Mémoire de synthèse : De la théorie aux modèles d'éjections

Christophe Sauty

▶ **To cite this version:**

Christophe Sauty. Mémoire de synthèse : De la théorie aux modèles d'éjections. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2002. tel-00007354

HAL Id: tel-00007354
https://theses.hal.science/tel-00007354

Submitted on 9 Nov 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Denis-Diderot Paris 7

—=—

Habilitation à diriger des recherches

—=—

Mémoire de synthèse

De la théorie aux modèles d'éjections

JURY

M. Jacques LEBOURLOT	Président
Mme Isabelle GRENIER	Rapporteur interne
M. Jean HEYVAERTS	Rapporteur externe
M. Michel RIEUTORD	Rapporteur externe
Mme Teresa LAGO	Examinatrice
Mme Hélène SOL	Examinatrice
M. Kanaris TSINGANOS	Examinateur
M. Edoardo TRUSSONI	Invité

Présenté par Christophe SAUTY

le 6 décembre 2002

A Mylène

A Bastien

Remerciements

Je tiens à remercier tous mes collaborateurs, Kanaris, Edo, João, Nektarios, Ioannis, Giorgos, Jean, Pascal, Hélène, Michał et Zakaria, sans qui tous ces travaux n'auraient pas pu être menés à bien. Je remercie également les rapporteurs pour leur travail et leur bienveillance, l'équipe NAG toujours chaleureuse et amicale. Merci à l'ensemble du DAEC et du LUTH, pour m'avoir donné les moyens de ma recherche, et aux secrétaires à Meudon ou à Paris toujours dévouées. Merci à Sylvie, Eric et bien d'autres. Enfin, merci à Isabelle qui encore une fois a bien voulu tout relire avec toujours autant d'efficacité dans la traque aux erreurs de syntaxe.

Résumé

Les processus d'éjection de masse des étoiles sont un phénomène largement répandu. Les vents, les jets stellaires ou les jets extra-galactiques sont caractérisés par une forte accélération du plasma éjecté et une morphologie plus ou moins bipolaire, plus ou moins focalisée le long de l'axe de rotation de la source.

Nous avons effectué différentes analyses des rôles de la pression, du champ magnétique et de la rotation du plasma dans les processus de formation et d'accélération des jets et sur leur stabilité. Les travaux exposés montrent, en particulier, le rôle essentiel du couplage magnétocentrifuge et du gradient de densité aussi bien dans la formation que dans la stabilisation des jets.

L'étude des écoulements de vents de disques et de couronnes, nous a amené à étudier en détails le rôle des surfaces critiques et leur lien essentiel avec les conditions limites. Nous avons montré l'analogie des écoulements MHD avec la métrique des trous noirs : les surfaces critiques sont l'analogue des horizons. Il existe aussi des ergosphères MHD, distinctes des horizons, qui n'ont pas nécessairement le rôle prédominant qu'on leur a parfois accordé.

Les modèles autosimilaires de vents de couronne nous ont permis d'établir des critères originaux sur la collimation des vents en jets et de relier la focalisation à la distribution d'énergie sur la source. Par ailleurs, nous avons introduit la notion de rotateurs magnétiques efficaces et inefficaces pour distinguer entre les sources de jets confinés thermiquement et celles de jets confinés magnétiquement.

L'application de ces modèles au vent solaire (données de la sonde Ulysse) et aux jets d'étoiles jeunes (jets de classes 2), nous a permis de valider les critères de collimation. Nous avons proposé un scénario pour l'évolution des jets en vents au cours de l'évolution stellaire, tout en proposant une autre origine pour le formation des jets protostellaires de classe 0. Par ailleurs, ces mêmes critères nous ont permis d'avancer une nouvelle interprétation de la classification des jets extragalactiques. Pour ces jets, une extension relativiste des modèles, sur laquelle nous travaillons, est cependant nécessaire.

Table des matières

1 Introduction **13**

1.1 Motivation 13

1.2 Plan 15

2 Écoulements stationnaires axisymétriques **19**

2.1 Description du fluide 19

2.2 Mécanismes d'accélération 22

2.2.1 Accélérations "thermique" et radiative 22

2.2.2 Accélérations magnétiques 23

2.3 Mécanismes de collimation 24

2.3.1 Confinement "thermique" 24

2.3.2 Confinements magnétiques 24

2.4 Source de l'écoulement 25

3 Rôle et importance des points critiques, lien avec les conditions limites **27**

3.1 Au delà des modèles à une dimension 27

3.1.1 Modèles à une dimension 27

3.1.2 Modèles autosimilaires 29

3.1.3 Analogie avec les trous noirs et perspectives 31

3.2 Etude des vents de disques 34

3.3 A propos de stabilité 36

4 Vents et jets de couronnes : critères pour la collimation **39**

4.1 Modèles autosimilaires à géométrie fixe 39

4.2 Modèles autosimilaires à géométrie libre : étude asymptotique 42

4.3 Modèles autosimilaires à géométrie libre : de la source à la terminaison 48
4.3.1 Vents et jets sous-pressurisés 48
4.3.2 Vents et jets sur-pressurisés 50

5 Applications aux écoulements astrophysiques 53

5.1 Physique solaire 53
5.1.1 Modélisation du vent solaire 53
5.1.2 Ecoulements dans les arches 55
5.2 Modélisation des jets d'étoiles jeunes 56
5.2.1 Modélisation des jets d'étoiles T Tauri 56
5.2.2 Modélisation des jets de classe 0 59
5.3 Modélisation des jets de noyaux actifs de galaxies 62
5.3.1 Une clef possible pour la classification des sources 62
5.3.2 Généralisations relativistes 63

6 Conclusions 65

6.1 Bilan 65
6.2 Résumé des perspectives 66

A "Stationnary subAlfvénic and low β MHD flows in solar coronal loops and arcades" 73

B "On the relation of limiting characteristics to critical points in MHD flows" 75

C "Analytical studies of collimated winds. IV. Rotating and collimated MHD outflows" 77

D "Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows. IV. Magnetic or thermal collimation of winds into jets ?" 79

E "On the local magneto-rotational instability of astrophysical jets" 81

F "A disk-wind model with correct crossing of all MHD critical surfaces" 83

G "The origin of molecular protostellar outflows" 85

H "Jet Formation and Collimation in AGN and micro-Quasars" 87

I "Application of an analytical MHD wind model with latitudinal dependences to the solar wind" 89

J "Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows. V. Acceleration and collimation of self-similar winds" 91

Chapitre 1

Introduction

1.1 Motivation

Ce mémoire présente les différentes recherches menées au cours des neuf années qui se sont écoulées depuis ma thèse soutenue fin 1993. Elles sont essentiellement le fruit de différentes collaborations internationales menées avec des collègues grecs, italiens et portugais, ainsi que d'autres collaborations plus ponctuelles. A cela s'ajoutent l'encadrement de stages de licence, maîtrise et D.E.A. et d'une thèse.

Le fil conducteur de ses recherches est la compréhension des phénomènes d'éjection ou d'accélération continue de plasma fluide. Cette dénomination recouvre des réalités astrophysiques extrêmement diverses allant du vent solaire (cf. Fig. 1.1) aux jets extra-galactiques (cf. Fig. 1.2), en passant par les vents stellaires, les jets d'étoiles jeunes (cf. Fig. 1.3), les jets de nébuleuses planétaires (cf. Fig. 1.4) et d'objets compacts, comme les microquasars, et même les écoulements dans les arches solaires (cf. Fig. 1.5).

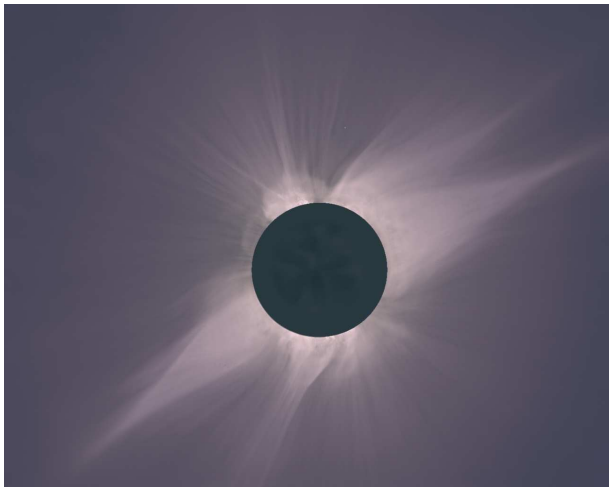

FIG. 1.1 – Eclipse de 1991 montrant la couronne solaire et le vent solaire qui s'échappe en formant des panaches dans la région équatoriale, appelés "helmet streamers". D'après Albers et al., Boulder (CO). – origine : http ://www.solarviews.com/raw/sun/eclips91.jpg –

Pour former une éjection, il faut généralement une source centrale, c'est-à-dire une étoile

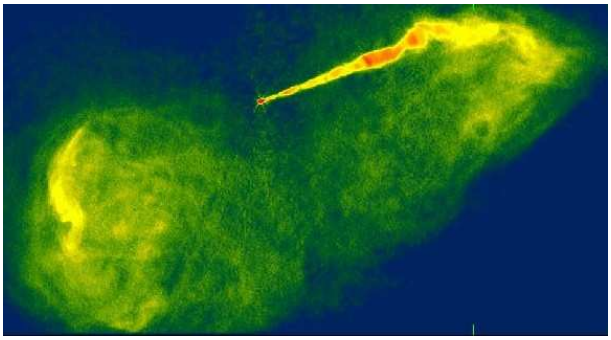

FIG. 1.2 – Image radio, prise en 1989 par le VLA (NRAO, National Science Institute), du jet à grande échelle de la galaxie active M87. L'image en optique du Télescope Spatial de Hubble (HST) est identique. Le jet est très collimaté dans la direction d'éjection. Les deux lobes sont symétriques, mais le jet n'est lui visible que d'un seul coté, sans doute à cause des effets relativistes.
– origine : http ://hubble.esa.int/img/25/opo9943a1_450.jpg –

ou un objet compact comme un trou noir, entourée ou non d'un disque d'accrétion. Cette source, et éventuellement le disque, sont baignés par un plasma beaucoup plus dilué, souvent beaucoup plus chaud, ce qui lui vaut le nom de couronne. L'existence de couronnes est d'ailleurs aujourd'hui presque universellement accepté pour tous les objets, ce qui était loin d'être le cas il y a seulement neuf ans. Le plasma à proximité de la source, dans cette couronne, est au repos ou animé de vitesses très faibles. Il est retenu dans le voisinage de l'étoile ou dans sa magnétosphère par son champ gravitationnel. Il est accéléré à des vitesses largement supérieures à la vitesse locale du son : quelques 10 km/s pour les vents froids moléculaires les plus lents, 200 km/s dans les jets d'étoiles T Tauri, 800 km/s pour le vent solaire, plusieurs milliers de km/s dans les vents radiatifs ou les vents de galaxies de Seyfert, voire des vitesses proches de celle de la lumière dans la plupart des jets d'objets compacts, comme les jets de Fanaroff-Rayleigh (FRI et FRII) dans les noyaux actifs de galaxies ou comme les microquasars galactiques. Par ailleurs, les morphologies des écoulements sont très variées : éjection presque sphérique des vents, collimation et éjection bipolaire ou unidirectionnelle des jets. Cette accélération et cette morphologie sont le produit des effets thermiques et magnétiques combinés.

La problématique est donc multiple : comprendre l'accélération du plasma, expliquer la morphologie de l'écoulement, mesurer les rôles respectifs des différentes grandeurs physiques et savoir imposer correctement les conditions limites spécifiques à chaque éjection, pour ne parler que des problèmes que nous aborderons dans la suite. Évidemment, il reste aussi à expliquer la propagation sur les grandes distances, le développement des instabilités et de la turbulence, le rayonnement, la formation des spectres, les phénomènes de ré-accélération dans les chocs, l'interaction et le lien avec l'environnement (objet central, disque d'accrétion, milieu ambiant, choc terminal ...). Nous voyons que le sujet devient alors trop vaste pour être traité globalement.

Limité à la formation des écoulements stationnaires et à leur dynamique, le sujet reste très théorique. Je tenterai donc de minimiser le nombre d'équations utilisées tout au long de cette présentation. Celles-ci sont décrites en détails dans les publications, ci-jointes, qui sont regroupées dans l'ordre chronologique, à la fin de ce mémoire.

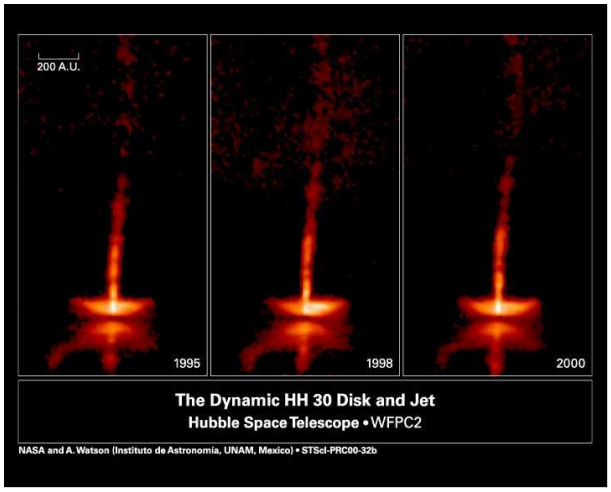

FIG. 1.3 – le jet de Herbig Haro (HH30) vu par l'instrument WFPC2 à bord du HST (NASA/ESA, A. Watson et al.). Le jet de cette étoile jeune est aussi très collimaté le long de son axe d'éjection. Il apparaît bipolaire de part et d'autre du disque d'accrétion sombre, situé dans le plan équatorial. Le disque est évasé et illuminé par l'étoile centrale, d'où l'apparition des deux formes de ménisques creux de part et d'autre du jet.
– origine : http ://hubble.esa.int/img/2d/26413.jpg –

1.2 Plan

Nous nous intéresserons essentiellement aux aspects stationnaires de ces phénomènes d'éjection, en utilisant l'approximation fluide et les équations de la magnétohydrodynamique idéale. Nous reparlerons d'aspects non stationnaires à propos de stabilité et d'aspects non idéaux à propos de la physique dans certains disques d'accrétion, mais ceci de façon peu détaillée et brève. Évidemment, cela peut sembler très restrictif. Même ainsi, le problème reste difficile, à cause du caractère très hautement non linéaire des équations. On peut donc espérer apporter beaucoup à la compréhension physique des phénomènes d'éjection sous cette forme simplifiée, avant d'aborder des aspects plus compliqués. Nous irons même plus loin dans les approximations, car nous supposerons qu'il existe toujours une symétrie supplémentaire : l'axisymétrie en ce qui concerne les vents et les jets, la symétrie de translation pour les arches. Au chapitre 2, nous ferons un récapitulatif des éléments de base de la physique des écoulements stationnaires axisymétriques en M.H.D. idéale, et plus particulièrement des phénomènes d'éjection.

