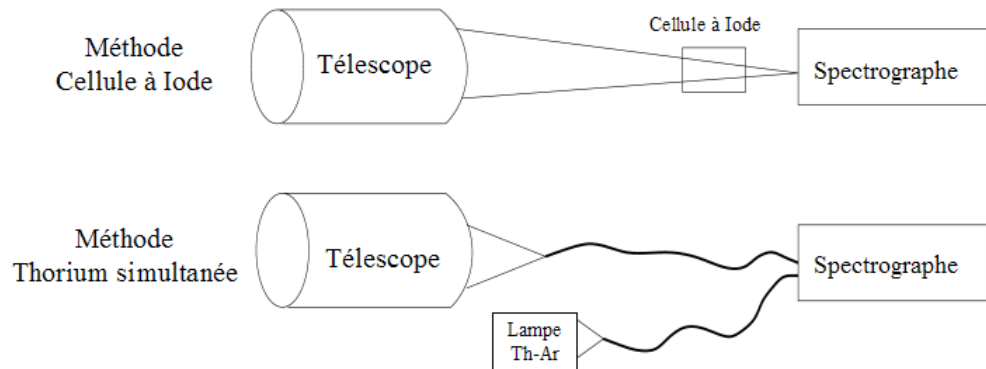


Figure 3.: Représentation des deux principales techniques de mesures de vitesses radiales.

Dans la technique de la “cellule à iode”, le faisceau stellaire traverse une cellule à absorption moléculaire (couramment une cellule à iode) qui

permet de superposer au spectre stellaire le spectre connu et calibré du gaz de la cellule. La lumière de l'étoile et la calibration suivent ainsi strictement le même chemin optique dans le spectrographe. Le décalage Doppler est estimé par un ajustement global du spectre composite par les spectres de l'étoile et de l'Iode obtenus à très haut rapport signal-sur-bruit (S/B). La méthode nécessite de modéliser précisément la réponse du spectrographe (Point Spread Function) afin de déconvoluer le spectre composite. Cette méthode offre l'avantage d'être relativement facile à mettre en oeuvre et peut en principe être adaptée sur n'importe quel spectrographe à fente non stabilisé en pression et en température. Par contre elle présente le désavantage d'être moins efficace en terme de rendement lumineux. En effet, la cellule à iode absorbe environ la moitié du flux et limite le domaine spectral entre 500 et 630 nm, ce qui correspond typiquement à 1/3 du domaine visible couramment couvert. Enfin, cette méthode nécessite l'obtention d'un spectre de comparaison à très haut S/B. En somme, au moins 6 fois plus de flux sont nécessaires pour compenser l'usage de la cellule à iode (voir Fig. 4). Cette technique est décrite en détail par Butler et al. (1996). Elle est notamment utilisée sur les spectrographes UVES du VLT, HIRES du Keck, Hamilton du Lick et permet d'atteindre des précisions vélocimétriques de 3 à 5  $\text{m s}^{-1}$ .

Dans la technique du "thorium simultané", une fibre optique achemine le faisceau stellaire dans le spectrographe et une seconde fibre achemine le faisceau d'une lampe calibration, usuellement une cathode creuse au Thorium-Argon. La fibre optique joue le rôle de brouilleur de faisceau en assurant une illumination quasi-uniforme à l'entrée du spectrographe. On évite ainsi les décalages spectraux liés au décentrement du faisceau stellaire sur une fente d'entrée. En effet, un spectrographe à fente peut difficilement atteindre, sans cellule à iode, une précision meilleure que quelques centaines de  $\text{m s}^{-1}$ . La fibre optique permet, typiquement, de brouiller l'information géométrique d'un facteur 100. S'il est nécessaire d'obtenir un brouillage encore plus poussé, l'usage d'un double brouilleur de fibre est utilisé (voir la section 2 de Bouchy & Connes 1999). La lampe de calibration Thorium-Argon présente un très grand nombre (plusieurs milliers) de raies d'émissions fines et contrastées. Elles sont utilisées pour mesurer la dérive de l'instrument au cours de la nuit. Cette dérive, mesurée sur le faisceau Thorium-Argon, est supposée être la même sur le faisceau stellaire. C'est le cas, à condition que le spectrographe soit relativement bien stabilisé en température : les dérives relatives entre les 2 fibres deviennent alors négligeables. Des calibrations régulières des 2 fibres avec la lampe Thorium-Argon permettent de calculer la solution en longueur d'onde des ordres spectraux et de déterminer ainsi le "point zéro" du spectrographe. Toute dérive est ensuite déterminée à partir de cette solution.

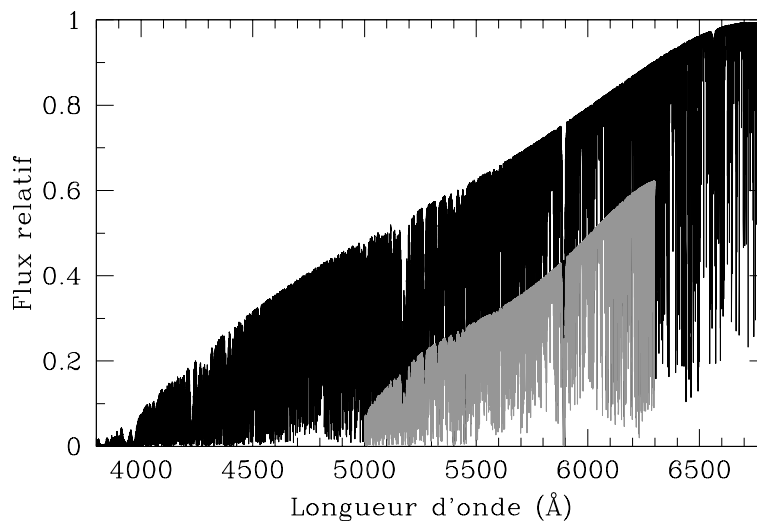


Figure 4.: *Spectre d'une étoile K5V obtenu sans (courbe noire) et avec (courbe grise) l'insertion d'une cellule à iode dans le faisceau.*

La technique du “thorium simultané” est plus efficace en terme de flux car le domaine spectral n'est pas restreint, il couvre typiquement tout le domaine visible de 380 à 680 nm sans subir l'absorption d'une cellule à gaz moléculaire (voir Fig. 4). Elle nécessite une bonne stabilisation de l'instrument afin d'exclure toute dérive relative entre les 2 fibres optiques, placées par ailleurs à proximité l'une de l'autre à l'entrée du spectrographe. Cette technique est décrite en détail par Baranne et al. (1996). Elle est utilisée sur les spectrographes ELODIE et SOPHIE de l'OHP, CORALIE du 1.20-m Suisse, HARPS du 3.60-m de l'ESO et FLAMES du VLT.

## 5. Les méthodes de calcul

Il existe plusieurs méthodes de calcul des vitesses radiales. Elles consistent soit à corrélérer soit à ajuster le spectre observé avec un spectre de référence. Comme mentionné précédemment la technique de la cellule à iode fait appel à un ajustement par moindre carré du spectre composite observé par les spectres de l'étoile et de l'Iode.

