

## Cartographie des disques

Jean-Marie Hameury

*Observatoire de Strasbourg*

### **Abstract.**

Two techniques are frequently used to produce images of the accretion disc in an eclipsing binary : eclipse mapping and Doppler tomography. From the light curve, one can deduce the radial distribution of the effective temperature, assuming axial symmetry. On the other hand, from the variation of the line profile one can reconstruct an image in the velocity space, which can be converted into a real image if one knows the kinematics of the system.

Deux techniques sont couramment utilisées pour obtenir des images des disques dans les systèmes binaires à éclipses. En utilisant la courbe de lumière, on peut remonter à la distribution radiale de la brillance de surface, en supposant que celle-ci a une symétrie axiale. D'autre part, les profils de raies renseignent sur la distribution de vitesse des régions émissives ; leur variation temporelle permet de réaliser une image dans l'espace des vitesses, que l'on peut ensuite transformer en carte dans l'espace (x,y) si on connaît la cinématique du système.

### **1. Introduction**

Les disques d'accrétion dans les binaires ont des tailles de l'ordre de la microseconde d'arc et ne seront pas résolus spatialement avant longtemps, même avec des interféromètres de très grande taille. Mais la rotation du système binaire, qui nous le fait voir sous différents aspects, permet de remonter à la structure de celui-ci, moyennant un certain nombre d'hypothèses, et pourvu que l'inclinaison du système soit suffisante pour que la modulation orbitale de la lumière émise soit importante.

L'image que l'on se fait habituellement d'une variable cataclysmique (fig. 1) s'appuie en particulier sur le fait qu'on voit chacune des composantes dans les systèmes à éclipse, puisque la rotation du système cache successivement, ainsi que le montre la figure 2, une fraction du disque, la tache chaude et la naine blanche. On peut alors décomposer la courbe de lumière en ses diverses composantes (fig. 3).

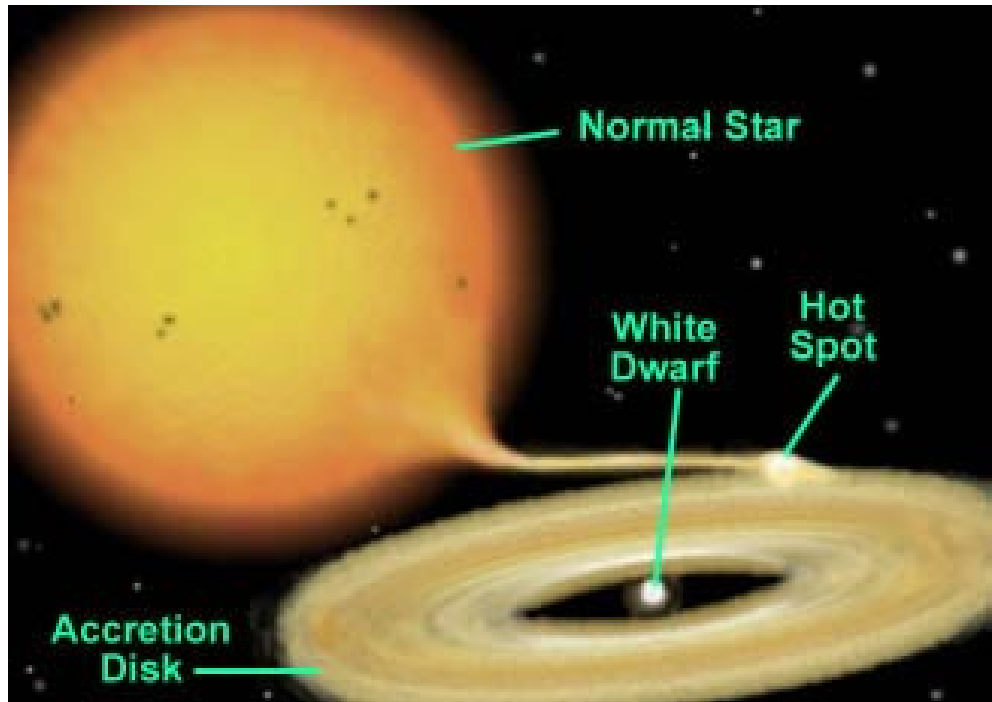


Figure 1.: *Vue d'artiste d'une variable cataclysmique. Les régions internes du disque ont été tronquées afin de rendre visible la naine blanche. Une telle troncature du disque se produit en particulier dans le cas où la naine blanche est magnétisée.*