Nous aborderons dans le chapitre 3 le point délicat de notre description – ce qui en fait toute la richesse et souvent la difficulté – : l'existence de points fixes, plutôt appelés points critiques en astrophysique, liés à la non linéarité de ces équations. Nous verrons comment ils peuvent être décrits simplement, par analogie avec les horizons des trous noirs. Nous verrons aussi comment il est possible de construire des modèles qui permettent d'analyser la structure complexe des écoulements, sans faire appel à des simulations lourdes. Nous introduirons ainsi les modèles autosimilaires de vents "stellaires", c'est-à-dire autosimilaires ou homologues avec la latitude, et les modèles autosimilaires de vents de "disques", c'est-à-dire autosimilaires ou homologues avec le rayon sphérique. Le terme autosimilaire ou homologue signifie simplement que la structure et les grandeurs physiques se répètent avec un facteur d'échelle connu (loi de puissance ou fonction polynômiale) dans la direction d'autosimilarité.

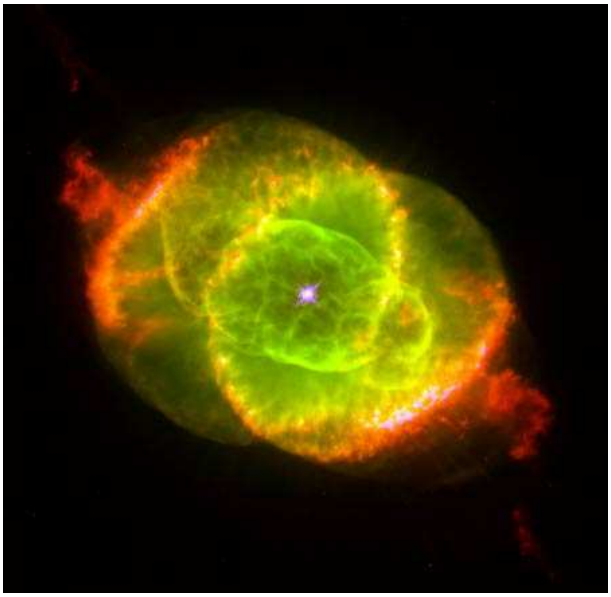

FIG. 1.4 – Image de jet de la nébuleuse planétaire de l'œil de chat. Le vent en expansion semble se refocaliser pour former un jet rapide, après un choc. Image du WFPC2 sur le HST (NASA, J.P. Harrington et K.J. Borkowski, University of Maryland).
– origine : http ://hubble.esa.int/img/31/opo9501c_450.jpg –

Le terme "vent stellaire" est un raccourci abusif même si nous l'emploierons par opposition aux vents de disques. En fait, il s'agit juste d'écoulements sortant d'une couronne sphérique plus ou moins étendue, qui n'a pas nécessairement une symétrie sphérique. Ce peut être évidemment une couronne stellaire, mais cela n'exclut pas d'inclure le disque proche comme source du vent, ni même d'aborder la modélisation d'un vent naissant dans la magnétosphère d'un trou noir alimentée par le disque d'accrétion. En poussant plus loin l'analogie avec les horizons des trous noirs, nous verrons que cette étude des points critiques n'est pas un simple gadget des écoulements stationnaires. Elle est liée à une difficulté inhérente à toutes les descriptions d'écoulements fluides : les conditions limites bien posées. Nous verrons, ensuite, comment cette analyse s'applique aux vents de disques. Nous avons apporté un éclairage théorique nouveau sur ces modèles étudiés depuis longtemps, mais sans que cette question de la topologie des écoulements n'ait été traitée de façon satisfaisante. Cette question en amène une autre, celle de la stabilité des solutions. Nous avons abordé ce problème au cours d'une analyse "simplifiée" qui a permis surtout de montrer qu'il ne suffit pas d'élaborer des techniques d'analyse de stabilité de plus en plus sophistiquées pour conclure correctement. Encore faut-il avoir su introduire dans les équilibres étudiés toute la complexité de la structure des écoulements tels qu'ils sont observés. Cela permet de relativiser quelques unes des conclusions communément admises. De plus cela justifie la recherche de modèles de plus en plus sophistiqués des solutions d'équilibre, parallèlement à l'étude de la stabilité.

Au cours du chapitre 4, nous résumerons plus spécifiquement ce que l'étude des modèles autosimilaires de vents et de jets "stellaires" a pu apporter. Le résultat essentiel est la formulation d'un critère quantitatif pour prédire la collimation des vents en jets, connaissant les conditions de distribution de l'énergie sur la source. Le paramètre décrivant le degré de collimation s'avère, finalement, être une généralisation de ceux trouvés, par ailleurs, dans les simulations et lors de l'étude des vents de disques autosimilaires. Plus généralement, nous verrons comment il est

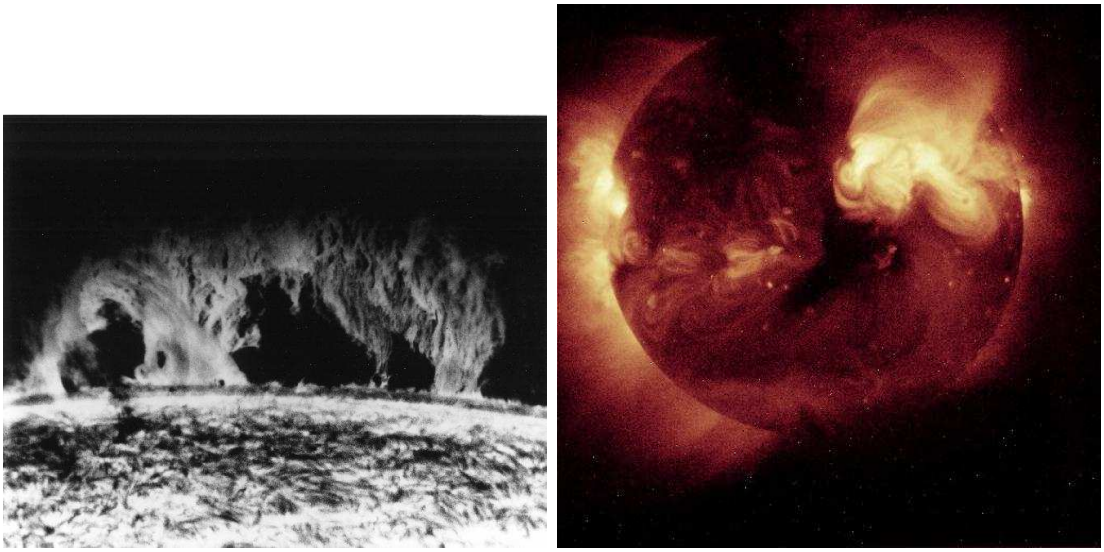

FIG. 1.5 – A gauche, protubérance calme solaire. Photographie du Big Bear Solar Observatory (1970). A droite, arches vues dans le domaine des rayons X (Calvin J. Hamilton, and Yohkoh).
– origine : http ://www.bbso.njit.edu/Images/image700000.jpg –
– origine : http ://www.solarviews.com/cap/sun/xsun.htm –

possible de modéliser différents types de morphologie de vents, plusieurs types de confinement de jets, thermiques ou magnétiques, et de classer les solutions en fonction de leur possibles applications aux différents objets astrophysiques.

Le chapitre 5 sera plus spéculatif, puisqu'il s'agit de modéliser différents objets spécifiques. Nous aborderons trois volets de la modélisation. Tous les résultats de ce chapitre ne sont pas encore publiés dans des revues de rang A, mais font néanmoins l'objet de comptes-rendus de colloque, de revues invitées et de rapports. Ils montrent ainsi que le champ d'application des modèles étudiés est loin d'être clos et offre d'autres possibilités d'extensions, avant d'aborder le problème au moyen de simulations numériques. Nous parlerons tout d'abord de physique solaire, vent solaire et écoulement dans les arches, modélisation des données de la sonde Ulysse. Ensuite nous envisagerons la modélisation des jets d'étoiles jeunes de classe 1 et 2, à travers l'exemple du jet de RY Tau. Nous verrons comment les jets de classe 0 peuvent être abordés d'une manière totalement différente, ce qui en fait d'ailleurs des objets à part dans la classification. Des étoiles jeunes au soleil, nous verrons que le critère sur la collimation peut, dans ce cas, être interprété comme un critère d'évolution. Enfin, nous aborderons la modélisation des jets extra-galactiques et nous verrons comment le critère sur la collimation permet d'interpréter un des axes manquant de la classification standard des jets. Cette approche synthétise ainsi les différentes interprétations données jusqu'ici. Évidemment, parlant de ces jets, nul ne peut ignorer les aspects relativistes. Nous conclurons donc sur les possibilités de généralisation relativiste des modèles et les perspectives offertes.

Chapitre 2

Écoulements stationnaires axisymétriques

2.1 Description du fluide

Dans l'approximation monofluide, le plasma peut être décrit par deux champs scalaires, la densité – ou plus exactement la masse volumique du fluide – ρ, et la pression P, ainsi que par deux champs vectoriels, la vitesse $\vec{V}$ et le champ magnétique $\vec{B}$, chacun possédant trois composantes. Le fluide répond alors aux équations de conservation habituelles : conservation de la masse, conservation de l'impulsion et conservation de l'énergie, auxquelles s'ajoutent les équations de Maxwell et la loi d'Ohm. En supposant la conductivité électrique infinie (M.H.D. idéale), on élimine le champ électrique en l'exprimant en fonction des champs de vitesse et magnétique.

En régime stationnaire et idéal, ces équations se réduisent à la conservation du flux de masse Ψ, du flux du champ magnétique A, de l'impulsion et de l'énergie, ainsi qu'au théorème du flux gelé. A cela s'ajoute une condition de symétrie, comme l'axisymétrie pour les vents et les jets, ou la symétrie plane pour les écoulements dans les arches solaires. Il y a donc une direction ignorable – la direction azimutale φ pour les écoulements axisymétriques – et tout peut se ramener au plan formé par les deux autres coordonnées – le plan poloïdal ou plan méridien, dans le cas axisymétrique. Nous noterons ces deux coordonnées r, θ ou ϖ, z suivant que nous utiliserons des coordonnées sphériques ou cylindriques. A cause du flux gelé, les lignes d'écoulements et de champ magnétique s'enroulent sur les mêmes tubes de flux de masse et de flux magnétique. On introduit généralement le taux de flux de masse sur le flux magnétique, $\mathrm{d}\Psi/\mathrm{d}A$ qui indique comment le premier varie avec le second. Dans le plan poloïdal, les lignes de champ magnétique et d'écoulement, en projection, sont confondues. C'est généralement une coupe de ces lignes qui est utilisée pour représenter l'écoulement (voir Fig. 2.1).

Le long de ces tubes de flux constants, le gel du champ magnétique et la conservation du mouvement dans la direction azimutale impliquent également que le potentiel électrique Φ et le moment cinétique total L y sont constants. Le moment cinétique L contient à la fois le moment cinétique du fluide et la partie emportée par le champ magnétique. Ainsi, il peut y avoir échange entre ces deux formes de moment cinétique. Plutôt que Φ et L, on introduit souvent deux autres constantes Ω et ϖ_a.

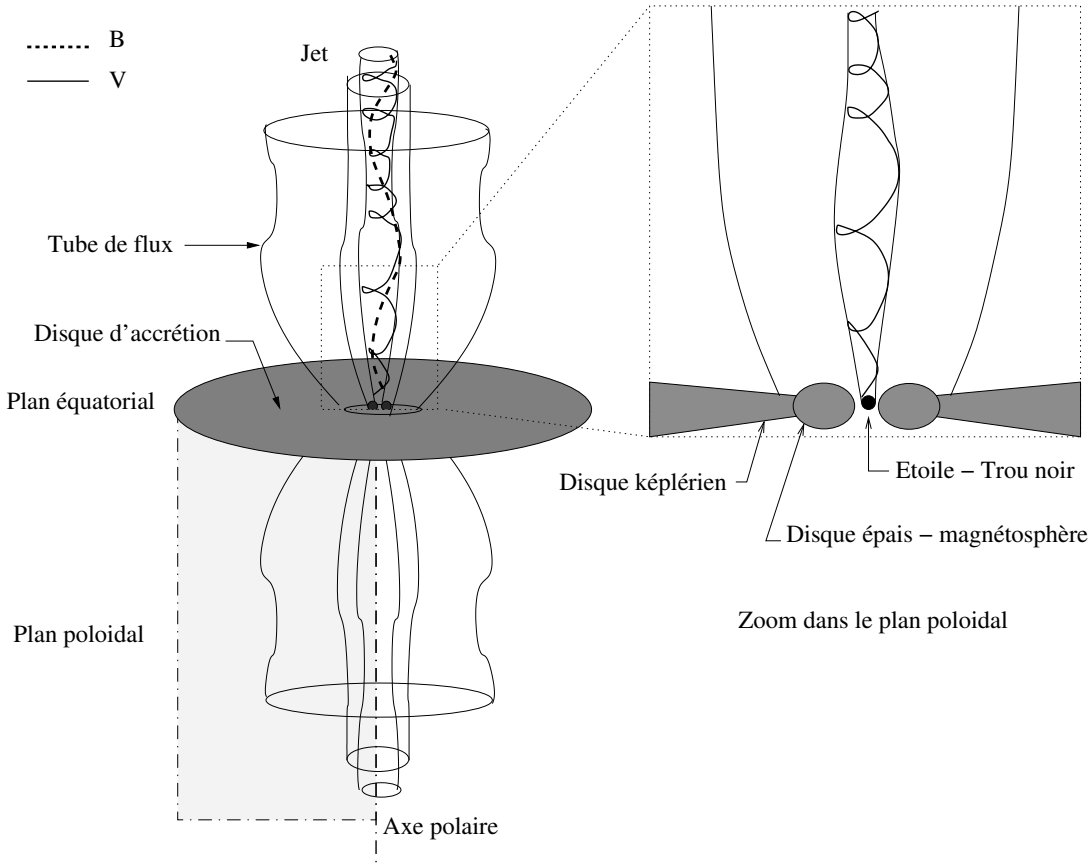

FIG. 2.1 – Schéma de jet illustrant les notions de tube de flux, de sources, de lignes d'écoulement et de plan poloïdal.