La méthode de calcul dite “de corrélation croisée” consiste à corrélérer dans l'espace des vitesses le spectre observé avec un masque numérique binaire constitué de zones de valeurs 0 et 1 (voir Fig. 5). Les zones non nulles correspondent à la position et largeur théorique des raies d'absorption à vitesse nulle. Les masques de corrélation sont construits à partir



d'une bibliothèque de spectres synthétiques, ou de spectres réels obtenus à haute résolution spectrale et haut S/B. Soit  $A_i$  le flux du spectre sur le pixel  $i$ ,  $M_{li}$  la fraction du trou du masque  $l$  tombant sur le pixel  $i$  après que le masque a été décalé (ou plus exactement étiré) à la vitesse  $v$  et  $w_l$  un facteur de pondération lié au contraste de la raie spectrale associé au trou du masque. La fonction de corrélation croisée (CCF) s'exprime par :

$$CCF(v) = \sum_i \sum_l M_{li}(v) \cdot A_i \cdot w_l \quad (2)$$

La vitesse radiale est donnée par la position du minimum de la CCF généralement estimée par ajustement d'une gaussienne. Cette méthode offre l'avantage d'être efficace même à très faible S/B. Elle permet aussi de pouvoir éliminer proprement certaines raies spectrales impropres à la mesure de vitesse telles que les raies telluriques, les raies chromosphériques et les raies superposées (blended). Elle est décrite en détail par Baranne et al. (1996). L'introduction du facteur de pondération  $w_l$  est décrite par Pepe et al. (2002b).

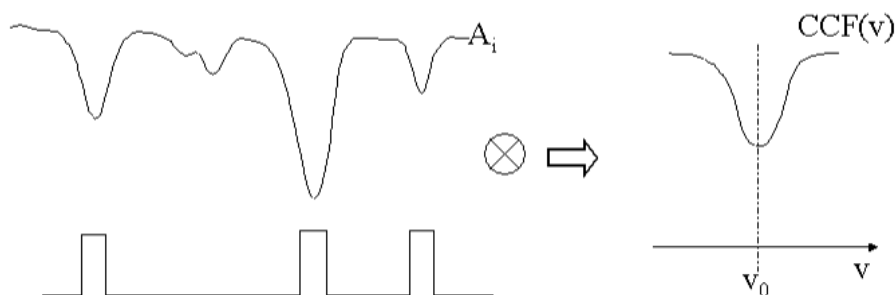


Figure 5.: Principe du calcul de la vitesse radiale par corrélation croisée avec un masque numérique binaire.

Une autre méthode dite de pondération optimum consiste à utiliser toute l'information spectrale avec une pondération adaptée pour chaque point du spectre. Elle fut proposée par Connes (1985) et décrite et illustrée par Bouchy et al. (2001). Considérons un spectre  $A_0$  digitalisé, calibré en longueur d'onde et supposé sans bruit (ou à S/B suffisamment important). A chaque pixel  $i$  de ce spectre de référence, sont associés la longueur d'onde  $\lambda(i)$  et le flux  $A_0(i)$ . Considérons le spectre  $A$  obtenu à une autre époque et donc décalé ou plus exactement étiré par effet Doppler (voir Fig. 6). Pour peu que les deux spectres soient renormalisés au même niveau de flux, on remarque que pour un petit décalage Doppler

(très inférieur à la largeur des raies spectrales), la différence entre les deux spectres peut s'estimer approximativement par la dérivée du spectre que multiplie le décalage en longueur d'onde :

$$A(i) - A_0(i) = \frac{\partial A_0(i)}{\partial \lambda(i)} \delta \lambda(i). \quad (3)$$

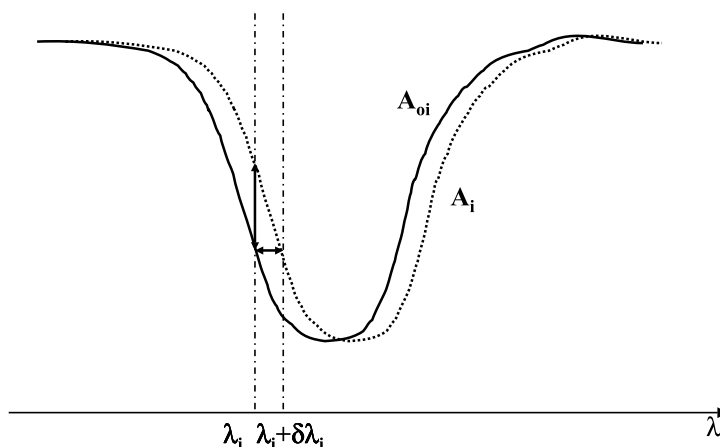


Figure 6.: *Principe du calcul de la vitesse radiale par la méthode de pondération optimum.*

Le décalage Doppler peut donc s'écrire sous la forme :

$$\frac{\delta V(i)}{c} = \frac{\delta \lambda(i)}{\lambda(i)} = \frac{A(i) - A_0(i)}{\lambda(i) (\partial A_0(i) / \partial \lambda(i))}. \quad (4)$$

Le décalage en vitesse est par conséquent mesuré à partir du changement d'intensité du spectre sur chaque pixel. Il faut alors intégrer ce signal sur tous les points du spectre en pondérant chaque pixel de manière optimum :

$$\frac{\delta V}{c} = \frac{\sum \frac{\delta V(i)}{c} W(i)}{\sum W(i)}. \quad (5)$$

Le poids optimum est inversement proportionnel au carré de la dispersion :

$$W(i) = \frac{1}{\left(\frac{\delta V_{RMS}(i)}{c}\right)^2}. \quad (6)$$

La dispersion mesurée sur le pixel  $i$  est donnée par :

$$\frac{\delta V_{RMS}(i)}{c} = \frac{[A(i) - A_0(i)]_{RMS}}{\lambda(i) (\partial A_0(i)/\partial \lambda(i))}. \quad (7)$$

Le spectre de référence  $A_0$  est supposé non bruité. Le bruit du spectre  $A$  a une composante bruit de photon et une composante bruit de détecteur :

$$[A(i) - A_0(i)]_{RMS} = [A(i)]_{RMS} = \sqrt{A(i) + \sigma_D^2}. \quad (8)$$

La pondération optimum s'écrit par conséquent :

$$W(i) = \frac{\lambda^2(i) (\partial A_0(i)/\partial \lambda(i))^2}{A_0(i) + \sigma_D^2}. \quad (9)$$

Cette méthode offre l'avantage d'utiliser au mieux toute l'information spectrale. Elle n'est cependant valable que dans les cas de très petits déplacements des spectres ( $\leq 300 \text{ m s}^{-1}$ ) et nécessite un spectre de référence à très haut S/B.

Une autre méthode de calcul des vitesses radiales est proposée par Chelli (2000). Elle consiste à se placer dans l'espace de Fourier du spectre ou un décalage spectral se traduit par un déphasage de la TF.

Au final, et à condition que le masque de corrélation croisée soit judicieusement adapté et correctement pondéré, il s'avère que les 3 méthodes donnent des résultats très comparables.

## 6. Limitation fondamentale due au bruit de photons

La limite fondamentale des mesures de vitesses radiales est bien évidemment la limite due au bruit de photons. Elle dépend du type spectral de l'étoile, de sa vitesse de rotation projetée  $v \sin i_{rot}$ , du domaine spectral et de la résolution du spectrographe et du niveau de flux du spectre. Un moyen d'estimer correctement la limite due au bruit de photon d'un spectre consiste à calculer la quantité :

$$\frac{\delta V_{RMS}}{c} = \frac{1}{\sqrt{\sum W(i)}}, \quad (10)$$

ou  $W(i)$  représente la pondération optimum de chaque point du spectre présenté section 5.. Cette estimation doit néanmoins être faite sur un spectre non bruité (ou à très haut S/B) et renormalisé au niveau de flux souhaité. En effet, dans un spectre à bas S/B, le bruit est pris en compte comme information spectrale et biaise complètement le calcul. Une autre

approche consiste, à partir d'un spectre, à réaliser un tirage Monte-Carlo avec bruit de photons et bruit de détecteur, et à calculer la vitesse radiale pour chaque tirage. La dispersion des mesures donne l'incertitude fondamentale due au bruit de photons. Enfin, pour un instrument donné, on peut aussi calibrer empiriquement une relation de la forme :

$$\delta V_{RMS} = \beta \times \frac{\sqrt{\text{FWHM}}}{S/B \cdot \text{Cont}}, \quad (11)$$

où FWHM et *Cont* sont respectivement la largeur à mi-hauteur et le contraste de la CCF, *S/B* étant le rapport signal-sur-bruit du spectre, et  $\beta$  un coefficient déterminé empiriquement dépendant du spectrographe (essentiellement du domaine spectral couvert et de la résolution).