L'éclipse de la naine blanche, par la mesure du temps d'entrée et de sortie de l'éclipse, donne accès au rayon de la naine blanche, et, connaissant la relation masse-rayon, à sa masse. L'éclipse de la tache chaude, donne elle accès au rapport des masses de la primaire et de la secondaire, si on suppose que la tache chaude se situe à l'intersection de la trajectoire balistique de la matière qui quitte le point de Lagrange et du disque d'accrétion. Cette hypothèse qui semble logique n'est cependant pas nécessairement vérifiée; il est fort possible que la matière (en totalité ou en partie) déborde du disque, et que la zone d'interaction soit relativement étendue.

Il existe deux techniques assez largement utilisées, qui permettent d'obtenir des informations sur la structure spatiale du disque : la cartographie par éclipses, dont le principe, simple, est indiqué fig. 2, et la tomographie Doppler, qui, en faisant intervenir une indication de la cinématique dans le système binaire, fournit une dimension supplémentaire. Pour des revues détaillées de ces méthodes, on pourra consulter Horne (1993) ou Steeghs (1999).

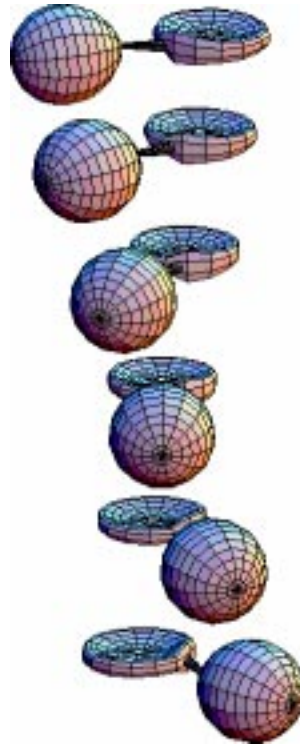


Figure 2.: *Rotation d'une binaire montrant l'occultation par la secondaire du disque, de la tache chaude et de la naine blanche.*

## 2. Cartographie par éclipses

Si on se donne une répartition de la brillance de chacun des éléments du système binaire, il est assez facile de prédire les variations de luminosité s'il y a des éclipses. La cartographie par éclipses a pour objectif d'inverser le processus, c'est à dire de déterminer la distribution des brillances  $I$  qui satisfait les observations  $O$ , soit telle que la quantité  $\chi^2$

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left[ \frac{O(k) - P(k)}{\sigma(k)} \right]^2 \quad (1)$$

soit égale à 1. Ici,  $N$  est le nombre de données observationnelles  $O(k)$ ,  $P(k)$  les prédictions du modèle une fois donnée la distribution des brillances  $I$ , et  $\sigma(k)$  l'incertitude sur les données. Une valeur du  $\chi^2$  plus grande que 1 indique un désaccord avec les données, tandis qu'une valeur trop faible traduit un ajustement du bruit. Comme la courbe de lumière est à une dimension et que la distribution des brillances est à 2D, il n'existe pas de solution unique, et on doit se fixer une contrainte