$\Omega = \mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}A$ est la dérivée du potentiel électrique par rapport au flux magnétique. C'est aussi la fréquence de corotation. Pour un milieu dominé par le champ magnétique, la vitesse d'éjection du fluide est négligeable, ce qui est normalement le cas sur la source (disque ou base de la couronne). Dans ce cas, la fréquence de corotation n'est autre que la vitesse angulaire de rotation des pieds des lignes de champ.

Le rapport $\varpi_a = L/\Omega$ est le rayon de corotation, en coordonnées cylindriques. Pour que l'écoulement soit stationnaire, le rayon d'un tube de flux doit atteindre le rayon de corotation lorsque la vitesse poloïdale du fluide atteint la vitesse d'Alfvén poloïdale. Ainsi le nombre de Mach alfvénique poloïdal M_a, plus souvent appelé nombre alfvénique, vaut un au rayon de corotation. En d'autres termes, on peut considérer le fluide en corotation avec le champ magnétique qui le domine jusqu'au rayon de corotation. Au delà, la dynamique l'emporte sur le champ magnétique qui ne peut plus imposer sa géométrie à l'écoulement (Fig. 2.2). Le moment cinétique emporté par le fluide, donc extrait de la source, est donc $L = \varpi_a\Omega$ au lieu de $\varpi_o\Omega$ où ϖ_o est le rayon cylindrique du pied d'ancrage des lignes ("magnetic foot point"). ϖ_a est le bras de levier magnétique. Dans les phénomènes d'éjection, les tubes de flux sont en expansion donc $\varpi_a > \varpi_o$. Le champ magnétique permet d'augmenter l'extraction de moment cinétique de la source, d'où la notion introduite en 1957 par E. Shatzman de freinage magnétique [Shatzman (1962)].

L'énergie mise en œuvre pour mettre les lignes magnétiques en corotation est $L\Omega = \varpi_a^2\Omega^2$. C'est l'énergie du rotateur magnétique. On peut aussi exprimer l'énergie spécifique totale (énergie par unité de masse) du fluide le long d'une ligne d'écoulement E dans le référentiel galiléen.

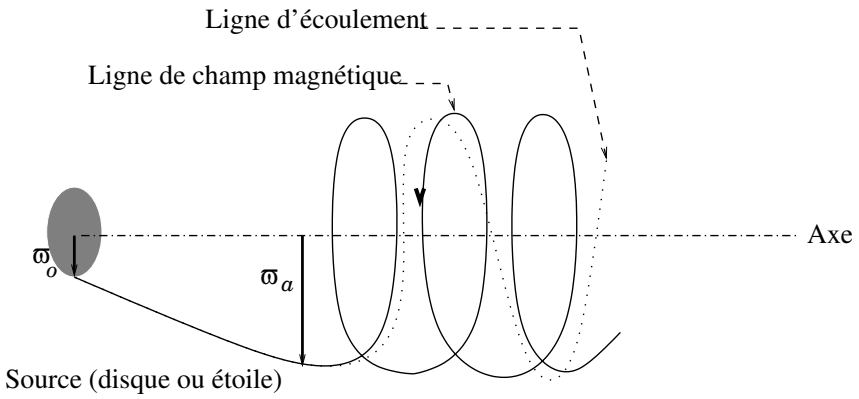

FIG. 2.2 – Schéma de jet montrant le rayon du point d'ancrage ϖ_0 et le rayon de corotation ϖ_a le long d'une ligne de champ magnétique.

Cette énergie est la somme de l'énergie cinétique, de l'enthalpie, de l'énergie gravitationnelle, du flux du vecteur de Poynting et des termes de chauffage. Dans le référentiel en corotation, c'est-à-dire tournant à la fréquence Ω, l'énergie emportée par une particule de fluide est $E' = E - L\Omega$. L'intérêt de ce référentiel est de montrer le rôle du potentiel de la force centrifuge. Cela montre également que l'énergie du rotateur magnétique est la différence d'énergie entre les deux référentiels.

Après introduction des différentes grandeurs conservées dans l'écoulement, A, Ψ_A, L et Ω, les champs azimutaux ou toroïdaux peuvent être exprimés en fonction de ces constantes et des grandeurs poloïdales. Le problème se ramène alors à résoudre les équations du mouvement dans le plan poloïdal pour deux fonctions, ρ et A par exemple.

Fondamentalement, les trois questions auxquelles nous sommes confrontés sont :
- Quel est le mécanisme d'accélération du plasma ?
- Quel est le mécanisme qui peut focaliser une éjection de type vent en une éjection orientée comme dans les jets ?
- Enfin, quelle est la source de l'éjection (le disque d'accrétion, les régions équatoriales de la magnétosphère, les régions polaires ...) ?

La séparation entre accélération et confinement est aussi une séparation en terme de bilan des forces s'exerçant sur le fluide. L'équilibre des forces associé à l'accélération est l'équilibre le long de l'écoulement. Il se traduit par une intégrale première, l'équation de Bernoulli, qui n'est autre que la conservation de l'énergie. L'équilibre des forces perpendiculaires à l'écoulement, dans la plan poloïdal, est lui responsable du confinement (ou de son absence). Par analogie avec les plasmas statiques des Tokamaks, l'équation qui régit cet équilibre est appelée équation de Grad-Shafranov. Elle porte aussi le nom de "Transfield" puisque, dans plan poloïdal, perpendiculaire à l'écoulement signifie aussi perpendiculaire au champ magnétique.

Nous allons maintenant aborder ces trois points. Les théories développées dans ce domaine sont indépendantes du système astrophysique étudié. Les mêmes mécanismes ont été proposés aussi bien dans le domaine de la physique stellaire (voir [Spruit (1996)]) que pour les jets de noyaux actifs de galaxies (voir [Blandford (1999)], [Blandford (2000)]). Toute la problématique reste ensuite de déterminer quel est le mécanisme prépondérant suivant les objets eux-mêmes.

2.2 Mécanismes d'accélération

Les mécanismes d'accélération sont de deux types. Le premier est un effet ou une combinaison d'effets à l'échelle microscopique. Le second fait appel au champ magnétique macroscopique.

2.2.1 Accélérations "thermique" et radiative

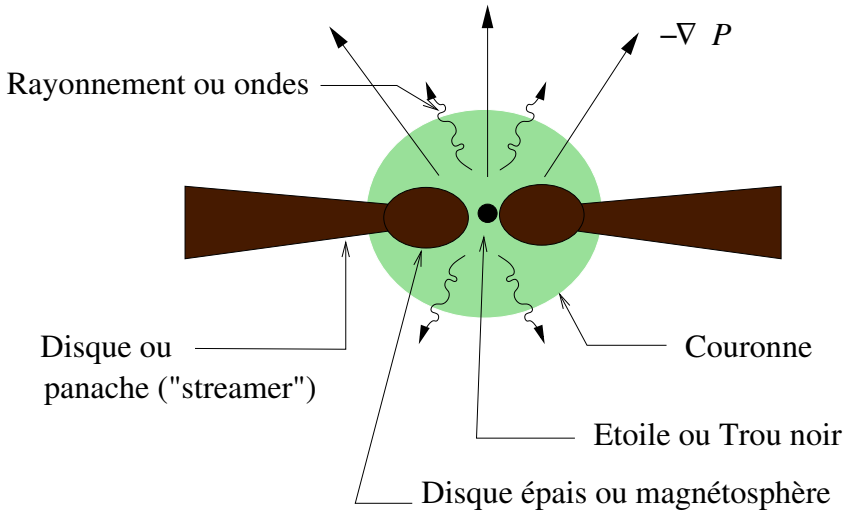

FIG. 2.3 – Accélération par la pression du gaz de la couronne. La pression se décompose en pression cinétique, pression radiative et pression des ondes M.H.D. : $P = P_{\rm th} + P_{\rm rad} + P_{\rm ondes}$.

Le premier mécanisme invoqué pour accélérer le plasma, depuis [Parker (1958)], est l'accélération thermique. L'existence d'une couronne implique l'existence d'un gradient de pression cinétique du gaz qui pousse celui-ci hors de la couronne (Fig. 2.3). Lorsque le chauffage est dû à la conduction, nous avons réellement un vent thermique. Un véritable chauffage thermique est, en général, insuffisant pour expliquer les vitesses observées. Cela est vrai pour tous les objets : le vent solaire (Parker 1963), les jets d'étoiles jeunes ou les jets puissants d'objets compacts (voir Annexe H).

En fait, la couronne est sans doute très efficacement chauffée par des ondes, en particulier des ondes d'origine magnétique. Si les fluctuations du champ magnétique à petite échelle peuvent être décrites par une approche statistique moyenne [Usmanov (2000)], il est possible d'inclure ces effets dans le terme de pression et dans le chauffage. De manière certes abusive, nous parlerons aussi d'accélération thermique dans ce cas, par opposition à l'accélération magnétique.

Dans un certain nombre d'étoiles (étoiles OB par exemple) ou dans certains noyaux actifs de galaxies (galaxies de Seyfert, notamment), le rayonnement central est aussi invoqué pour expliquer l'accélération. Sans entrer dans les détails, à part pour les vents d'étoiles chaudes et les vents de Seyferts, ce mécanisme est en général insuffisant. En tout cas, il n'agit pas seul, mais en combinaison avec les autres mécanismes. D'un point de vue de la dynamique, ce mécanisme peut également se ramener à un terme de pression et à un terme de chauffage supplémentaire, tout en diminuant aussi la gravité effective. Il est donc possible, assez grossièrement, de le traiter comme un terme "thermique" du point de vue de ses effets sur la dynamique.

Par la suite, la pression désignera la pression au sens large, c'est-à-dire la pression incluant

tous ces effets microscopiques.

2.2.2 Accélérations magnétiques

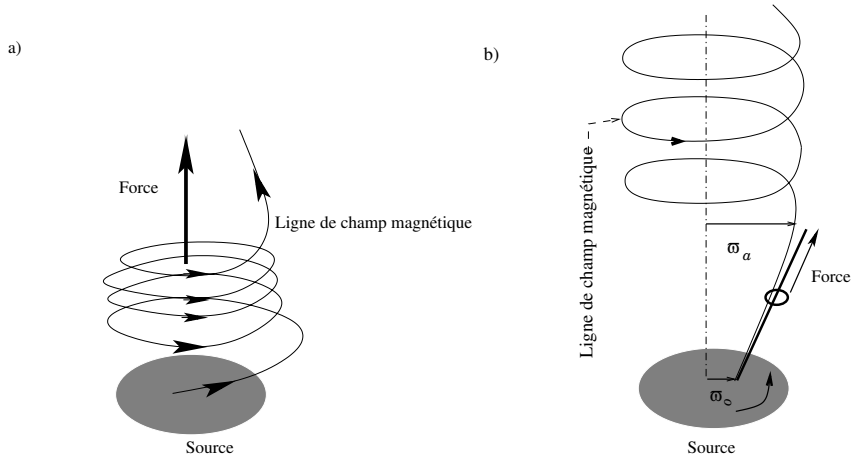

FIG. 2.4 – Accélération du plasma par le champ magnétique : en a), par un champ toroïdal ou une onde alfvénique torsionnelle ; en b), par effet magnétocentrifuge, comme "un anneau sur une tige".

En l'absence d'un chauffage efficace dans la couronne, d'autres mécanismes sont invoqués pour rendre compte de l'accélération. Le premier est le gradient de pression induit par une ligne de champ magnétique qui s'enroule formant ainsi une spirale de champ toroïdal fort (Fig. 2.4a). En se détendant le ressort pousse le plasma. C'est le principe de l'"uncoiling spring", comme son nom l'indique, mais aussi du canon de plasma ("plasma gun"). C'est aussi similaire à ce que l'on appelle l'accélération par une onde alfvénique torsionnelle ([Kudoh et al. (1998)], [Varnière et al. (2002)]). Ce mécanisme est souvent invoqué pour les éjections transitoires, mais il peut aussi apparaître dans les éjections continues ([Contopoulos (1995)]). Dans ce cas, il s'agit d'un transfert de flux de Poynting en énergie cinétique, où le champ magnétique est essentiellement sous la forme d'un champ toroïdal.

Le second mécanisme, lui aussi souvent invoqué, est également un transfert du flux de Poynting en énergie cinétique poloïdale, mais le champ magnétique est essentiellement sous forme poloïdale. Il s'agit de l'accélération magnétocentrifuge introduite par [Blandford & Payne (1982)], mais que l'on trouve déjà dans [Blandford & Znajek (1977)]. La différence entre les deux approches n'est pas dans le mécanisme, mais dans la source de l'éjection. C'est le principe de l'anneau sur une tige ("bead on a wire"). En effet un anneau qui glisse sans frottement sur une tige en rotation est ejecté si l'inclinaison de la tige est suffisante (cf. Fig. 2.4b). Dans le cas classique, si le plasma est froid, on trouve les fameux 30^o d'inclinaison si souvent invoqués. Dans le cas relativiste ou avec un plasma chaud, la contrainte est moins forte. Dans le cas des plasmas, la rigidité n'existe que si le champ magnétique poloïdal est suffisamment fort pour imposer à l'écoulement d'être en corotation. Autrement dit, ce mécanisme ne marche que jusqu'au rayon alfvénique, là où cesse la corotation.

2.3 Mécanismes de collimation

Nous retrouvons, au niveau des mécanismes susceptibles de focaliser un vent sphérique en un jet unidirectionnel ou bipolaire, la même confrontation entre confinement par la pression et confinement par les effets magnétiques. Lorsque ce confinement n'existe pas ou bien lorsqu'il est négligeable, l'expansion du plasma se fait de façon quasi-sphérique, ou du moins avec un évasement quasi-radial, c'est-à-dire presque conique.