La limitation fondamentale des mesures Doppler venant du bruit de photons est décrite par Bouchy et al. (2001). On retiendra que l'incertitude due au bruit de photon  $\delta V_{RMS}$  est plus petite du côté bleu du spectre (pour un même niveau de flux). Elle devient jusqu'à 6 fois plus importante du côté rouge du spectre du fait que la majorité des raies métalliques se situe du côté bleu (3800-5300 Å). Le type spectral donnant la plus faible incertitude est le type K5V (pour un même niveau de flux). L'incertitude  $\delta V_{RMS}$  fait plus que doubler lorsque l'on passe à une étoile de type F2V sans rotation. L'incertitude  $\delta V_{RMS}$  est inversement proportionnelle à la résolution spectrale pour peu que les raies ne soient pas résolues. Ce régime plafonne à une résolution spectrale comprise entre 100 000 et 150 000 pour les étoiles sans rotation et une résolution spectrale comprise entre 40 000 et 60 000 pour des étoiles de  $v \sin i_{rot} = 10 \text{ km s}^{-1}$ . La vitesse de rotation projetée  $v \sin i_{rot}$  a pour effet d'élargir les raies spectrales. Lorsque les raies ne se chevauchent pas de manière significative, l'incertitude  $\delta V_{RMS}$  croît typiquement comme  $\sqrt{v \sin i}$ . Lorsque la rotation est suffisamment importante pour que les raies soient toutes mélangées (en anglais : "blended"), alors l'incertitude croît proportionnellement à  $v \sin i_{rot}$ . La figure 7 donne l'incertitude due au bruit de photons en fonction de la température effective et du  $v \sin i_{rot}$  de l'étoile pour un spectre de  $S/B=500$  obtenu avec le spectrographe échelle HARPS<sup>3</sup> (Pepe et al. 2002a; Mayor et al. 2003).

---

<sup>3</sup>Il s'agit du S/B par pixel (0.0125 Å) à 550 nm. Ce niveau est atteint en 30 minutes sur une magnitude 7.

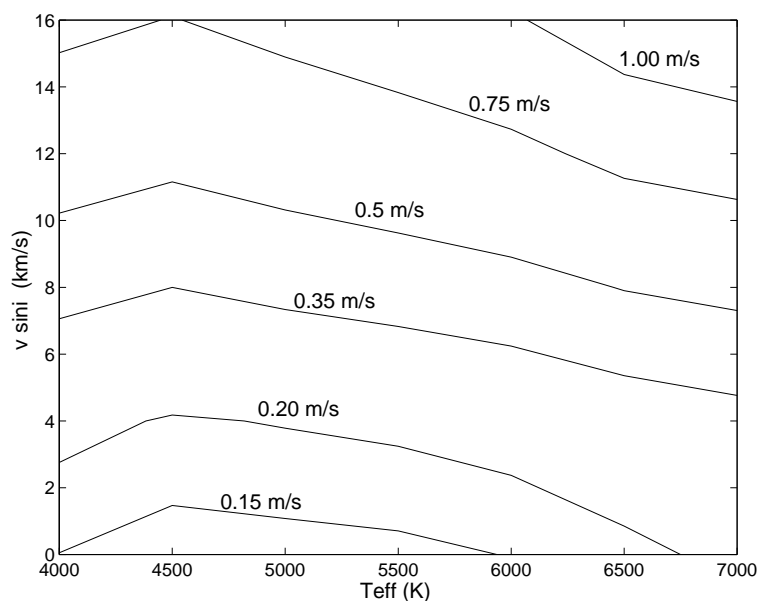


Figure 7.: Incertitude due au bruit de photons sur la mesure Doppler pour un spectre de  $S/B=500$  obtenu avec HARPS ( $R=100\,000$ ) en fonction du type spectral ( $T_{eff}$ ) et de la vitesse de rotation projetée  $v \sin i_{rot}$  (Figure tirée de Bouchy et al. 2001).

## 7. Limitations instrumentales

En considérant ici le spectrographe HARPS muni de la technique du “thorium simultané”<sup>4</sup>, on peut lister 3 sources d’erreurs instrumentales : 1) l’erreur de calibration en longueur d’onde encore appelée erreur de “point zéro”, 2) les erreurs de guidage sur l’entrée de la fibre optique, 3) l’erreur de la correction de vitesse de la Terre.

La calibration en longueur d’onde, réalisé avec la lampe Th-Ar donne avec HARPS ( $R=100\,000$ ) une incertitude de l’ordre de  $40 \text{ cm s}^{-1}$ . Cette limitation provient en grande partie des incertitudes du catalogue des raies du Thorium. L’incertitude due au bruit de photons sur les spectres Th-Ar est de l’ordre de  $10$  à  $15 \text{ cm s}^{-1}$ . Une correction du catalogue basée sur les milliers de spectres Th-Ar obtenus avec HARPS devrait permettre d’abaisser cette limitation en dessous des  $40 \text{ cm s}^{-1}$ .

<sup>4</sup>Cette technique, qui s’avère la plus efficace en terme de rendement lumineux, a aussi démontré sa capacité d’atteindre une précision vélocimétrique du niveau de  $1 \text{ m s}^{-1}$ .

La fibre de HARPS couvre 1" sur le ciel et correspond côté spectrographe à une fente d'environ 3 km s<sup>-1</sup>. Le gain en brouillage de la fibre équipée de son double brouilleur est d'environ 400. Un déplacement d'un faisceau lumineux étroit d'un bord à l'autre de la fibre se traduit par conséquent par un écart en vitesse de 8 m s<sup>-1</sup>. Les images ("seeing") étant de l'ordre de 1", le déplacement du centroïde du faisceau stellaire vu par la fibre est de l'ordre de 3 m s<sup>-1</sup>. Le guidage et centrage du télescope de 3m60 assure une stabilisation du faisceau de l'ordre de 0.1", ce qui induit une erreur de guidage de l'ordre de 30 cm s<sup>-1</sup>. On constate en pratique des erreurs de guidage comprises entre 30 et 80 cm s<sup>-1</sup>. Une solution consisterait à implanter une correction de *tip-tilt*<sup>5</sup> en entrée de fibre (Bouchy & Connes 1999).

La vitesse de la Terre peut, dans le cas le moins favorable varier de 1 m s<sup>-1</sup> par minute. Il faut par conséquent connaître la date du milieu de pose avec une précision meilleure que 1 minute. Si les conditions météorologiques modifient la transparence du ciel au cours d'une pose longue (plusieurs dizaine de minutes), le centroïde temporel de la pose ne correspond plus au milieu de la pose et peut différer de plus d'une minute, introduisant une erreur lors de la correction de la vitesse de la Terre de plus de 1 m s<sup>-1</sup>. Il convient alors, pour dater correctement la pose, d'utiliser un posemètre qui enregistre au cours de la pose le flux entrant dans le spectrographe et qui détermine en fin de pose la date exacte du centroïde temporel de la pose. De même une erreur sur le calcul de la vitesse de la Terre s'introduit lorsque les coordonnées de l'étoile observée ne sont pas correctes (mouvements propres non pris en compte, mauvaise équinoxe, ...).