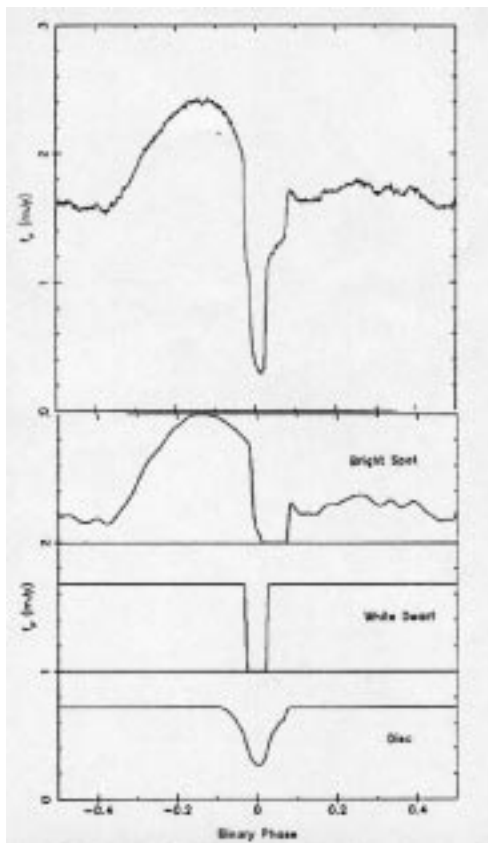


Figure 3.: *Courbe de lumière de Z Cha en quiescence, montrant les contributions de la tache chaude, de la naine blanche et du disque d'accrétion. Pendant cette phase de quiescence, la luminosité du disque est très réduite (d'après Wood et al. 1986).*

supplémentaire. On cherche en général la solution la plus régulière possible, qui minimise l'entropie définie comme :

$$S = \sum_{j=1}^M I(j) - D(j) - I(j) \ln \frac{I(j)}{D(j)} \quad (2)$$

où  $M$  est le nombre de pixels sur lesquels on a discrétisé la brillance de surface, et  $D(j)$  est une carte "cible". En général, on choisit une carte cible uniforme, c'est à dire que  $D(j) = \sum I(j)/M$ , qui donnera la solution la plus uniforme possible qui soit compatible avec les données observationnelles. Cependant, ce choix est très mauvais dans le cas d'un disque d'accrétion ; on préférera plutôt prendre la solution qui soit la plus axisymétrique possible.