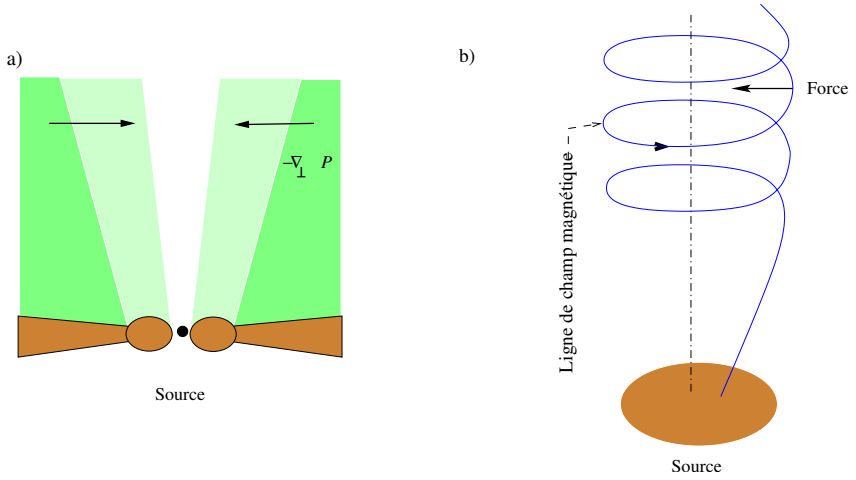

FIG. 2.5 – Confinement du plasma par la pression (jet sous pressurisé) en a) ou par la tension magnétique en b).

2.3.1 Confinement "thermique"

Si le plasma est entouré d'un milieu extérieur avec une pression plus élevée, ou si la pression du plasma augmente en s'éloignant de l'axe d'éjection (Fig. 2.5a), il y a alors un gradient de pression transverse ($\nabla_\perp P$) qui tend à confiner le plasma. Par pression, il faut encore entendre pression au sens large, en incluant tous les termes et non seulement la pression cinétique.

Comme la pression tend, en général, à décroître avec la distance, par simple expansion ou parce que l'éjection sort du milieu environnant (galaxie, nuage moléculaire ...), ce mécanisme est peu favorable à une collimation forte et tend à produire des jets avec un angle d'ouverture non négligeable.

2.3.2 Confinements magnétiques

Le champ magnétique poloïdal est parfois invoqué (cf. [Spruit (1996)]) pour expliquer le confinement du plasma. Dans le cas des vents collimatés en jets, cet argument ne tient que jusqu'au rayon alfvénique. Au delà, le champ magnétique ne peut plus contenir le flot. Il n'est donc pas possible d'expliquer raisonnablement le confinement des jets par cette approche. Ce confinement est plus adapté aux arches et aux protubérences solaires pour lesquelles la géométrie de l'écoulement est essentiellement fixée par le champ magnétique longitudinal.

Le principal acteur de l'auto-collimation magnétique, pour reprendre un vocabulaire em-

prunté à l'optique, est le champ magnétique toroïdal. Celui-ci s'enroule (cf. Fig. 2.5b) autour de l'axe, créant, par sa tension et/ou par son gradient, une force centripète qui tend à maintenir l'éjection dans la direction de l'axe de rotation du champ magnétique. C'est ce que l'on appelle le "hoop stress". Évidemment, ce mécanisme implique qu'il y ait un courant non nul dans l'écoulement. Celui-ci se refermant à l'extérieur du jet ou sur ses bords extérieurs, il est donc probable que seule la partie centrale du jet collimate sous cet effet et que les parties externes s'évasent plus ou moins (voir [Heyvaerts & Norman (1989)], [Okamoto (1999)]).

2.4 Source de l'écoulement

Il faut, enfin, déterminer la source de l'écoulement. Dans le cas des jets d'étoiles jeunes ou d'objets compacts, la question est : qui du disque, de la magnétosphère centrale ou de la région connectant les deux est responsable du plasma éjecté. Les vents stellaires, vus sous cet angle, peuvent sembler différents, mais la question est la même : quel est le rôle des parties polaires et celui joué par la partie équatoriale ?

La réponse est évidemment multiple et chaque acteur peut jouer un rôle différent. En général, les parties centrales sont les plus chaudes et les moins denses. Elles s'avèrent éjecter le plasma le plus rapide (magnétosphères centrales des trous noirs, étoiles et couches limites des étoiles jeunes, trous coronaux polaires). Au contraire, les parties plus externes (disques d'accrétion, panaches équatoriaux en forme de casque –"helmet streamers") semblent éjecter un plasma plus lent, mais plus dense. Ceci reste assez schématique et mérite d'être approfondi, évidemment.

Cependant avant d'aborder ce point, il faut disposer de modèles pour les écoulements. Ceci passe par l'obtention de simulations numériques, ou, plus modestement, par l'obtention de solutions semi-analytiques qui, au prix d'approximations parfois drastiques, permettent néanmoins d'explorer la richesse des écoulements à deux dimensions.

Chapitre 3

Rôle et importance des points critiques, lien avec les conditions limites

3.1 Au delà des modèles à une dimension

La difficulté essentielle pour décrire les écoulements M.H.D. est de bien poser les conditions limites. Nous allons voir que, dans le cas stationnaire, cela revient à explorer la topologie des solutions. En effet, obtenir une solution où l'écoulement démarre avec une vitesse nulle et atteint, à la fin, une vitesse largement supersonique et super-alfvénique, demande que celle-ci passe par un certain nombre de points fixes, encore appelés points critiques, qui reflètent le caractère non linéaire du terme d'advection et de la force de Lorentz. Cette question, en apparence très technique, est en fait essentielle. En effet, la plupart des écoulements, sinon tous, se terminent par un choc lorsqu'ils rencontrent le milieu extérieur : héliopause, chocs en forme d'arc des jets stellaires, lobes et points chauds des jets de galaxies etc ...Autrement dit, l'établissement d'un écoulement stationnaire stable doit être indépendant des perturbations qui se produisent en aval de celui-ci. Ceci est rendu possible si l'écoulement devient suffisamment rapide pour qu'aucune perturbation ne puisse remonter le long du courant. C'est effectivement le cas si la solution franchit tous les points critiques.

3.1.1 Modèles à une dimension

Le modèle de vent solaire de [Parker (1958)] (voir aussi [Parker (1963)]), à symétrie sphérique, nous a montré que la seule solution qui puisse se raccorder au milieu interstellaire avec une pression suffisamment faible est la solution de vent (Fig. 3.1), encore appelée solution critique. Les solutions non critiques qui se raccordent aux conditions à la surface du soleil (vitesse petite, densité importante) sont soit des brises, soit des solutions terminées. Les autres solutions, y compris la deuxième solution critique, sont en fait les solutions d'accrétion sphérique discutées par [Bondi (1952)].

Les solutions d'éjection terminées ne sont pas physiques, car elles reviennent en arrière lorsque la vitesse du son est atteinte. Les brises qui ne deviennent jamais supersoniques, ne

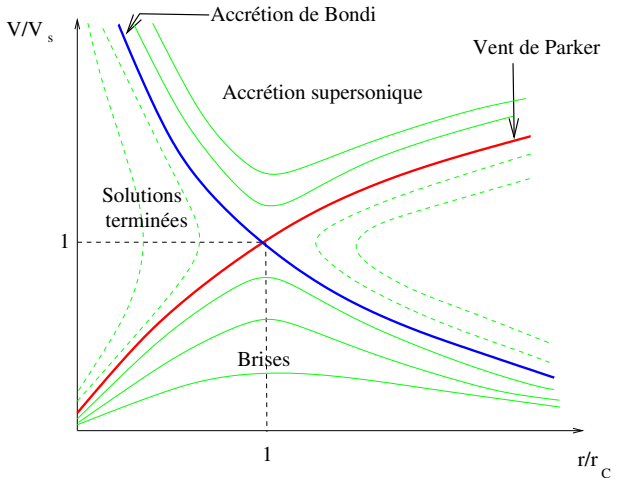

FIG. 3.1 – Topologie du vent sphérique de Parler. Le graphe représente le nombre de Mach, c'est-à-dire le rapport de la vitesse radiale sur la vitesse du son, en fonction de la distance normalisée au rayon critique. La solution de vent est la solution critique qui franchit la vitesse du son au niveau du rayon critique. L'autre solution critique est la solution d'accrétion sphérique de [Bondi (1952)]. Les solutions subsoniques sont les brises. Les solutions supersoniques sont les solutions d'accrétion supersonique. Les autres solutions sont terminées et n'ont aucun sens, physiquement.

peuvent pas se raccorder au milieu interstellaire car leur pression reste trop importante. Ultérieurement, il a été montré, analytiquement et numériquement, que les brises étaient instables et que la solution évoluait spontanément vers la solution critique de vent.

La transition sonique s'avère être à la fois la surface où la vitesse du fluide atteint la vitesse du son et la surface où la nature des équations change. Dans le domaine subsonique, les équations sont elliptiques. Elles deviennent hyperboliques dans le domaine supersonique. Autrement dit, les conditions à la surface critique imposent le flux de masse à la surface du soleil, alors qu'au delà de la surface critique, toutes les caractéristiques sont sortantes et aucune information ne remonte en amont du vent. C'est d'ailleurs pourquoi il est si important, numériquement, d'imposer des frontières ouvertes (caractéristiques uniquement sortantes) dans le domaine supersonique (voir par exemple [Grappin et al. (1999)]).

La généralisation à une dimension du vent au cas M.H.D. a été faite par Weber & Davis (1967) pour un vent dans le plan équatorial. En M.H.D. idéale, il y a trois ondes caractéristiques : les ondes alfvéniques et les ondes magnétosonores lentes (i.e. sub-alfvéniques) et rapides (i.e. super-alfvéniques). On trouve alors trois surfaces critiques lorsque la vitesse radiale du fluide atteint les vitesses caractéristiques de ces ondes. On trouve aussi (cf. [Heinemann & Olbert (1978)]) que les équations stationnaires passent successivement d'un régime elliptique à un régime hyperbolique pour la vitesse de rebroussement ("cusp velocity"), puis d'hyperbolique à elliptique pour la vitesse magnétosonore lente. Ensuite, le régime est parabolique à la transition alfvénique et enfin les équations redeviennent hyperboliques après la transition magnétosonique rapide.

Les conclusions sont les mêmes à chaque fois que l'on raisonne sur l'équation de Bernoulli indépendamment de l'équation "transfield". Autrement dit, si on raisonne à géométrie fixée, on retrouve le lien entre surfaces critiques, vitesses caractéristiques et changement de régime elliptique/hyperbolique (cf. [Sakurai (1985)] et [Heyvaerts & Norman (1989)]). Par exemple, Sakurai résout numériquement les deux équations dans le régime stationnaire, en utilisant une

méthode itérative. A chaque étape, il détermine d'abord l'accélération le long de l'écoulement pour une géométrie donnée, en utilisant l'équation de Bernoulli. Ensuite, il recalcule, pour ce nouvel écoulement, la nouvelle géométrie des tubes de flux en résolvant l'équation "transfield", perpendiculairement aux lignes de champ. De ce fait, il retrouve bien, pour l'équation de Bernoulli, la topologie de [Weber & Davis (1967)] et, pour l'équation "transfield", l'analyse de [Heinemann & Olbert (1978)].

3.1.2 Modèles autosimilaires

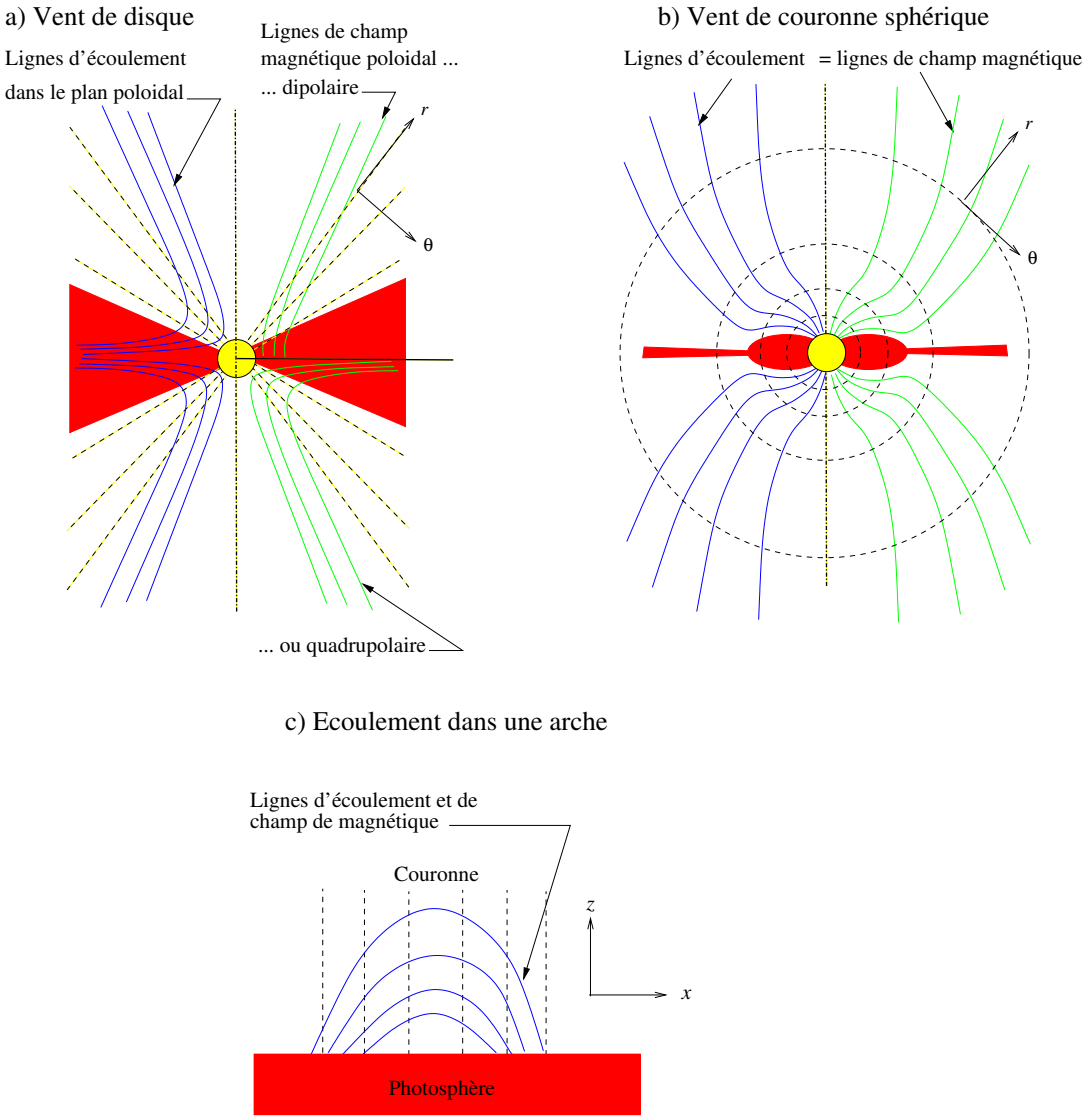

FIG. 3.2 – En a), schéma d'un écoulement autosimilaire radial avec l'étoile centrale et le disque d'accrétion. En b), schéma d'un écoulement autosimilaire en latitude avec l'étoile centrale entourée du disque ou des panaches équatoriaux. En c), schéma d'un écoulement autosimilaire en altitude, au dessus de la photosphère du soleil. Les lignes d'écoulement sont tracées en traits pleins noirs et celles de champ magnétique en traits pleins gris, dans le plan poloïdal. Sauf dans le disque d'accrétion, les lignes d'écoulements et les lignes de champ magnétique sont confondues. Les directions et les coordonnées sont indiquées par les vecteurs. Les directions d'autosimilarité sont indiquées en tiretés. Elles représentent aussi une coupe des surfaces de nombre d'Alfvén constant.