A ce jour les erreurs instrumentales, moyennant des précautions, peuvent être maintenues en dessous de 1 m s<sup>-1</sup>. La limite des 30 cm s<sup>-1</sup>, qui permettrait la détection de Terres chaudes, devrait être accessible moyennant une optimisation de la solution du point zéro, du centrage et guidage sur fibre optique, et de la datation du centroïde temporel de la pose.

Une source d'erreur possible pourrait provenir de l'inhomogénéité des pixels du détecteur CCD. En effet, au cours de l'année, les spectres subissent un effet Doppler de  $\pm 30$  km s<sup>-1</sup> à cause du mouvement de la Terre. Cet effet se traduit par un déplacement périodique (1 année) des spectres sur plusieurs dizaines de pixels inhomogènes. Pour minimiser l'effet, des spectres d'éclairement uniforme sont réalisés quotidiennement à très haut S/B afin de corriger de la réponse intrinsèque des pixels. De

---

<sup>5</sup>tip-tilt : Système de correction du basculement du front d'onde par un miroir plan installé dans une monture deux axes capable de s'orienter très rapidement afin d'assurer la stabilisation du centre de gravité de l'image au foyer d'un télescope.

plus l'effet d'inhomogénéité est moyenné par un échantillonnage adéquat (3 à 4 pixels) de la réponse du spectrographe (Point Spread Function). Au final, l'effet est totalement moyenné par le fait que des milliers de raies spectrales sont utilisées. Aucune erreur imputable à cet effet n'a à ce jour été mise en évidence. Toutefois, si une limitation venait à apparaître, la technique de l'accélérométrie astronomique absolue (AAA) pourrait remédier au problème : proposée et décrite par Connes (1985), elle consiste à asservir les spectres sur les mêmes pixels du CCD.

## 8. Limitations astrophysiques

Plusieurs causes astrophysiques limitent la précision des mesures Doppler et sont même souvent supérieures aux limitations instrumentales. Il s'agit de l'activité photosphérique, l'activité sismique, les systèmes triples non résolus et la contamination d'étoiles du champ.

La plus importante limitation concerne les mouvements de la photosphère des étoiles dus à des pulsations ou à des processus liés à l'activité magnétique provoquant des taches ou des inhomogénéités convectives à la surface de l'étoile. L'amplitude des variations de vitesses radiales liées à cette activité photosphérique peut atteindre jusqu'à plusieurs dizaines de  $\text{ms}^{-1}$  (Saar et al. 1998 ; Santos et al. 2000). Un tel signal peut, soit, noyer l'effet d'une planète, s'il est incohérent, soit imiter une planète et entraîner une fausse détection si le signal est modulé périodiquement par la rotation stellaire. En effet la présence de taches stellaires déforme asymétriquement le profil des raies spectrales provoquant ainsi un effet de variation Doppler apparent (voir Fig 8). Plusieurs investigations permettent néanmoins de discriminer l'effet de l'activité stellaire par rapport à l'effet provoqué par un compagnon planétaire. L'activité photosphérique se traduit par une variabilité photométrique. Une variation en phase de la photométrie et des vitesses radiales permet par conséquent d'exclure le caractère exoplanétaire de la modulation<sup>6</sup>. La mesure du profil des raies ou du bissecteur des raies spectrales permet de contrôler le changement de forme asymétrique des raies et fournit un indicateur efficace de l'origine intrinsèque de la variation Doppler apparente. Ces variations sont relativement faciles à mettre en évidence à partir de la CCF (Queloz et al. 2001).

L'activité stellaire se manifeste, entre autres, par des composantes spectrales en émission au centre des raies H et K du CaII (3968.5 et 3933.7Å) produites par le chauffage de la chromosphère. L'activité est

---

<sup>6</sup>On ne peut néanmoins pas totalement exclure que l'activité stellaire soit induite par la présence d'un Jupiter chaud.

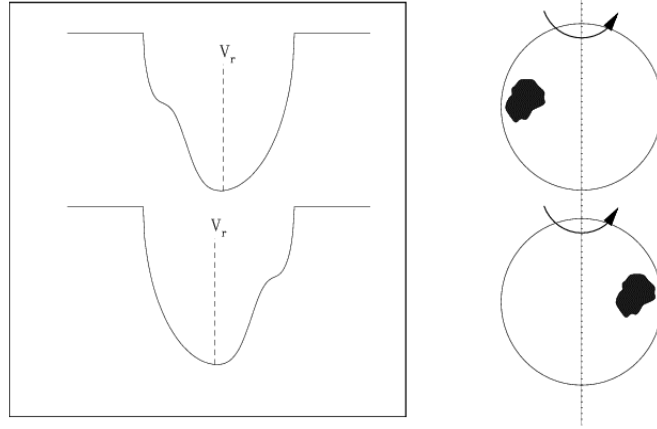


Figure 8.: *Déformation du profil des raies stellaires due à une tache introduisant un effet Doppler apparent.*

estimée par l'indice  $R'_{HK}$  exprimant la fraction de flux au centre de la raie normalisé au flux du continuum. Saar et al. (1998) et Santos et al. (2000) ont mis en évidence des relations claires entre la dispersion des mesures Doppler et l'indice d'activité  $R'_{HK}$ . Par ailleurs, il y a aussi une forte corrélation entre l'indice d'activité et la vitesse de rotation projetée  $v \sin i_{rot}$ . Enfin, on s'attend, dans le cas d'une tache stellaire, à ne pas trouver une stabilité de la phase, compte tenu de la durée de vie des taches (de quelques jours à quelques dizaines de jours). Néanmoins un contre exemple a été obtenu sur HD 166435 (Queloz et al. 2001) qui montre une variation de phase d'une grande stabilité malgré la variation photométrique et la variation du bissecteur des raies.

Dans le régime des mesures Doppler à très haute précision ( $\leq 3 \text{ m s}^{-1}$ ), une limitation importante provient de l'activité sismique des étoiles. Les modes d'oscillations acoustiques, qui se propagent dans l'intérieur d'une étoile de type solaire, perturbent sa surface et la font vibrer avec des périodes typiques allant de quelques minutes à quelques dizaines de minutes et avec une amplitude Doppler de quelques  $\text{cm s}^{-1}$  à quelques dizaines de  $\text{cm s}^{-1}$ . Plusieurs dizaines de modes acoustiques (appelé modes de pression ou modes p) sont continuellement excités stochastiquement par la couche convective de l'étoile. Bien que l'amplitude individuelle des modes ne dépasse pas quelques dizaines de  $\text{cm s}^{-1}$ , leurs battements provoquent dans la série temporelle des modulations allant jusqu'à quelques  $\text{m s}^{-1}$ . L'amélioration des techniques vélocimétriques a