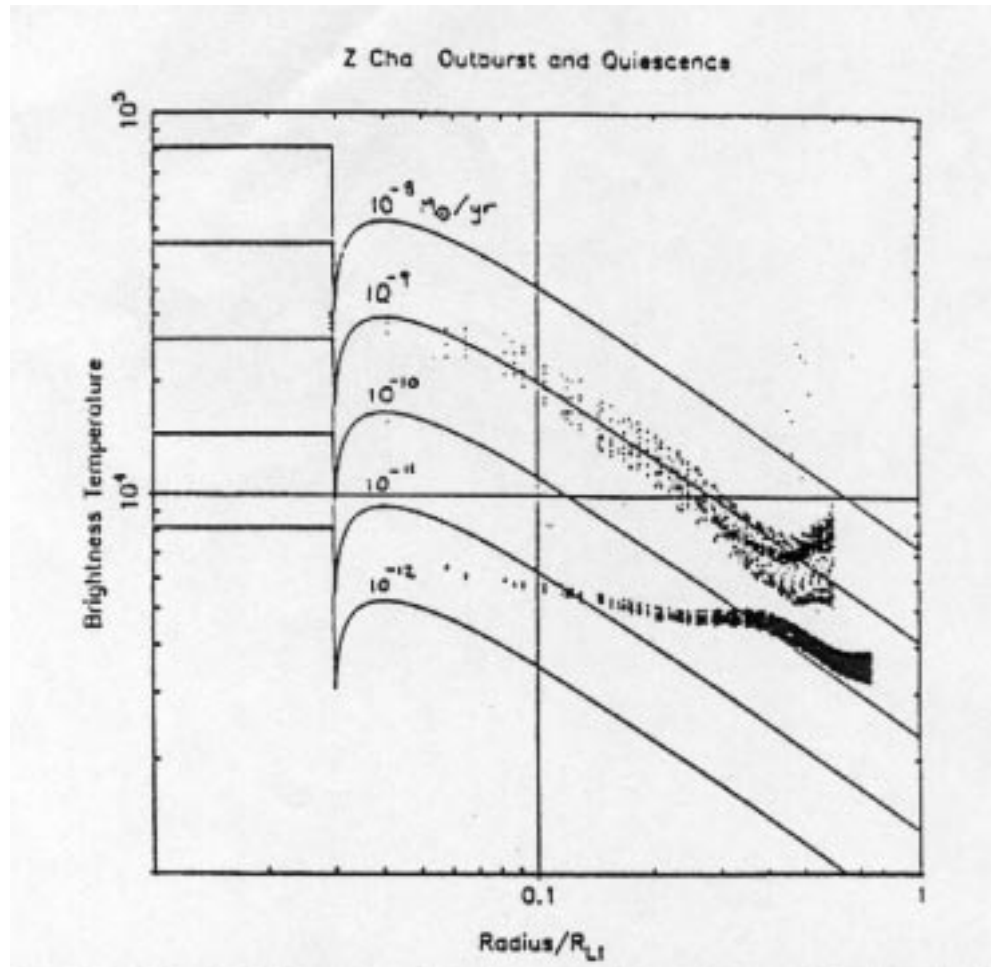


Figure 4.: Profil radial de la température effective dans le disque de la nova naine *Z Cha* en éruption et en quiescence. Les courbes en trait plein indiquent les profils attendus dans des disques stationnaires, pour divers taux de transfert de masse (d'après Horne, 1993).

On est alors ramené au problème classique de minimisation d'une fonction avec contrainte.

Parmi les résultats les plus importants fournis par cette méthode, il faut citer la détermination de la variation de la température effective du disque en fonction du rayon, dans des systèmes transitoires. La figure 4 montre la différence entre la phase quiescente et l'éruption. Il apparaît clairement que le disque est quasiment stationnaire pendant les éruptions, puisque le profil de température est pratiquement celui prédit par les modèles de disque stationnaires, avec  $T_{\text{eff}} \propto r^{-3/4}$ . Par contre, le

disque s'en écarte notablement pendant la phase séparant deux éruptions. Le taux local de transfert de masse est beaucoup plus grand dans les régions externes, ce qui implique que la masse du disque augmente. Ces observations sont en excellent accord avec les prédictions du modèle d'instabilité thermique/visqueuse du disque, qui rend compte du caractère éruptif de ces systèmes.

La cartographie du disque par éclipse permet également, lorsqu'on a la chance de réaliser une observation au tout début d'une éruption de nova naine, de déterminer le point de départ de l'instabilité, qui peut être soit au voisinage du bord interne du disque, auquel cas le disque devient d'abord très brillant dans les parties centrales, soit au bord externe. Webb et al. (1999) et Baptista, Catalàn et Costa (2000) ont montré que les éruptions de IP Peg et EX Dra démarrent au bord interne, tandis que celle de HT Cas (Ioannou et al., 1999) commencent au bord externe. Ce point est important, car il s'agit d'une prédiction des modèles que l'on peut tester (Buat-Ménard, Hameury et Lasota, 2000).

Enfin, cette technique a été utilisée pour mettre en évidence des structures non-axisymétriques dans la nova naine IP Peg en éruption (figure 5), qui ressemblent à des ondes spirales (Baptista, Harlafatis et Steeghs, 2000).

Il faut cependant noter que cette technique de reconstruction du disque suppose que l'inclinaison du système est grande; les effets tels que l'écrantage de certaines régions du disque par le disque lui-même sont souvent importants, et mal pris en compte (voire pas du tout dans les premières versions). Ceci induit des effets systématiques qui sont mal maîtrisés (Smak, 1994).

### 3. Tomographie Doppler

Dans un disque d'accrétion, la vitesse de rotation de la matière autour de la primaire est très proche de la vitesse képlérienne. Le profil des raies est largement dominé par le décalage Doppler de chacune des parties du disque qui contribue à l'émission; les raies émises par les disques ont souvent un profil à deux pics caractéristique.