Les modèles autosimilaires ont permis d'aller au delà de l'approche à une dimension. Ils consistent à faire une séparation des variables et à prescrire la dépendance par rapport à l'une d'entre elles, alors appelée variable d'autosimilarité et qui correspond à la direction dans laquelle l'écoulement est homologue. Nous pouvons classer les modèles autosimilaires en trois grands groupes schématisés sur la Fig. 3.2 :

• L'autosimilarité radiale consiste à supposer que les solutions sont homologues avec le rayon sphérique r (cf. Fig. 3.2a). Par exemple, les surfaces alfvéniques (surfaces M_a =cte) sont des cônes et ne dépendent pas de r. Les grandeurs physiques se déduisent de fonctions $f(\theta)$ multipliées par de simples lois de puissance en r^n. D'abord développés par [Bardeen & Berger (1978)] pour les vents galactiques, ces modèles ont connu un succès certain grâce à Blandford & Payne (1982), et sont le sujet, depuis, de multiples développements (cf. Li et al. (1992), Contopoulos & Lovelace (1994), Konigl & Kartje (1994), Ostriker (1997), Vlahakis & Tsinganos (1998), Vlahakis & Konigl (2001)). Ce type d'approche est adapté aux vents et aux jets de disques et, tout particulièrement, aux vents de disques képlériens. Pour le disque (cf. Fig. 3.2a), il existe, en fait, deux types de modèles. Le premier utilise une configuration dipolaire du champ (cf. Li (1995), Li (1996), Ferreira & Pelletier (1995), Ferreira (1997), Casse & Ferreira (2000a), Casse & Ferreira (2000b)), le second une configuration quadrupolaire (cf. Henriksen (1987), Lery et al. (1999), Aburihan et al. (2001)). Comme, ils permettent de traiter la M.H.D. non idéale dans le disque, ces modèles sont intéressants pour faire des structures d'accrétion-éjection cohérentes et connecter la physique de l'accrétion à celle de l'éjection (voir [Ferreira & Pelletier (1995)] etc...).

• L'autosimilarité en latitude consiste à supposer que les solutions sont homologues avec la colatitude θ (cf. Fig. 3.2b). Les surfaces alfvéniques sont alors des sphères. Les grandeurs physiques se déduisent de fonctions $f(r)$ multipliées par de simples polynômes en $cos(\theta)$ et en $sin(\theta)$. Ce type d'approche est adapté aux vents émis par une couronne plus ou moins sphérique, en particulier pour les vents stellaires et la partie centrale des jets (cf. Low & Tsinganos (1986), Tsinganos & Low (1989), Tsinganos & Trussoni (1990), Tsinganos & Trussoni (1991), Trussoni et al. (1997), Lima & Priest (1993), Lima et al. (2001a), Tsinganos & Sauty (1992a), Tsinganos & Sauty (1992b), Sauty & Tsinganos (1994), Sauty et al. (1999), Sauty et al. (2002)).

• L'autosimilarité verticale consiste à supposer que les solutions sont homologues avec la hauteur z (cf. Fig. 3.2c). Les surfaces alfvéniques sont des plans verticaux. Les grandeurs physiques se déduisent de fonctions $f(x)$ multipliées par de simples polynômes en $e^{-z/H}$, où H est l'échelle de hauteur. Ce type d'approche est adapté aux cas où le champ gravitationnel est vertical et non plus radial et où il y a une invariance par translation (y) et non plus axisymétrie. Elle permet de décrire les écoulements dans les arches et les protubérances stellaires.

[Vlahakis & Tsinganos (1998)] ont établi un théorème permettant d'exhiber, à partir de deux hypothèses, la première sur le flux magnétique et la seconde sur la forme des surfaces alfvéniques, tous les types de modèles autosimilaires de vents et de jets qu'il est possible de construire. [Petrie et al. (2002)] ont généralisé cette approche aux modèles d'arches et de protubérances solaires.

Les modèles autosimilaires ont des limitations certaines : ils ne peuvent jamais être valides dans tout l'espace. Les modèles r-similaires de vents de disques ne sont pas valides sur l'axe de rotation ni loin de celui-ci. Les modèles θ-similaires de vents "stellaires" sont valides sur l'axe, mais ne le sont plus loin de celui-ci. Les modèles z-similaires pour les arches ont une extension

verticale infinie, alors que les arches sont limitées spatialement. Autre défaut de ces modèles, il ne peuvent explorer qu'un nombre fini de conditions limites. C'est aussi un avantage, car, avec leur simplicité d'utilisation, ils ont permis d'explorer une variété beaucoup plus large de conditions limites que les simulations numériques lourdes à mettre en oeuvre.

Depuis l'article de [Bardeen & Berger (1978)], il était apparu que les surfaces critiques des écoulements hydrodynamiques autosimilaires ne se trouvaient plus à la transition où la vitesse poloïdale devenait supersonique. Elles apparaissent, au contraire, lorsque la vitesse dans la direction perpendiculaire à la direction d'autosimilarité devient supersonique. Ce résultat est d'ailleurs générique de toutes les solutions autosimilaires, y compris avec le champ magnétique, comme nous l'avons montré dans l'article de 1996 en annexe (B). En M.H.D., il y a une difficulté de compréhension supplémentaire puisque, les vitesses des ondes n'étant pas isotropes, les vitesses caractéristiques de celles-ci changent avec la direction.

On a longtemps mis cette anomalie sur le compte de l'autosimilarité qui forcerait les ondes à se propager en conservant l'homologie. S'il est vrai que la direction de l'autosimilarité impose la forme des surfaces critiques, Bogovalov en 1994 a montré qu'il existe, dans le cas général, une singularité sur une surface appelée séparatrice. Cette séparatrice correspond à une caractéristique limite, c'est-à-dire à une surface tangente à un faisceau de caractéristiques dans le domaine hyperbolique. Nous avons alors apporté la preuve (Annexe B) que cette fameuse séparatrice correspondait bien à la surface critique observée dans les modèles autosimilaires. En 1997, Bogovalov a complété son analyse en montrant qu'effectivement les conditions limites sont bien imposées sur la séparatrice et non là où la nature des équations change. Du coup, le rôle de la vitesse de rebroussement ("cusp") est devenu plus clair, puisqu'il n'est plus lié à une vitesse caractéristique d'une onde. Il y a deux domaines hyperboliques, le premier pour une vitesse comprise entre la vitesse "cusp" et la vitesse magnétosonique lente et un autre lorsque la vitesse devient super-magnétosonique rapide. Par contre, il n'y a dans chacun des domaines qu'une seule transition critique : l'une correspondant à la transition magnétosonique lente et l'autre à la transition magnétosonique rapide. Est alors apparu la notion d'horizon M.H.D. (cf. [Tsinganos et al. (1996)]) associé à la séparatrice et à la notion de causalité. Finalement, il ne suffit pas pour le fluide de devenir magnétosonique rapide, encore faut-il que la séparatrice soit franchie.

3.1.3 Analogie avec les trous noirs et perspectives

Cette analogie avec la métrique des trous noirs est, en fait, beaucoup plus profonde. Nous ne l'avons encore qu'esquissée. Elle se trouve plus approfondie dans un article de revue reproduit dans l'annexe H et qui repose sur un article de B. Carter de 1972 sur la métrique des trous noirs [Carter (1972)]. Nous allons l'exposer ici brièvement. Pour simplifier nous allons comparer la situation entre la métrique d'un trou noir et celle d'un vent hydrodynamique.

Autour d'un trou noir isolé sans rotation, la métrique est celle de Schwarschild. Nous avons représenté (Fig. 3.3a), dans un plan, deux coordonnées spatiales X_1 et X_2, à latitude constante. Il s'agit plus ou moins du plan r, φ, excepté que nous avons négligé de représenter la courbure de l'espace, pour simplifier. Verticalement, nous avons l'évolution temporelle des ondes lumineuses. Comme nous étudions les phénomènes stationnaires, il y a invariance dans cette direction et nous pouvons projeter sur le plan spatial $[X_1, X_2]$ pour connaître la propagation spatiale des perturbations lumineuses. Dans le temps, les équations sont toujours hyperboliques d'où l'existence de

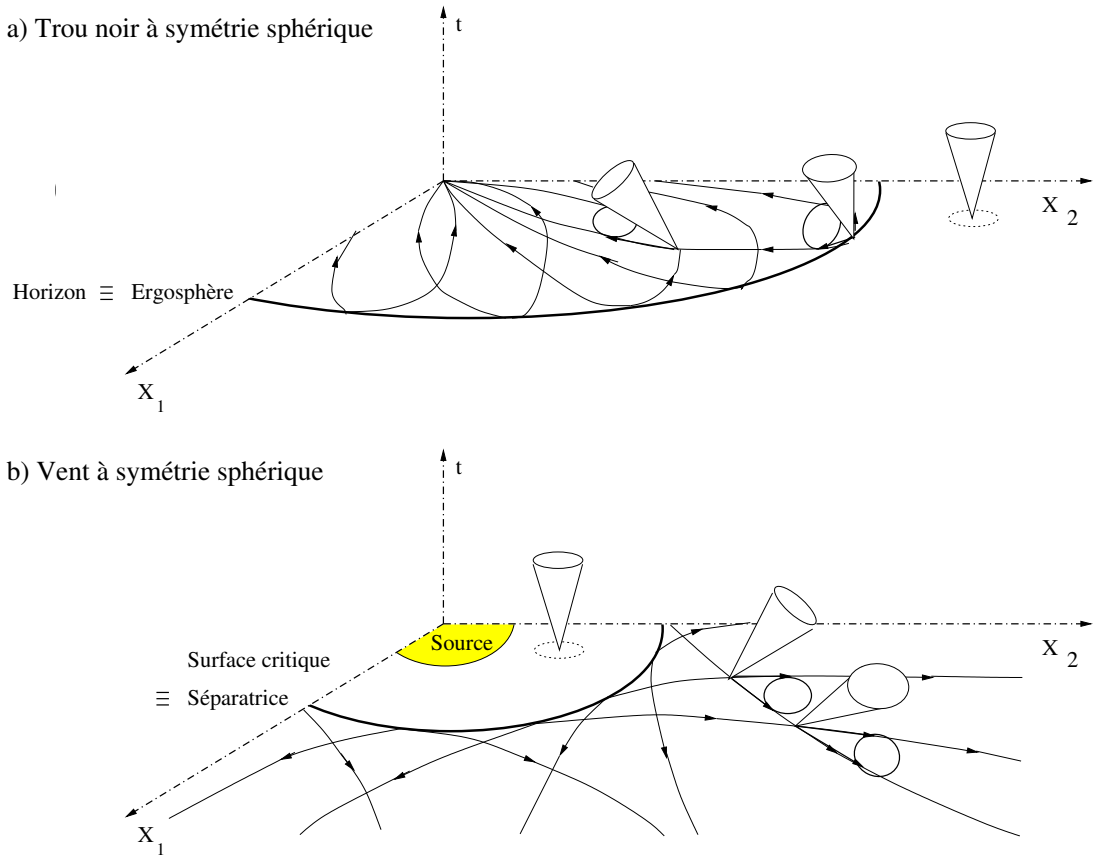

FIG. 3.3 – En a), schéma des caractéristiques et des cônes de lumière autour d'un trou noir de Schwarschild. En b), schéma analogue pour un vent à symétrie sphérique. L'axe vertical représente le temps et les coordonnées horizontales sont des coordonnées spatiales. Nous n'avons pas représenté en a) la courbure de l'espace qui cause l'inclinaison des cônes. En b), les cônes de Mach s'inclinent car le fluide est devenu supersonique.

caractéristiques dont le faisceau forme un cône appelé cône de lumière. Ce cône représente la propagation des ondes lumineuses comme le faisceau d'une lampe. Hors de l'horizon, les cônes verticaux se projettent en cercles. Il n'y a plus de caractéristiques. Spatialement le problème est elliptique, puisque les perturbations se propagent dans toutes les directions. A la traversée de l'horizon, les cônes s'inclinent vers le centre du trou noir sous l'effet de la courbure de l'espace. Le cône projeté donne les caractéristiques. Les deux familles de caractéristiques convergent vers le centre : la lumière ne peut plus ressortir. Pour les vents, la situation est identique, mais elle est spatialement inversée (Fig. 3.3b). Les cônes sont des cônes de Mach. Lorsque la vitesse devient supersonique, les cônes s'inclinent, les équations deviennent spatialement hyperboliques. Les caractéristiques s'éloignent toutes de la source, aucune information ne remonte à la source dans le domaine hyperbolique.