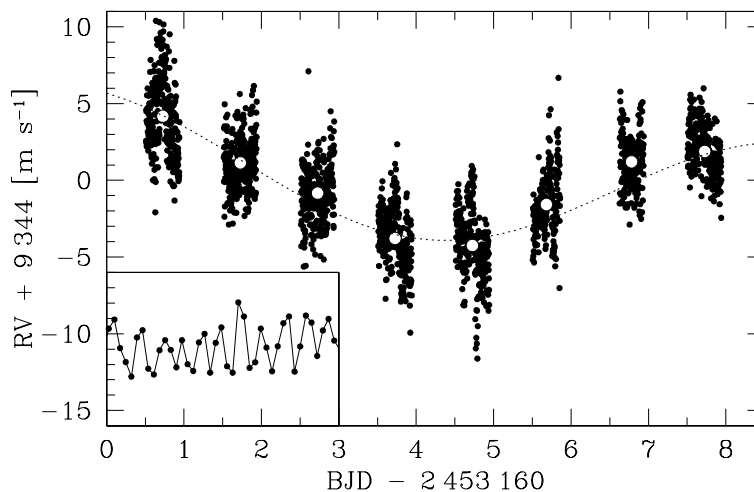


Figure 9.: *Séquence intensive de mesures de vitesses radiales obtenue avec HARPS sur  $\mu$  Arae (HD 160691). Le signal de l'exoplanète de période 9.5 jours et de semi-amplitude  $4 \text{ m s}^{-1}$  est quasiment noyé dans le signal des modes d'oscillations acoustiques de période 8 minutes. L'encart montre un zoom de cette séquence sur 1h30' mettant en évidence la présence de modes p d'amplitude pic à pic 3 à  $5 \text{ m s}^{-1}$ .*

permis ces dernières années des avancées significatives dans la détection et l'identification des modes d'oscillations acoustiques des étoiles de type solaire, dans le but de contraindre les modèles de structure interne et d'évolution stellaire (Bouchy & Carrier 2003). Néanmoins pour la recherche d'exoplanètes, ces modes p sont une source de bruit. La seule méthode pour ne pas être limité par l'activité sismique stellaire consiste à intégrer ou moyenner le signal sur une durée suffisamment longue (10 à 30 minutes). Un cas d'école est celui de l'exoplanète  $\mu$  Arae c (Santos et al. 2004b; Bouchy et al. 2005) dont l'amplitude vélocimétrique induite par la planète est comparable à l'amplitude des modes d'oscillations acoustiques (voir Fig. 9).

Une troisième cause de limitation astrophysique vient des systèmes triples (physique ou non physique) non résolus. L'étoile observée est en réalité composée d'une étoile principale et d'un système binaire (voir Fig. 10). Le spectre obtenu se compose de 2 composantes indistinguables. Le pic principal de la CCF due à l'étoile principale est pollué par une composante plus faible due au système binaire. Cette composante secondaire varie en vitesse de plusieurs  $\text{kms}^{-1}$  ou dizaines de  $\text{kms}^{-1}$  et se déplace d'une aile à l'autre de la composante principale déformant ainsi périodiquement son profil asymétriquement et provoquant ainsi un effet

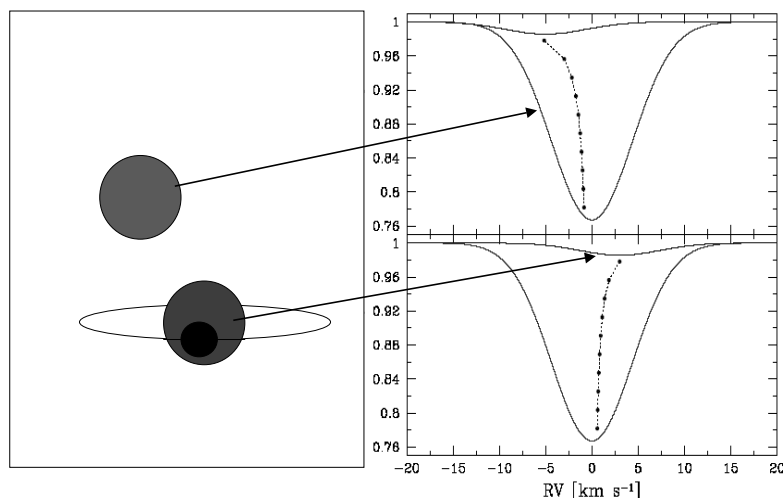


Figure 10.: *Système triple non résolu introduisant une composante secondaire variable dans la CCF qui induit un effet Doppler apparent de la composante primaire.*

de variation Doppler apparent. La mesure du profil de raies ou du bissecteur des raies spectrales permet là encore de contrôler le changement de forme asymétrique des raies et fournit un indicateur efficace de l'origine intrinsèque de la variation Doppler apparente (Santos et al. 2002).

Enfin, une autre cause de limitation apparaît lorsque l'on mesure des étoiles dans un champ dense. Des étoiles du champ peuvent alors se situer à quelques secondes de degré de la cible observée. Les changements de dimension de l'image ("seeing") provoquent une variation du taux de pollution par les étoiles du champ dans la fibre. Les composantes secondaires du spectre sont donc plus ou moins présentes en fonction des conditions d'image. Des pics secondaires dans la CCF peuvent éventuellement affecter le pic de l'étoile principale et fausser la mesure.

## 9. Les paramètres mesurés de l'orbite képlérienne

Le mouvement d'une étoile autour du centre de masse du système étoile-planète suit les trois lois de Kepler :

- 1) l'orbite est une ellipse dont le centre de masse occupe l'un des foyers,
- 2) la vitesse aréolaire est constante,

3) le carré de la période orbitale est proportionnel au cube du demi-grand axe.

Soit  $a_1$  le demi-grand axe et  $e$  l'excentricité de l'orbite elliptique de l'étoile autour du centre de masse (voir Fig. 11). Soit  $P$  la période orbitale,  $M_*$  et  $m$  les masses respectives de l'étoile et de la planète, et  $i$  l'inclinaison du plan de l'orbite par rapport à la voûte céleste (ou angle entre la ligne de visée et la perpendiculaire au plan de l'orbite).

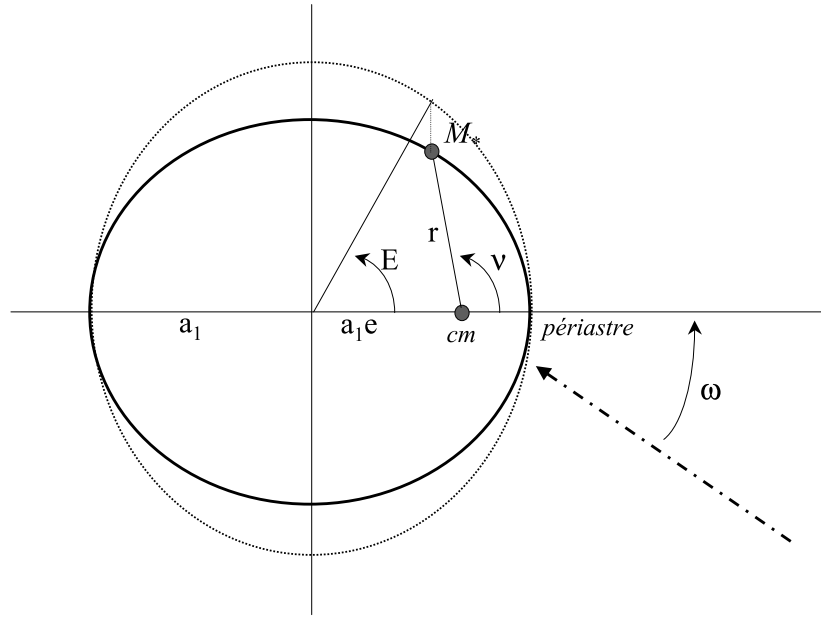


Figure 11.: *Orbite képlérienne de l'étoile autour du centre de masse du système étoile-planète (cm). La flèche en point-tiret indique le nœud ascendant à partir duquel est repéré le périastre. La direction de l'observateur, non représentée, pointe sur la partie inférieure gauche de la figure.*

La position de l'étoile sur son orbite est donnée par :

$$r = \frac{a_1 (1 - e^2)}{1 + e \cos \nu}, \quad (12)$$

avec  $\nu$  l'anomalie vraie.