La figure 6 montre comment on passe de l'espace physique à celui des vitesses. A gauche, on voit un disque d'accrétion, qui présente des asymétries (deux bras spiraux). Le lobe de Roche est indiqué en rouge, ainsi que l'écoulement du point  $L_1$  jusqu'au bord externe du disque, et prolongé en suivant une trajectoire balistique, jusque dans les régions centrales du disque. La partie droite de la figure indique comment cette carte se transforme lorsqu'on considère l'espace des vitesses. Le centre de masse, indiqué par la croix, a une vitesse nulle. La naine blanche apparaît comme ponctuelle, et a une faible vitesse  $v_y$ , dirigée vers l'obser-

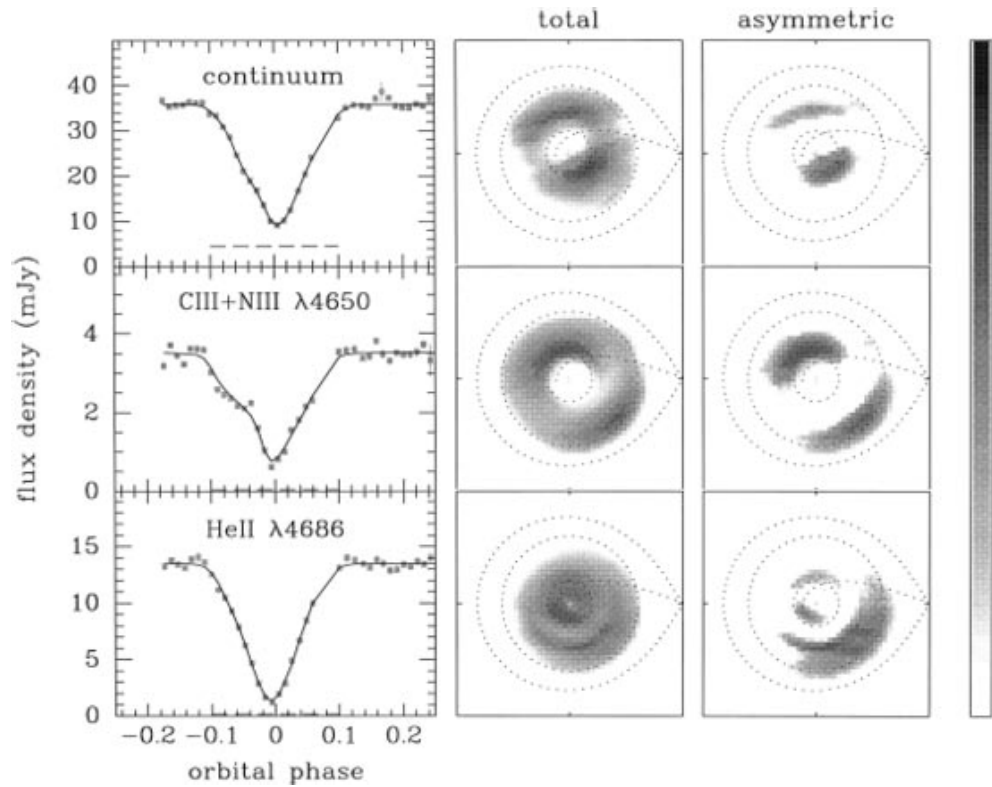


Figure 5.: *A gauche : courbe de lumière à trois longueurs d'onde de IP Peg ; au centre : le disque reconstruit ; à droite : la distribution de brillance lorsqu'on a enlevé la composante axisymétrique (tiré de Baptista et al. 2000).*

vateur, tandis que la secondaire, en rotation solide, a une vitesse moyenne  $v_y$  positive ; on peut facilement montrer que, dans l'espace des phases, la surface de la secondaire se transforme par une simple rotation. Le disque apparaît circulaire, mais les régions internes, animées d'une vitesse importante, se retrouvent à l'extérieur, tandis que le bord externe du disque est à l'intérieur. L'écoulement depuis le point de Lagrange se retrouve dans le diagramme des vitesses de deux façons : la courbe du bas, quittant le point  $L_1$ , représente un jet dont la vitesse est ballistique, tandis que celle qui part du centre de la secondaire correspond à une vitesse képlérienne. Il est clair que le jet, lorsqu'il quitte la secondaire, est ballistique ; par contre, en interagissant avec le disque, sa vitesse tend à devenir képlérienne. Enfin, les asymétries du disque sont clairement visibles dans l'espace des vitesses.