Lorsque le trou noir est en rotation, la métrique devient une métrique de Kerr (Fig. 3.4a). A cause de la rotation, les cônes de lumière s'inclinent dans la direction azimutale à l'approche du trou noir, donnant ainsi des projections de cône. L'apparition des caractéristiques se fait au niveau de l'ergosphère qui n'est qu'une transition mathématique elliptique/hyperbolique. Une des deux familles de caractéristiques est centrifuge, il y a donc une partie de l'information qui ressort de l'ergosphère. Une fois le véritable horizon traversé, les cônes de lumière sont tous tournés vers le centre à cause de la courbure de l'espace. En projection, les deux familles de ca-

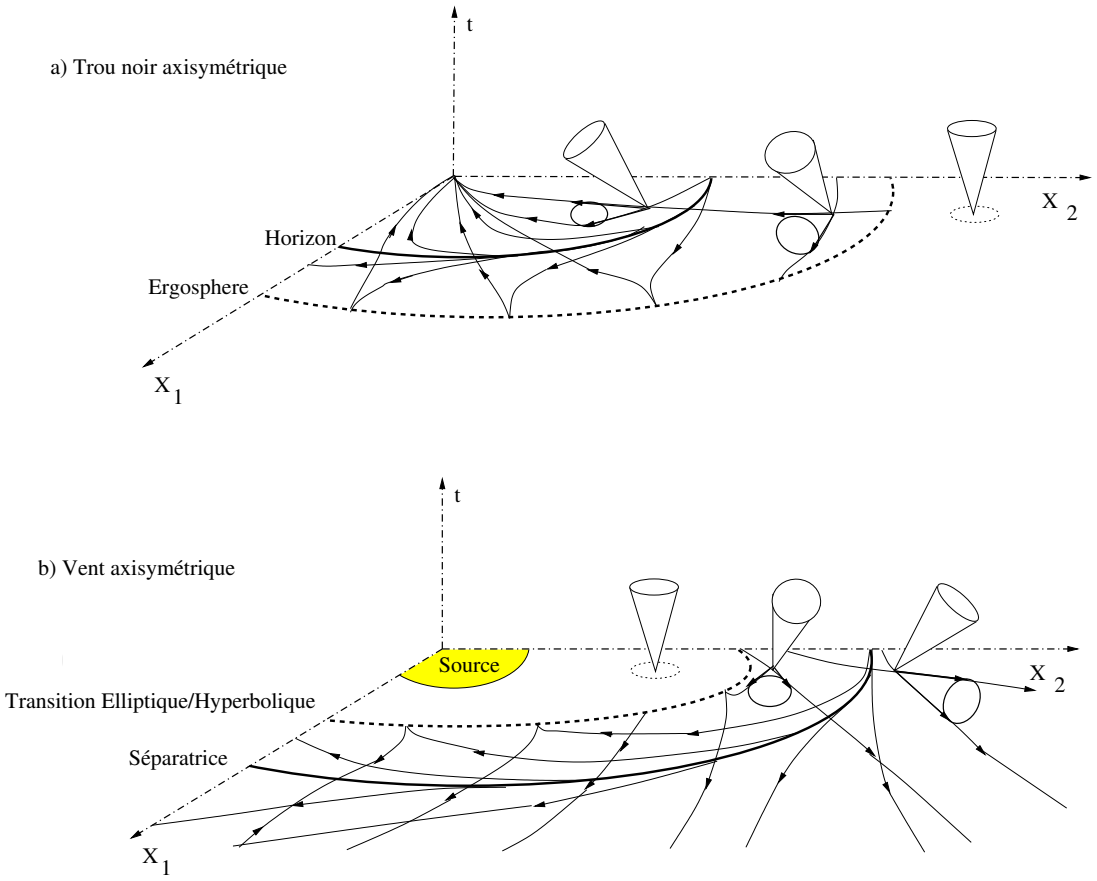

FIG. 3.4 – En a), schéma des caractéristiques et des cônes de lumière autour d'un trou noir de Kerr. En b), schéma analogue pour un vent axisymétrique. Les axes sont identiques à ceux de la figure précédente.

ractéristiques sont orientées vers le centre. L'horizon correspond au lieu des points où l'ensemble d'une des deux familles de caractéristiques est tangent. Il s'agit donc d'une caractéristique limite qui fait fonction de séparatrice. L'horizon correspond à la limite de la région interne du trou noir causalement déconnectée de l'extérieur. En 1968 pour sa thèse, B. Carter mettait ainsi en évidence le rôle de l'ergosphère et sa nature disjointe de l'horizon, contrairement à ce qui était admis. Nous voyons qu'en dehors du renversement des axes, la situation est parallèle en hydrodynamique (Fig. 3.4b). La transition elliptique/hyperbolique est purement mathématique et correspond à une ergosphère de Mach et la séparatrice ou caractéristique limite est le véritable horizon.

La généralisation aux écoulements M.H.D. se fait sans peine, exceptée pour la transition magnétosonique lente. En effet, dans ce cas, la représentation des "cônes" de lumière est très délicate car le diagramme de phase montre que ces ondes s'étendent non pas "elliptiquement", mais en faisant des triangles. C'est à cause de l'une des pointes de ces triangles que les caractéristiques forment un point de rebroussement en amont du vent, à la transition dite de rebroussement ("cusp"). A ceci près les résultats restent les mêmes. Par ailleurs, cette analogie montre qu'il est essentiel, même dans une simulation numérique dépendante du temps (cf. Annexe H) d'imposer des caractéristiques sortantes. C'est bien ce que font [Grappin et al. (1999)] pour le vent solaire. Apparemment, d'autres simulations, comme [Krasnopolsky et al. (1999)], ont des problèmes de réflexion sur les bords. Pour limiter ces problèmes de réflexion, [Ouyed & Pudritz (1997)] ont, quant à eux, limité l'extension temporelle de la simulation, de sorte que le

jet ne sorte pas de la grille de calcul.

L'analogie peut être même poussée plus loin. En effet, pour construire la métrique de Kerr, B. Carter a montré qu'on pouvait décomposer la dépendance en latitude sur une base pôlynomiale. On peut alors trouver la dépendance radiale en résolvant un ensemble d'équations différentielles ordinaires découplées. Dans le cas d'un trou noir axisymétrique avec une atmosphère vide, il existe donc une "symétrie" supplémentaire qui permet de séparer les variables. Dans ce cas précis, la forme de l'horizon peut être prédite, c'est une sphère. La situation est la même pour les écoulements autosimilaires. L'autosimilarité permet de prédire la forme des horizons M.H.D., cônes, sphères ou plans pour les autosimilarités respectivement radiale, latitudinale et verticale.

Cette analogie ouvre donc des perspectives. Dans le cas plus général des écoulements axisymétriques, l'analogie avec la métrique des trous noirs nous dit qu'il sera a priori difficile, voire impossible de prédire la forme globale des horizons. Par contre, une formulation locale est possible. Nous avons une collaboration avec N. Vlahakis, récemment recruté à Athènes, pour approfondir cette analogie et arriver à une formulation locale dans le cas général.

3.2 Etude des vents de disques

L'analyse poussée que nous avions faite en 1996 de la topologie des solutions autosimilaires, nous a amenés à étudier la topologie du point magnétosonique rapide des vents autosimilaires de disques ([Vlahakis et al. (2000)], annexe F).

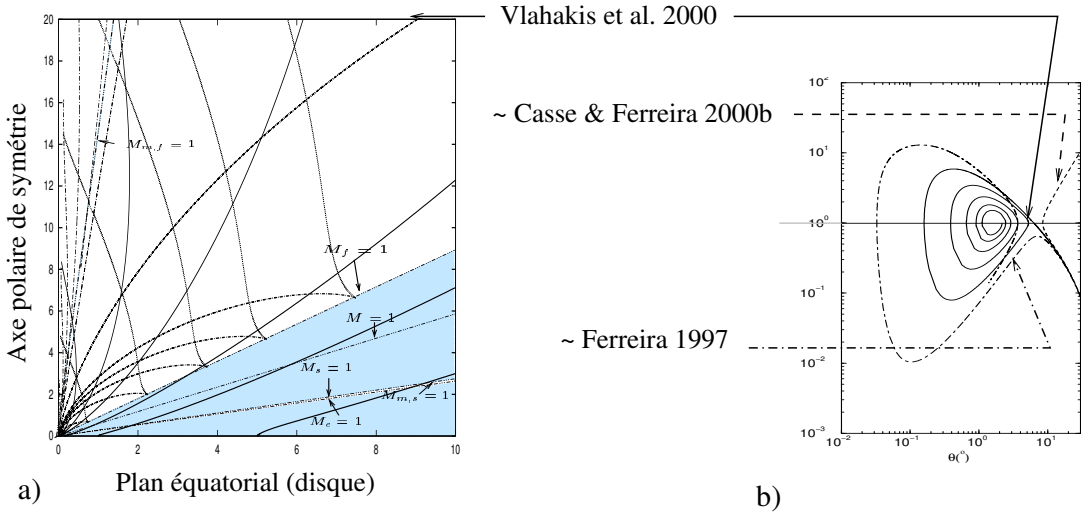

FIG. 3.5 – Solution autosimilaire de vent de disque franchissant les trois surfaces critiques indiquées. La partie a) montre les lignes d'écoulement et les caractéristiques dans le premier quadrant. Les zones ombrées correspondent aux domaines elliptiques. La partie b) montre un zoom de la topologie près du point critique magnétosonique rapide dans le plan du nombre de Mach magnétosonique rapide en fonction de la colatitude θ. La solution critique peut être comparée aux solutions non critiques faisant la connection avec le disque, obtenues par Ferreira et al.

En effet, [Bardeen & Berger (1978)] n'ont pas réussi à construire de solutions transoniques dans leur modèle hydrodynamique de vent galactique. Ensuite, [Blandford & Payne (1982)], en faisant l'extension à un plasma froid magnétisé, n'avaient que la transition alfvénique correcte-

ment traitée. La transition magnétosonique rapide est aussi présente, mais ils n'ont pas su la franchir. En lisant attentivement leur article, on constate qu'ils avaient pourtant entrevu l'existence d'une ergosphère (lieu où les deux caractéristiques apparaissent) distincte de l'horizon (lieu où $t = 1$ dans leur article), sans formuler complètement le problème. Malgré les nombreux développements de modèles de vents de disques et les tentatives plus ou moins réussies de connection avec le disque [Li et al. (1992)], il faut attendre [Ferreira & Pelletier (1995)] et surtout [Ferreira (1997)] pour que la transition magnétosonique lente et la transition alfvénique soient franchies simultanément.

Dans [Vlahakis et al. (2000)], nous avons montré, pour la première fois, qu'une solution complète autosimilaire de vent de disque pouvait être construite, qui franchissait l'ensemble des trois points critiques simultanément (cf. Fig.3.5a). La région hyperbolique de la transition lente est peu visible (voir annexe F pour une topologie plus explicite de ce point). La solution critique est terminée, comme les solutions non critiques. A distance finie, elle refocalise sur l'axe. Ce résultat peut sembler inattendu, mais il est dû aux hypothèses singulières sur l'axe. En particulier, la densité de courant devient infinie sur l'axe, ce qui crée une force de pincement magnétique sans doute trop importante ([Sauty & Tsinganos (1994)], [Ferreira (1997)]). D'un point de la topologie, cela correspond à la présence d'un point focal qui joue le rôle d'un attracteur. On pourrait donc conclure que la solution critique n'est pas meilleure que les autres. Néanmoins, c'est la seule qui puisse supporter la présence d'un choc terminal. Cette hypothèse de terminer la solution à l'emplacement du choc a été introduite par [Gomez de Castro et al. (1993)]. Cette solution le permet car le disque est véritablement déconnecté causalement du lieu de refocalisation.

Pour des raisons techniques, nous avons intégré les équations à partir de la surface alfvénique. La solution que nous avons construite n'est pas reliée à une solution d'accrétion dans le disque de façon cohérente. C'est un défaut de la méthode. Bien sûr, il faut être prudent car un traitement laminaire du vent peut être justifié sans que celui du disque le soit. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer la régularité du vent solaire et l'état du plasma dans la photosphère. Néanmoins, il serait intéressant de savoir si les modèles d'accrétion-éjection peuvent aussi exhiber des solutions topologiquement satisfaisantes. Nous avons comparé les solutions de [Ferreira (1997)] et [Casse & Ferreira (2000b)] à la topologie obtenue dans le domaine du point magnétosonique rapide (Fig. 3.5b). Il apparaît (cf. Annexe H) que la première correspond à une solution de type "brise" (dans la terminologie de Parker) et la seconde à une solution de type "terminée". Autrement dit, il est sûrement possible de construire des solutions complètes reliant le vent au disque. Dans le cas des exemples choisis, la différence est dans la présence d'une couronne au dessus du disque. En variant l'indice polytropique et l'extension de la couronne, i.e. en changeant l'efficacité du chauffage, il doit être possible de trouver une solution connectée au disque qui franchisse aussi les trois points critiques.

Notre résultat contredit un résultat établi par [Ostriker (1997)], qui suggérait que les seules solutions de vent de disque valides étaient des solutions asymptotiquement cylindriques. Or ces solutions restent sous-magnétosoniques rapides asymptotiquement donc sensibles au choc terminal. De plus, [Vlahakis & Tsinganos (1998)] ont montré qu'elles sont topologiquement instables et qu'une perturbation infinitésimale des conditions limites conduit à des oscillations croissantes qui les font refocaliser. Comme elles ne sont pas asymptotiquement déconnectées de la base, on peut penser que cette instabilité détruira l'équilibre cylindrique. A l'inverse, la solution critique refocalise, mais n'est pas sensible aux perturbations.

3.3 A propos de stabilité

Cette question de la refocalisation et de l'existence de solutions topologiquement instables m'amène à un autre point : la stabilité de toute solution M.H.D.. Etant donnée la complexité des solutions autosimilaires, il est clair que personne n'a pu faire une étude exhaustive du sujet, même s'il est vrai qu'un nombre important d'études sur les instabilités existe. Jusqu'à aujourd'hui, l'étude de la stabilité concerne essentiellement les disques d'accrétion et la propagation des jets. Par contre, il n'y a pas encore de conclusion définitive sur la stabilité des modèles de formation de jets.