L'anomalie excentrique,  $E$ , est définie comme l'angle entre le périastre et un point de même abscisse que l'étoile appartenant au cercle dans lequel est inscrite l'ellipse. La relation entre l'anomalie excentrique

$E$  et l'anomalie vraie  $\nu$  est :

$$\operatorname{tg}(\nu/2) = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \cdot \operatorname{tg}(E/2). \quad (13)$$

La seconde loi de Kepler permet d'écrire :

$$\frac{r^2}{2} \cdot \frac{d\nu}{dt} = cte = \frac{\pi a_1^2 \sqrt{1-e^2}}{P}. \quad (14)$$

On en tire la vitesse  $V$  :

$$V = r \cdot \frac{d\nu}{dt} = \frac{2\pi a_1^2 \sqrt{1-e^2}}{rP}. \quad (15)$$

Le demi-grand axe de l'orbite de l'étoile autour du centre de masse,  $a_1$ , est relié au demi-grand axe de l'orbite de la planète autour de l'étoile,  $a$ , par la relation :

$$a_1 = a \cdot \frac{m}{M_* + m}. \quad (16)$$

La vitesse projetée sur la ligne de visée (ou vitesse radiale) s'exprime par la relation :

$$V_{rad} = \frac{m}{M_* + m} \cdot \frac{2\pi a \sin i}{P \sqrt{1-e^2}} [\cos(\nu(t) + \omega) + e \cos \omega], \quad (17)$$

où  $\omega$  est l'argument (ou la *longitude*) du périastre. Cet angle est mesuré dans le sens de parcours de l'orbite, en partant du nœud ascendant ; les nœuds sont les deux intersections entre l'orbite et la voûte céleste, celle-ci passant par le centre de masse ; le nœud ascendant est celui par où passe l'étoile quand elle s'éloigne de l'observateur (voir la figure 11).

L'anomalie excentrique  $E$  se calcul par itération à partir de sa relation avec l'anomalie moyenne  $M$  :

$$M = \frac{2\pi(t - T_P)}{P} = E - e \sin E. \quad (18)$$

Il suffit de poser  $E_0 = M$  et d'itérer la relation :

$$E_{n+1} = E_n + \frac{M + e \sin(E_n) - E_n}{1 - e \cos(E_n)}. \quad (19)$$

La troisième loi de Kepler permet de relier la période,  $P$ , à la distance orbitale,  $a$  :

$$\frac{P^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G(M_* + m)}. \quad (20)$$

La vitesse radiale mesurée peut s'exprimer sous la forme :

$$V_{rad} = V_0 + K \cdot [\cos(\nu(t) + \omega) + e \cos \omega], \quad (21)$$

avec  $K$  la semi-amplitude<sup>7</sup> de vitesse radiale qui peut donc s'exprimer par la relation :

$$K = \frac{m \sin i}{(M_* + m)^{2/3}} \cdot \frac{(2\pi G)^{1/3}}{P^{1/3} \sqrt{1 - e^2}} = \frac{m \sin i}{(M_* + m)^{1/2}} \cdot \frac{G^{1/2}}{a^{1/2} \sqrt{1 - e^2}}. \quad (22)$$

Cette relation devient, en négligeant  $m$  devant  $M_*$ , en supposant une orbite circulaire et en adoptant des unités usuelles en astronomie :

$$K[m/s] = 28.45 \cdot \frac{m[M_{Jup}] \sin i}{\sqrt{a[UA] \cdot M_*[M_\odot]}} = 203 \cdot \frac{m[M_{Jup}] \sin i}{M_*^{2/3}[M_\odot] \cdot P^{1/3}[j]}. \quad (23)$$

L'ajustement complet de la courbe de vitesse radiale conduit aux 6 paramètres d'une orbite képlérienne :

- $V_0$  la vitesse du centre de masse, appelée aussi *vitesse systémique*.
- $K$  la semi-amplitude de vitesse,
- $P$  la période orbitale,
- $T_P$  l'époque de passage au périastre,
- $e$  l'excentricité,
- $\omega$  l'argument du périastre.

La figure 12 montre 4 exemples de courbes de vitesses radiales remises en phase avec  $V_0=0 \text{ m s}^{-1}$  et  $K=100 \text{ m s}^{-1}$ . L'ajustement permet de déterminer les paramètres orbitaux  $P$ ,  $a$ ,  $e$ ,  $T_P$  et  $\omega$  et la masse minimale du compagnon  $m \sin i$ .

La méthode des vitesses radiales ne permet donc pas d'estimer la masse exacte du compagnon planétaire à cause de l'indétermination du  $\sin i$ . Dans certains cas néanmoins une contrainte sur la période de rotation de l'étoile (de part son activité) et sur son rayon (de part son analyse spectroscopique) peut être donnée. On peut alors estimer la vitesse de rotation,  $v$ , et, connaissant  $v \sin i_{rot}$ , en déduire l'angle  $i_{rot}$ , que l'on suppose proche de  $i$ . Une autre approche consiste à calculer la distribution statistique des masses à partir de la distribution des  $m \sin i$ <sup>8</sup> (Jorissen et

<sup>7</sup> *semi-amplitude* ou *amplitude* ? Pour le physicien ou le mathématicien, l'amplitude du mouvement périodique  $x(t) = A \sin \omega t$  est  $A$ , et non  $2.A$ , et ceci en français comme en anglais. Cependant, les astronomes anglo-saxons ont baptisé  $K$  *semi-amplitude*, et les autres suivent .. (NDLR).

<sup>8</sup> On exploite le fait qu'une distribution isotrope des orientations des orbites produit une distribution statistique des inclinaisons en  $\sin i$ .

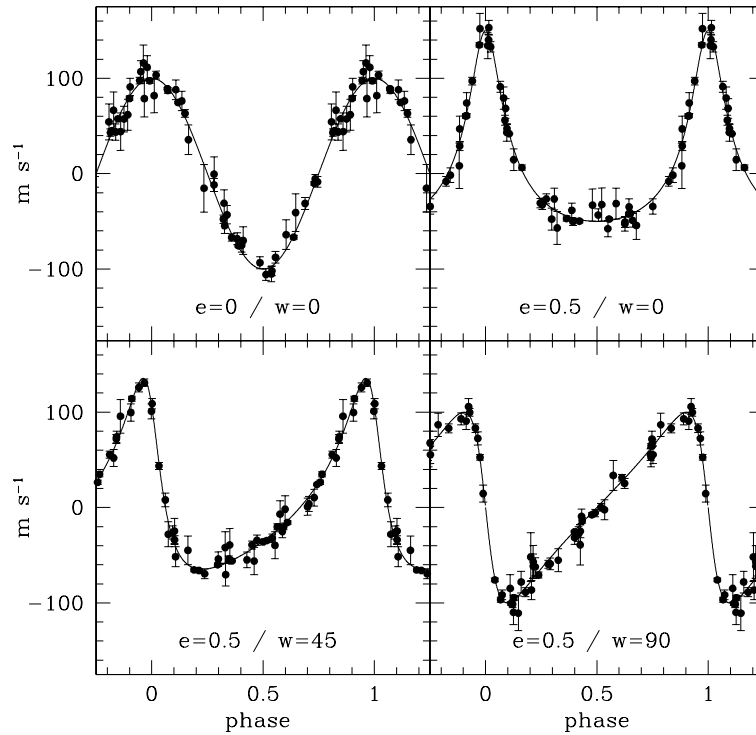


Figure 12.: Courbes de vitesses radiales remises en phase pour différentes valeurs de l'excentricité  $e$  et de l'argument du périastre (noté ici "w"). La phase 0 correspond au passage au périastre.

al. 2001). Enfin il existe un cas où l'on peut lever avec certitude l'ambiguïté du  $\sin i$  : lorsque l'exoplanète passe devant le disque de son étoile et provoque un transit photométrique et/ou spectroscopique (voir section 11.).