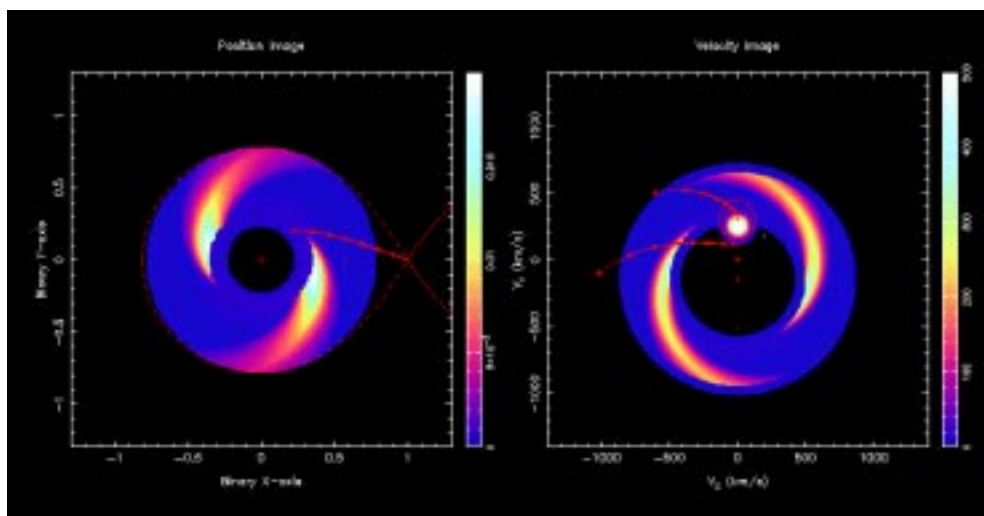


Figure 6.: *Transformation de l'espace physique dans l'espace des vitesses : à gauche, un modèle arbitraire de disque, et à droite son apparence dans l'espace des vitesses (tiré de Steeghs, Harlafatis et Horne, 1997).*

A partir du profil de vitesses observé en fonction du temps, on peut, en utilisant une méthode de maximum d'entropie très semblable à celle utilisée dans la méthode de cartographie par éclipse, reconstruire une image dans l'espace des vitesses.

La figure 7 montre un exemple de reconstruction obtenue en inversant le profil de la raie H $\alpha$  dans la nova naine IP Peg en éruption. L'image montre clairement l'existence de structures asymétriques dans le disque d'accrétion qui ont été interprétées comme des bras spiraux.

Des observations de U Gem ont permis de montrer que la tache chaude a, dans ce système, une structure complexe ; on observe une structure post-choc qui a une vitesse intermédiaire entre la vitesse balistique du jet et la vitesse képlérienne du disque, là où la matière du jet se mélange avec celle du disque.

#### 4. Conclusion

Malgré la taille extrêmement réduite (une microseconde d'arc) des disques d'accrétion dans les variables cataclysmiques, l'analyse de la courbe de lumière et des variations du profil de raies en fonction de la phase orbitale permettent de reconstruire l'image du disque en utilisant des méthodes de maximum d'entropie. La cartographie par éclipse permet de reconstruire directement l'image du disque, mais les données observationnelles étant à une dimension, l'hypothèse de régularité (par