La stabilité de la propagation des jets est faite essentiellement au moyen de simulations numériques. Elles montrent, en général, l'apparition d'instabilités qui peuvent détruire le jet sur de longues distances. Néanmoins les jets magnétisés avec une composante poloïdale du champ magnétique et un nombre de Mach suffisant semblent relativement stables. Cette stabilité est même renforcée par les effets relativistes. Les simulations de jets n'ont généralement pas pour but de montrer que les jets n'existent pas, puisqu'on les observe, mais plutôt d'expliquer l'apparition de structures et de chocs. Cependant, la question de la stabilité des solutions stationnaires utilisées pour expliquer la formation des jets nécessite une autre approche.

Numériquement, il est difficile d'explorer toute la richesse des conditions initiales que l'on peut imposer, par exemple la stratification des jets autosimilaires. Il faut alors avoir recours à divers méthodes analytiques d'étude des modes instables. Dans ce cas encore l'analyse est loin d'être complète et concerne essentiellement la partie asymptotique, c'est-à-dire lorsque le jet est déjà collimaté (Par exemple [Appl et al. (2000)], [Kim & Ostriker (2000)], [Kersalé et al. (2000)]), bien que [Keppens et al. (2002)] aient développé un code permettant, maintenant, une approche globale.

On peut décomposer les modes instables grossièrement en deux types : d'une part, les instabilités longitudinales de type Kelvin-Helmholtz, qui font l'objet d'une abondante littérature (voir par exemple [Hanasz & Sol (1998)]) et dont je ne parlerai pas et, d'autre part, les instabilités de type magnétorotationnelles. J'ai collaboré avec M. Hanazs et H. Sol à une analyse locale des instabilités de ce type. Il en a résulté un article reproduit ici (annexe E). Evidemment ce découpage est arbitraire, car il y a couplage entre les deux types d'instabilités.

Il est bien connu qu'un plasma statique, ou en simple translation, est instable s'il est parcouru par un champ magnétique toroïdal fort ("kink instability"). Cette instabilité est observée dans les tokamaks. [Begelman (1998)] a proposé une analyse de cette instabilité dans les jets pour conclure que le champ magnétique toroïdal devait y être détruit. Or ce champ est responsable de l'auto-confinement magnétique des jets. Il en conclut alors que les jets doivent être confiné par une pression extérieure. [Cao & Spruit (1994)] était, d'ailleurs, arrivés à une conclusion similaire, mais pour conclure que seul le champ magnétique poloïdal pouvait collimater le jet. Cependant, cette analyse nous a semblé un peu réductrice car elle ne tient pas compte de la rotation du fluide, ni de sa stratification. Il est vrai que pour un vent radial, la composante toroïdale du champ de vitesse décroît plus rapidement que celle du champ magnétique, ce qui amène plusieurs auteurs à négliger asymptotiquement cette composante, y compris dans les jets collimatés (par exemple [Heyvaerts & Norman (1989), Okamoto (1999)]). Cependant, dans un jet qui collimate cylindriquement, cette hypothèse n'est pas nécessairement vraie (cf. chapitre 4).

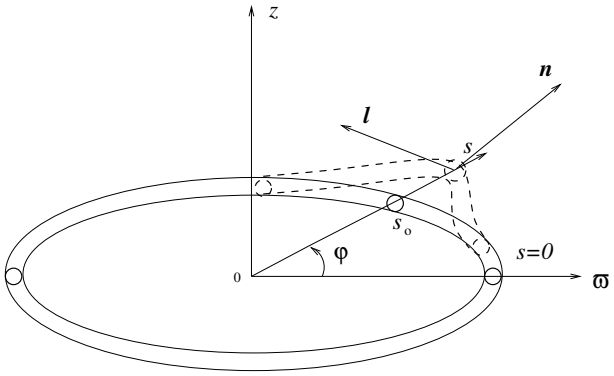

FIG. 3.6 – L'analyse utilisant l'approximation de tube de flux mince consiste à isoler, par la pensée, un tube de flux et à le perturber dans un milieu environnant qui, lui, reste fixe.

Une méthode simple d'analyse linéaire locale des instabilités est l'approximation de tube fin. Elle est sommairement présentée dans le schéma de la Fig. 3.6. Elle est très utilisée en physique solaire (voir par exemple [Moreno-Insertis et al. (2002)]). Nous l'avons employée pour étudier le rôle des composantes toroïdales dans la stabilité. Nous avons donc négligé les composantes poloïdales le long du jet, mais nous pensons qu'elles auront plutôt tendance à stabiliser le jet (cf. conclusion Annexe H). En effet, notre approximation est équivalente à supposer que les longueurs d'onde sont infiniment plus grandes radialement que verticalement. Or ce cas est le plus instable, au moins en l'absence de rotation (cf. [Begelman (1998)]).

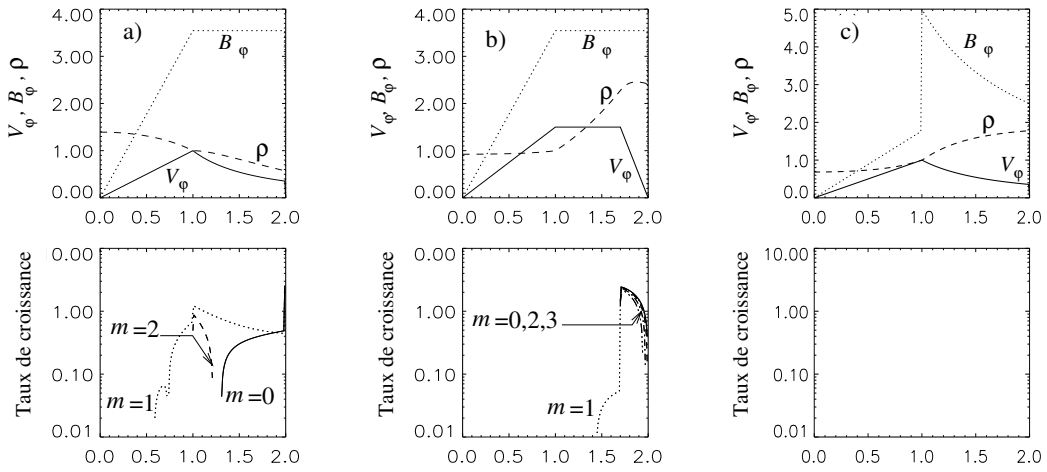

FIG. 3.7 – En haut, profils de densité (tiretés), de vitesse (traits pleins) et de champ magnétique (pointillés) en fonction de la distance à l'axe du jet. En bas, taux de croissance des différents modes azimutaux en $e^{im\varphi}$. En a) un jet portant du courant, plus dense en son cœur avec un profil de rotation solide au centre et képlérien à l'extérieur. Le jet est instable, particulièrement sur les bords. En b) jet creux (moins dense au centre), transportant du courant, qui pourrait simuler un jet "stellaire" avec une couche limite. L'instabilité se développe sur les bords. En c) jet creux avec une rotation solide au centre et képlérienne à l'extérieur. Le courant est uniquement dans la partie interne et dans une couche de courant entre les deux parties. Aucun mode instable n'est trouvé.

Notre analyse n'est que locale, mais elle inclut la force magnétique de pincement, le gradient magnétique, la poussée d'Archimède, la rotation et le cisaillement. La rotation différentielle est connue pour déstabiliser les écoulements, mais elle s'oppose aux instabilités magnétiques.

Après une analyse des modes de croissance, nous avons regardé les conséquences des instabilités sur des profils radiaux de densité, de vitesse et de champ magnétique "réalistes", ou plus exactement se rapprochant de ce que les modèles, et particulièrement les modèles autosimilaires, donnent pour les profils asymptotiques. Trois exemples sont représentés sur la Fig. 3.7. Les conclusions sont multiples. L'intérieur des jets semble plus stable que l'extérieur, ce qui pourrait expliquer la surbrillance des bords observées dans certains jets. De même, les jets creux (moins denses au centre) sont plus stables. Le plus spectaculaire est le jet de la Fig. 3.7c qui ne présente aucun mode instable, car la partie qui porte le courant est en rotation solide et la densité de courant est nulle dans la partie en rotation képlérienne. Nos conclusions semblent indiquer, du moins dans les limites de nos hypothèses, que les jets cylindriques produits par les modèles θ-autosimilaires seraient plus stables que les jets produits par les modèles r-autosimilaires. Les premiers correspondent, en effet, à la partie interne. Notons d'ailleurs qu'il est facile de produire des jets cylindriques. Les seconds correspondent aux parties externes, mais il est en fait impossible de trouver des solutions de jets cylindriques autosimilaires radialement. Par ailleurs, les solutions de jets, que nous présenterons dans le chapitre suivant, sont toujours des solutions de jets creux, moins denses au centre. Donc, sans démontrer aucun lien direct, il est intéressant de noter qu'il y a un parallèle entre les conclusions sur la stabilité magnétorotationnelle asymptotique des jets et la structure des solutions autosimilaires.

Nos conclusions sont similaires à celles de [Appl et al. (2000)] et de [Lery et al. (2000)] qui constatent une stabilisation du centre. Cependant, nous avons étudié des profils différents, puisqu'ils n'ont considéré que des équilibres "force-free". Par contre, elle sont sensiblement différentes de celles de [Kim & Ostriker (2000)] et de [Kersalé et al. (2000)], qui ont publié leurs articles peu après le nôtre. La raison tient essentiellement aux profils de vitesse et de densité différents. En particulier, [Kersalé et al. (2000)] conclut à la plus grande instabilité de l'intérieur des jets portant un courant. Cela est sans doute vrai pour des jets denses, mais sans doute moins pour les jets creux. Or, leur analyse n'inclut pas l'existence possible d'un gradient de densité. On peut d'ailleurs regretter qu'après avoir présenté une méthode originale d'analyse, utilisée en géophysique, ils n'aient pas fait une véritable étude paramétrique des modes instables et de leurs taux de croissance.

Nous avons vu, au cours de ce chapitre, l'importance des singularités dans la recherche de solutions stationnaires pouvant décrire des éjections, ainsi que leur liens avec des conditions limites bien posées. Cette question touche aussi la modélisation des phénomènes d'éjections non stationnaires. Comme les solutions critiques sont en général plus stables que les autres, nous avons terminé sur les problèmes de stabilité des solutions, sans toute fois conclure définitivement. Nous allons maintenant examiner les solutions d'un type particulier de modèles qui nous ont permise d'établir des critères quantitatifs pour classer les vents et les jets.

Chapitre 4

Vents et jets de couronnes : critères pour la collimation

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à l'étude paramétrique des diverses solutions de jets produites à partir des modèles autosimilaires en latitude. Le résultat le plus marquant de cette étude est l'obtention d'un critère sur la collimation des vents en jets permettant une classification des différents objets observés. Ce critère est sans doute la contribution la plus originale de mon travail. Il ouvre la voie à de multiples applications, comme nous le verrons au chapitre suivant.

4.1 Modèles autosimilaires à géométrie fixe

A partir des hypothèses d'autosimilarité exposées au chapitre 3, il est possible de construire deux types de modèles θ-autosimilaires. Une des hypothèses essentielles des deux classes de modèles concerne la pression qui se décompose en deux termes. Le premier terme est indépendant de la latitude. Il correspond à la partie à symétrie sphérique du champ de pression. Le second terme varie linéairement avec le flux magnétique A qui labélise chaque ligne d'écoulement. Le flux magnétique croît avec la distance à l'axe. Le second terme de la pression peut, quant à lui, croître ou décroître avec la distance à l'axe. Dans le premier cas, le jet sera dit "sous-pressurisé" et dans le second cas, "sur-pressurisé". Les deux modèles permettent d'étudier ces deux types de jets, mais le premier suppose la géométrie connue et fixée, alors que le second permet d'étudier des écoulements à géométrie variable.

Le premier type de modèle ne fait aucune hypothèse supplémentaire sur le lien entre les deux composantes de la pression. C'est pourquoi, pour fermer le système d'équations, il faut prescrire la géométrie. A partir de là, nous pouvons résoudre les équations du mouvement. Les distributions de chauffage et de température sont données a posteriori, ce qui est un inconvénient de la méthode. Cependant comme les processus de chauffage et de refroidissement sont généralement peu ou mal connus, il peut être préférable de travailler à partir des contraintes observationnelles sur la dynamique et de s'assurer, a posteriori, de la cohérence du profil de température obtenu avec les observations. Ce qui peut sembler un inconvénient est souvent un avantage par rapport à l'utilisation d'une équation de type polytropique, où la pression et la densité sont reliées par une relation de type adiabatique ($P \propto \rho^\gamma$). En effet, pour modéliser

la présence d'une couronne, il est alors nécessaire d'utiliser un indice polytropique γ inférieur à l'indice adiabatique. En général, l'indice est choisi entre un (couronne isotherme) et la valeur adiabatique. Cela revient à imposer une répartition de chauffage arbitraire, comme nous l'avons expliqué dans [Sauty & Tsinganos (1994)] et [Sauty et al. (1999)] (voir Annexe D). On peut, d'ailleurs, même dans le cas polytropique, calculer a posteriori la répartition de chauffage imposée, une fois la dynamique trouvée,. Dans le cas des jets de T Tauri, une hypothèse de type polytrope semble moins bonne que celle que nous avons utilisée.

Dans cette catégorie de modèles à géométrie fixe, beaucoup utilisent une géométrie radiale. Ils permettent de décrire le vent solaire avec une prescription de variation en latitude limitée aux ordres les plus bas, de type dipolaire ([Low & Tsinganos (1986)], [Tsinganos & Vlastou (1993)]), ou une prescription décrivant des variations plus abruptes, c'est-à-dire d'ordres plus élevés dans la décomposition ([Lima & Priest (1993)], [Lima et al. (2001a)]). Ils permettent aussi de modéliser des jets coniques ([Tsinganos & Trussoni (1990)], [Tsinganos & Trussoni (1991)]), ou une géométrie avec des zones fermées modélisant les "helmet streamers" (panaches équatoriaux) du vent solaire ([Tsinganos & Low (1989)], [Hu & Low (1989)]). Par ailleurs, [Trussoni & Tsinganos (1993)] ont montré, qu'en utilisant ce type de modèle, il n'était pas possible d'obtenir des jets cylindriques en l'absence de rotation. En effet, dans ce cas, seule la pression externe peut collimater le jet. Le champ magnétique poloïdal cesse tout effet confinant au-delà de la surface d'Alfvén (cf. chapitre 2). Il est donc inefficace, contrairement à ce qui est affirmé par [Cao & Spruit (1994)]. Ce résultat est, par contre, cohérent avec les résultats que nous avions obtenus à partir du modèle à géométrie libre ([Tsinganos & Sauty (1992b)]). En l'absence de rotation, il n'était pas possible de trouver des solutions de jets collimatant.