La relation exprimant la semi-amplitude de vitesse radiale  $K$  indique que la méthode est plus sensible aux planètes massives, plus sensible aux planètes proches et plus sensible aux étoiles de faibles masses. Elle favorise par conséquent la détection des planètes géantes à courte période orbitale telles que les Jupiters chauds. Compte tenu du fait qu'il faille couvrir au moins une période orbitale avant de pouvoir déterminer les paramètres orbitaux, c'est, pour le moment, la durée des programmes vitesses radiales qui limite la distance maximale à laquelle des exoplanètes massives ont été détectées.

Dans le cas de systèmes exoplanétaires multiples, l'ajustement des variations de vitesses radiales permet de caractériser les différentes orbites. Une solution consiste à soustraire les différentes composantes les

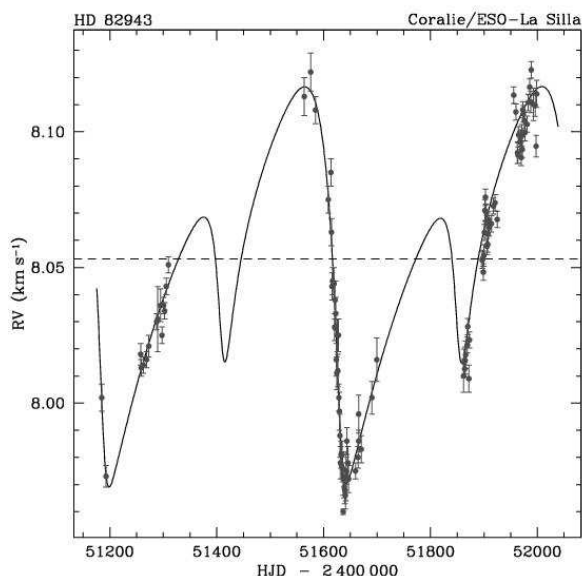


Figure 13.: Variation de vitesses radiales de l'étoile HD82943 possédant deux planètes en résonance 2 :1 (Mayor et al. 2004).

unes après les autres et à analyser à chaque étape les résidus de vitesses radiales. La meilleure approche consiste à ajuster directement une double, voire triple, orbite képlérienne. Néanmoins, certains cas de systèmes exoplanétaires montrent des orbites en résonances et en interaction (voir Fig. 13). Les lois de la dynamique à deux corps ne sont plus suffisantes pour décrire de tels systèmes. L'ajustement des paramètres doit alors tenir compte des interactions gravitationnelles entre les différentes planètes.

## 10. Une retombée des mesures Doppler : l'analyse spectrale

Compte tenu du fait que la mesure Doppler s'effectue sur le spectre stellaire, il est possible et même utile d'analyser et d'étudier des paramètres stellaires autres que la vitesse radiale. L'analyse du spectre permet de déterminer la vitesse de rotation projetée  $v \sin i_{rot}$ , la température effective  $T_{eff}$ , le  $\log g$ , la métallicité  $[Fe/H]$ , ainsi que l'indice d'activité.

L'analyse de la CCF, qui correspond en quelque sorte à une raie moyenne du spectre, permet déjà d'estimer certains paramètres spectroscopiques autres que la vitesse radiale. Les phénomènes d'élargissement et de déformation du profil des raies sont visibles sur la CCF. Connaissant le profil instrumental, la largeur à mi-hauteur de la CCF permet

d'estimer la vitesse de rotation projetée de l'étoile ( $v \sin i_{rot}$ ). Pour un type spectral donné, la largeur équivalente ou surface sous-tendue de la CCF est un indicateur de la métallicité de l'étoile (Santos et al. 2002).

Une telle analyse permet de dresser des relations et corrélations entre les propriétés des exoplanètes et les propriétés de leur étoile parente. On a notamment pu mettre en évidence une corrélation nette entre le taux d'exoplanètes géantes détectées et la métallicité de l'étoile (Santos et al. 2003, 2004a).

## 11. Une technique complémentaire aux mesures de transits photométriques

Une autre méthode de détection des planètes extrasolaires consiste à déceler l'infime baisse de luminosité d'une étoile lorsque la planète passe devant son disque. Cette technique, décrite en détail par Moutou & Pont dans cet ouvrage, permet d'estimer le rayon du compagnon mais ne donne aucune information sur sa masse. Dans le cas d'un transit photométrique, l'inclinaison du plan orbitale  $i$  sur le plan du ciel est très voisin de  $90^\circ$ . La mesure de vitesse radiale permet par conséquent de déterminer la masse exacte du compagnon.

Les deux techniques, vitesses radiales et transit photométrique, sont très complémentaires pour plusieurs raisons. Le suivi photométrique d'une exoplanète détectée par vitesses radiales permet dans le cas d'une configuration favorable ( $\sim 10\%$  des cas pour un Jupiter chaud de période 3.5 jours) de détecter le transit de la planète et donc d'accéder à sa masse exacte et son rayon. Il permet aussi de contrôler l'activité stellaire (voir la section 8.) et ainsi de discriminer l'effet de variation de vitesse dû à une planète de celui dû à une tache stellaire. Le suivi Doppler des candidats transits permet de caractériser la masse exacte du compagnon et ainsi de discriminer les transits planétaires des transits d'étoiles de faibles masses, de binaires rasantes ou d'autres cas plus complexes de systèmes stellaires triples (identique à celui illustré Fig. 10). La caractérisation de la masse d'une exoplanète détectée par transit photométrique est, en quelque sorte, facilitée par la connaissance de la période et de la phase. En supposant une orbite circulaire, seuls les paramètres  $K$  et  $V_0$  sont à déterminer. L'accumulation d'un grand nombre de mesures  $Nb$  réduit l'incertitude sur  $K$  (et donc sur la masse  $m$ ) proportionnellement à  $\delta V_{RMS}/\sqrt{Nb}$ .

Les vitesses radiales permettent aussi, dans le cas d'une planète à transit, de mesurer l'anomalie de vitesse liée au transit appelée effet Rossiter-McLaughlin (Ohta et al. 2005). En passant devant le disque de son étoile (en rotation), la planète masque successivement le bord s'approchant de l'observateur puis le bord s'éloignant de l'observateur.



Le profil des raies spectrales est donc légèrement déformé et se traduit par une anomalie Doppler. Cette anomalie permet d'estimer l'angle entre l'axe de rotation de l'étoile et l'axe orbitale de la planète. Elle permet aussi, connaissant le rapport de surface planète/étoile grâce au transit photométrique, de déterminer le  $v \sin i_{rot}$  ou alors, connaissant le  $v \sin i_{rot}$ , d'estimer le rapport de surface planète/étoile. Cet effet Rossiter-McLaughlin a pu être observé et mesuré sur seulement 3 exoplanètes à ce jour (HD 209458b, HD 149046b et HD 189733b).