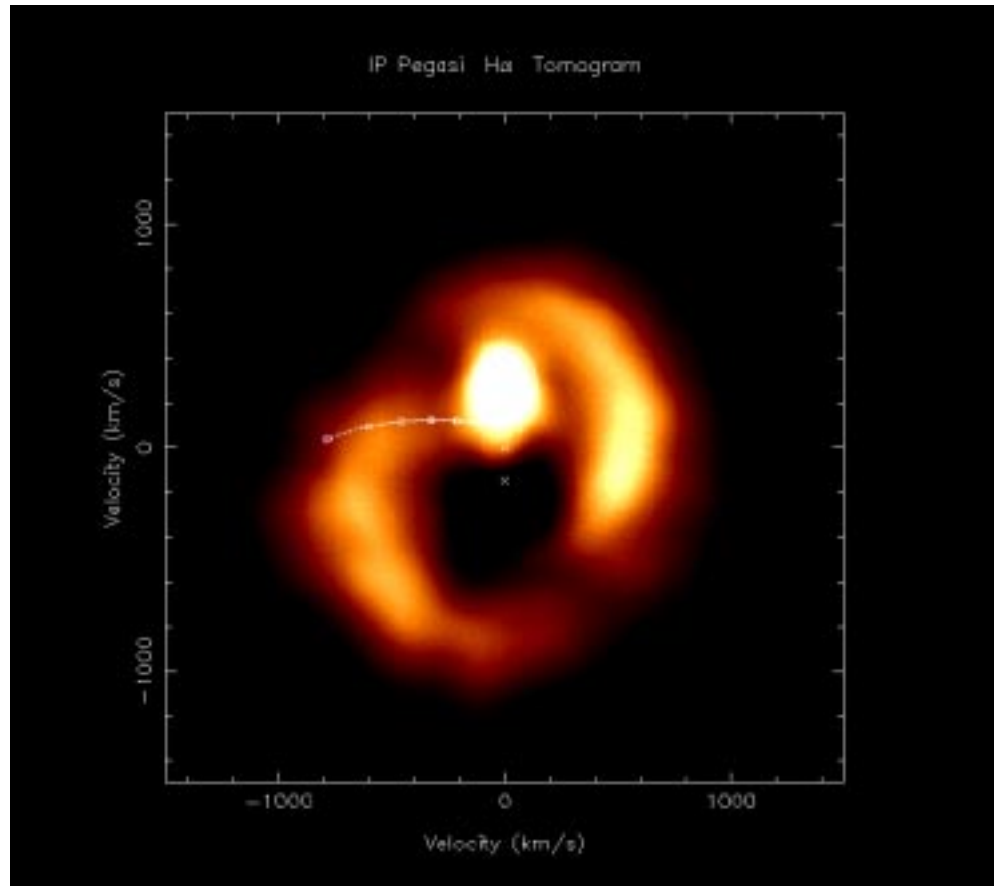


Figure 7.: Carte dans l'espace des vitesses de la variable cataclysmique *IP Peg*, montrant l'observation de bras spiraux dans le disque (tiré de Steeghs, Harlafatis et Horne, 1997).

exemple symétrie axiale) est forte. L'imagerie Doppler est basée sur des données observationnelles à 2D, et est donc plus riche; par contre, le passage dans l'espace physique est un peu plus complexe.

Il faut également se souvenir que ces méthodes sont applicables à des systèmes de forte inclinaison, dans lesquels on voit le disque pratiquement par la tranche. Les effets d'écrantage par des régions épaissies sont forts, et difficiles à maîtriser.

Il reste que ces méthodes ont apporté dans le passé plusieurs résultats spectaculaires, tels que la présence d'ondes spirales dans les disques; leur implication sur une éventuelle génération de viscosité non-locale reste à établir.

**Références**

- [1] Baptista R., Catalán M.S., Costa L., 2000, MNRAS, 316, 529
- [2] Baptista R., Harlafatis E.T., Steeghs D., 2000, MNRAS 314, 727
- [3] Buat-Ménard V., Hameury J.M., Lasota J.P., 2000, A&A, soumis
- [4] Horne K., 1993, in *Accretion disks in compact stellar systems*, ed. J. Craig Wheeler, *Advanced Series in Astrophysics and Cosmology*, vol. 9, World Scientific, Singapore
- [5] Ioannou Z., Naylor T., Welsh W.F., Catalán M.S., Worraker W.J., James N.D., 1999, MNRAS 310, 398
- [6] Smak J., 1994, *Acta Astron.* 44, 265
- [7] Steeghs D., 1999, PhD thesis, U. St Andrews
- [8] Steeghs D., Harlafatis E.T., Horne K., 1997, MNRAS, 290, L28
- [9] Webb N.A., Naylor T., Ioannou Z., Worraker W.J., Stull J., Allan A., Fried R., James N.D., Strange D., 1999, MNRAS 310, 407 Wood J.H., Horne K., Berriman G., Wade R.A., O'Donoghue D., Warner B., 1986, MNRAS 219, 629