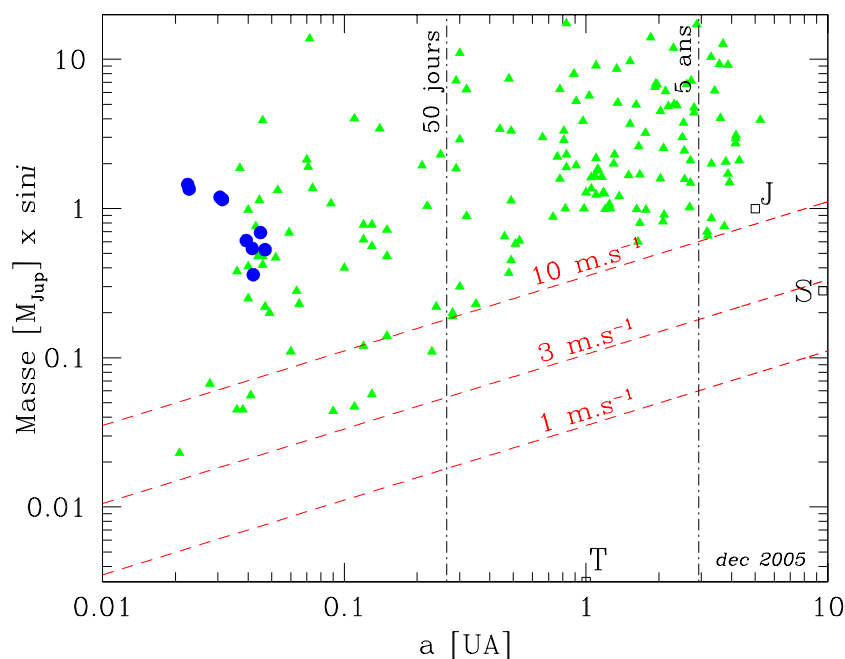


Figure 14.: *Diagramme masse-demi-grand axe des 170 exoplanètes détectées ou confirmées par vitesses radiales. Les 9 ronds noirs correspondent aux planètes à transits où  $\sin i=1$ .*

## 12. L'avenir des mesures vélocimétriques

A ce jour, c'est à dire 10 ans après la découverte de 51 Peg b, 170 planètes extrasolaires ont été détectées par mesure de vitesses radiales. Sur ces 170 planètes, 3 donnent lieu à un transit photométrique. Les recherches par photométrie ont conduit de leur côté à la détection de 6 planètes par la suite confirmées et caractérisées en vitesses radiales. Ces 170 exoplanètes sont représentées figure 14 dans le diagramme  $m \sin i$ -

a. Les lignes de semi-amplitude  $K=1, 3$  et  $10 \text{ m s}^{-1}$  ont été ajoutées en supposant une étoile de  $1 M_{\odot}$ .

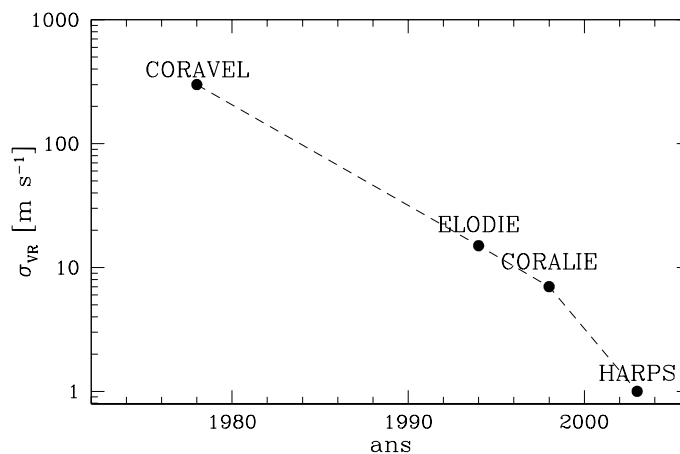


Figure 15.: *Amélioration des techniques Doppler au cours des dernières décennies.*

La méthode de vitesses radiales est à ce jour la méthode la plus puissante et la plus efficace pour la détection et caractérisation des exoplanètes. La précision des mesures Doppler a gagné en quelques décennies plusieurs ordres de grandeurs en passant du  $\text{km s}^{-1}$  au  $\text{m s}^{-1}$  (voir Fig 15). Les efforts se poursuivent afin d'une part de reculer les limites des vitesses radiales, d'autre part d'augmenter l'efficacité des programmes et enfin d'assurer le suivi des recherches par photométrie.

On peut raisonnablement penser que, ces prochaines années, les mesures Doppler franchiront la barre du  $\text{km h}^{-1}$  ( $28 \text{ cm s}^{-1}$ ) permettant alors de détecter des Terres chaudes, et même des super-Terres dans la zone habitable.

Alors que les tous premiers sondages consistaient à mesurer quelques dizaines d'étoiles de type solaire, les instruments d'aujourd'hui permettent de suivre un grand échantillon d'étoiles. Le développement d'un nombre désormais non négligeable de spectrographes-échelles aptes aux mesures Doppler de précision ainsi que l'avènement de spectrographe multi-fibres (par exemple FLAMES au VLT) offrent un gain en efficacité redoutable et permettent un sondage systématique sur plusieurs milliers d'étoiles.

La recherche d'exoplanètes par transits photométriques connaît un essor important et va prochainement s'amplifier avec les missions spatiales COROT et KEPLER. Ces missions vont demander un effort important de suivi Doppler, complément indispensable pour confirmer le

caractère planétaire des évènements transits et pour caractériser la masse et la densité des exoplanètes.

### Références

- [1] Baranne, A., Queloz, D., Mayor, et al., 1996, *A&AS*, 119, 373
- [2] Bouchy, F., & Connes, P., 1999, *A&AS*, 136, 193
- [3] Bouchy, F., Pepe, F., & Queloz, D., 2001, *A&A*, 374, 733
- [4] Bouchy, F., & Carrier, D., 2003, *Ap&SS*, 284, 21
- [5] Bouchy, F., Bazot, M., Santos, N.C., et al., 2005, *A&A*, 440, 609
- [6] Butler, R.P., Marcy, G.W., Williams, E., et al., 1996, *PASP*, 108, 500
- [7] Chelli, A., 2000, *A&A*, 358, L59
- [8] Connes, P., 1985, *Ap&SS*, 110, 211
- [9] Jorissen, A., Mayor, M., & Udry, S., 2001, *A&A*, 379, 992
- [10] Mayor, M., & Queloz, D., 1995, *Nature*, 378, 355
- [11] Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al., 2003, *Messenger*, 114, 20
- [12] Mayor, M., Udry, S., Naef, D., et al., 2004, *A&A*, 415, 391
- [13] Pepe, F., et al., 2002a, *Messenger*, 110, 9
- [14] Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., et al., 2002b, *A&A*, 388, 632
- [15] Queloz, D., Henry, G.W., Sivan, J.P., et al. 2001, *A&A*, 379, 279
- [16] Saar, S.H., Butler, R.P., & Marcy, G.W., 1998, *ApJ*, 498, L153
- [17] Santos, N.C., Mayor, M., Naef, D., et al., 2000, *A&A*, 361, 265
- [18] Santos, N.C., Mayor, M., Naef, D., et al., 2002, *A&A*, 392, 215
- [19] Santos, N.C., Israelian, G., Mayor, M., et al., 2003, *A&A*, 398, 363
- [20] Santos, N.C., Israelian, G., & Mayor, M., 2004a, *A&A*, 415, 1153
- [21] Santos, N.C., Bouchy, F., Mayor, M., et al., 2004b, *A&A*, 426, L19
- [22] Ohta, Y., Taruya, A., & Suto, Y., 2005, *ApJ*, 622, 1118