Dans le cadre de cette approche, j'ai collaboré à l'étude de vents en rotation, se focalisant en jets cylindriques (voir [Trussoni et al. (1997)]). Le profil géométrique est tel que les lignes d'écoulements ont une configuration radiale ou dipolaire à la surface de l'étoile, puis se referment parallèlement à l'axe, pour former le jet. Cette étude est présentée dans l'annexe D.

La géométrie étant fixée, il n'est pas possible de prédire la collimation. Il est par contre possible d'étudier les processus mis en jeu et de voir le rôle asymptotique de la pression et du champ magnétique toroïdal. En particulier, nous avons pu comparer le comportement des jets asymptotiquement sur-pressurisés où la pression diminue vers l'extérieur du jet ($q \propto \Delta P = P_\infty(A) - P_\infty(\text{pôle}) < 0$, à gauche sur la Fig. 4.1) et les jets asymptotiquement sous-pressurisés où la pression augmente vers l'extérieur du jet ($q \propto \Delta P = P_\infty(A) - P_\infty(\text{pôle}) > 0$, à droite sur la Fig. 4.1).

Numériquement, en intégrant depuis la source, deux types de solutions apparaissent. Les jets formés sont toujours sous-pressurisés près de la source. Par contre loin de la source, ils peuvent être sous-pressurisés ou bien sur-pressurisés. Dans les deux cas, le jet peut être collimaté magnétiquement. Le nombre d'Alfvén asymptotique est alors plus faible que pour une collimation par la pression. Que le jet soit sur- ou sous-pressurisé, le régime asymptotique est sensiblement le même, parce que les effets magnétiques dominent (à moins d'une variation transverse irréaliste de la pression). Par contre les jets collimatés par la pression, donc nécessairement sous-pressurisés, atteignent eux des nombres d'Alfvén et des vitesses terminales plus élevés. Ceci est lié à un chauffage plus efficace.

De plus, les jets asymptotiquement sous-pressurisés ($q \propto \Delta P > 0$) présente une accélération monotone croissante. Lorsque la source est un rotateur magnétique lent, l'écoulement est confiné

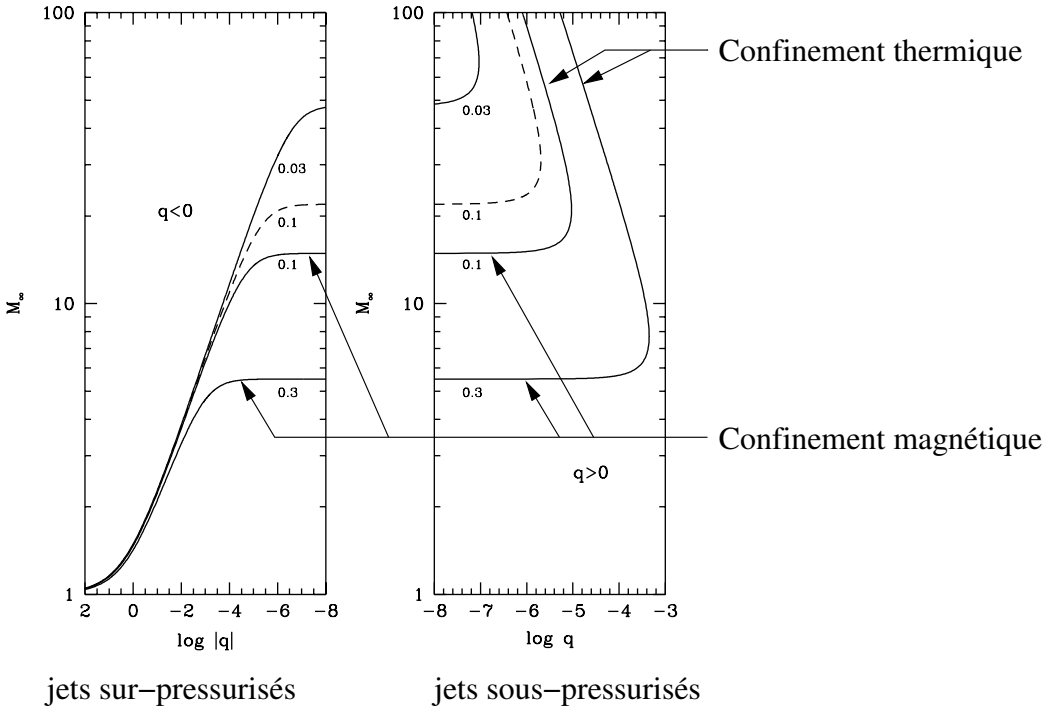

FIG. 4.1 – Nombre d'Alfvén asymptotique en fonction de la variation asymptotique transverse de la pression, obtenu en utilisant le modèle à géométrie fixe [Trussoni et al. (1997)]. La variation asymptotique transverse de la pression est $q \propto \Delta P = P_\infty(A) - P_\infty(\text{pôle})$.

par la pression. Par contre, lorsque la source est un rotateur magnétique rapide, le jet devient confiné par le champ magnétique. La seconde classe de solutions regroupe les jets sur-pressurisés asymptotiquement ($q \propto \Delta P < 0$), qui sont toujours confinés magnétiquement. Au passage de sous- à sur-pressurisé, la pression le long de l'axe polaire, là où se fait l'essentiel de l'accélération, remonte. La vitesse et le nombre d'Alfvén chutent. Nous avons appelé ces solutions, solutions à "bosse" (cf. Fig. 4.2). Il y a une bande interdite de pression entre les deux classes de solutions, c'est-à-dire entre les solutions monotones et les solutions à "bosse". Cette bande interdite est notable pour les jets ayant une faible rotation, c'est-à-dire une faible énergie du rotateur magnétique $L\Omega$ (cf. chapitre 2), ce qui crée aussi un fossé important entre les valeurs asymptotiques du nombre alfvénique obtenues (voir Fig. 4.2a). La bande interdite est quasi inexistante dans le cas contraire d'un rotateur magnétique important, et, par conséquent, il y a continuité dans les valeurs asymptotiques du nombre alfvénique (voir Fig. 4.2b).

Nous avons également, sur ce type de solutions, montré que l'accélération thermique, dominante dans notre modèle (puisque c'est la seule le long de l'axe polaire), a lieu très près de la base. Par contre, les effets d'accélération magnétocentrifuge se font surtout sentir près de la surface alfvénique. C'est un résultat que nous avions déjà mis en évidence dans [Sauty & Tsinganos (1994)]. L'accélération est d'ailleurs d'autant plus grande que l'ouverture du jet est importante, ce que nous attendions également. Cependant, ce résultat n'est vrai que lorsqu'il y a collimation. Nos modèles, contrairement aux modèles polytropiques, montrent une accélération plus faible lorsque l'expansion devient super-radiale comme dans le vent solaire, ce qui semble conforme aux observations (voir [Tsinganos & Sauty (1992a)]).

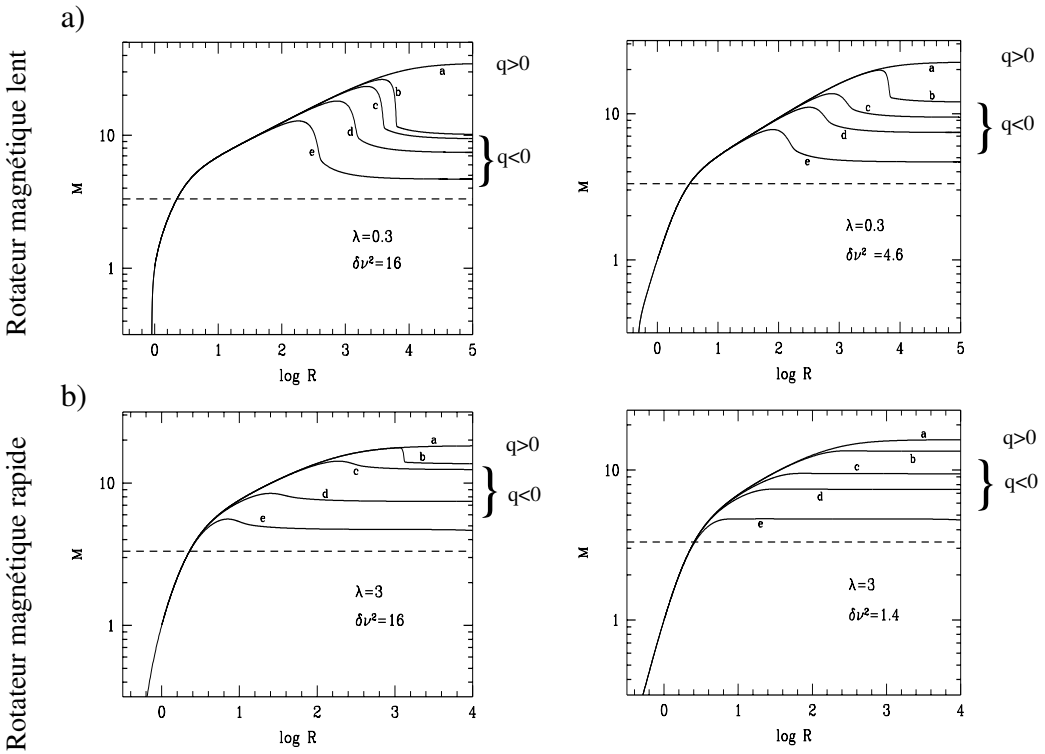

FIG. 4.2 – Nombre d'Alfvén en fonction de R, la distance radiale normalisée au rayon d'Alfvén, pour des solutions du modèle à géométrie fixe [Trussoni et al. (1997)]. $q < 0$ correspond aux jets asymptotiquement sur-pressurisés avec une "bosse" et $q > 0$ aux jets asymptotiquement sous-pressurisés, continûment accélérés. La figure met en évidence le fossé entre les deux types de solutions des rotateurs magnétiques lents (a) et la relative continuité dans les solutions de rotateurs magnétiques rapides (b). Dans le premier cas, les solutions monotones, labélées a), sont confinées par la pression, alors que les autres sont confinés magnétiquement. Dans le second cas, toutes les solutions sont confinées magnétiquement.

D'une manière plus générale, nous retrouverons les mêmes résultats avec la seconde catégorie de modèles à géométrie libre, mais d'une manière un peu différente. En effet, ici la pression s'ajuste, par exemple au moyen de variations rapides et fortes, car la section du jet est fixée. Lorsque la géométrie est variable, c'est la section du jet qui s'adapte. Le résultat essentiel et original de cette étude porte surtout sur la différence de comportement d'accélération des jets en fonction des variations transverses de pression, qui sont susceptibles, elles-mêmes, d'être liées à la pression du milieu externe et à ses variations.

4.2 Modèles autosimilaires à géométrie libre : étude asymptotique

Le second type de modèles autosimilaires en latitude consiste à relier les deux composantes de la pression. Le choix le plus simple revient, de fait, à séparer les variables. La pression s'écrit alors comme le produit d'une fonction radiale, $\Pi(R)$, qui donne la pression le long de l'axe polaire, et d'une fonction linéaire en α, le flux magnétique normalisé, que nous écrirons $1 + \kappa\alpha$. $\kappa = \frac{\Delta P}{P}$ mesure la variation relative de pression avec la colatitude. Le jet peut être sous-pressurisé ($\kappa > 0$) ou sur-pressurisé ($\kappa < 0$), lorsque la fonction $\Pi(R)$ est partout positive. Remarquons qu'en fait la pression est définie à une constante additive près, que nous avons prise nulle a priori. Nous

avons été amenés, dans certain cas, à utiliser une généralisation du modèle initial en autorisant l'addition d'une constante positive non nulle. Dans ce cas, lorsque $\Pi(R)$ devient négative avec un paramètre $\kappa = \frac{\Delta P}{P}$ positif, le modèle est capable de représenter des écoulements sous-pressurisés près de la source qui deviennent ensuite sur-pressurisés, à l'instar de ceux trouvés avec le modèle à géométrie fixe.

Il se trouve qu'il y a aussi séparation des variables R et α dans la densité. Le terme qui varie en fonction du flux magnétique, s'écrit $1 + \delta\alpha$. $\delta = \frac{\Delta\rho}{\rho}$ est un paramètre qui mesure la variation relative de densité avec la latitude. Les seules solutions accélérées dans les modèles autosimilaires en latitude se trouvent être des solutions avec $\delta > 0$, c'est-à-dire des solutions de jets creux. Cela est dû à la manière dont est distribué le chauffage dans nos solutions. Il est heureux que ce soient aussi les solutions les plus stables que nous ayons trouvées dans la partie 3.3.

En 1992, nous avons étudié, d'une part, le cas hydrodynamique [Tsinganos & Sauty (1992a)], d'autre part, le cas M.H.D. sans rotation [Tsinganos & Sauty (1992b)]. Dans [Sauty & Tsinganos (1994)], nous avons mis l'accent sur les solutions M.H.D. avec rotation, mais avec une pression à symétrie sphérique $\kappa = \frac{\Delta P}{P} = 0$. Nous ne reviendrons pas sur l'analyse poussée de la topologie que nous avons faite alors. Nous n'avons pas reproduit cette analyse dans les articles ultérieurs, car aucun résultat nouveau n'est apparu. Néanmoins, il s'agit de l'étape indispensable, la plus longue et la plus difficile pour obtenir des solutions complètes.

En l'absence de variation transverse de pression ($\kappa = \frac{\Delta P}{P} = 0$), le seul agent pouvant confiner le plasma est son propre champ magnétique. On peut alors définir un paramètre ϵ qui quantifie l'efficacité du rotateur magnétique à collimater le vent en jet. Dans l'article de 1994, ce paramètre n'était autre que la variation de l'énergie volumique entre une ligne d'écoulement et la ligne polaire. Autrement dit, il s'agit de la variation transverse d'énergie volumique d'une ligne à l'autre. L'énergie se conservant dans l'écoulement, cette quantité peut être évaluée sur la source et nous avions, toujours dans l'article de 1994, relié l'efficacité de la collimation à la distribution d'énergie sur la source du vent. Pour une valeur positive de ce paramètre ($\epsilon > 0$), le vent collimatait cylindriquement en jet, sous l'effet des forces magnétiques, alors que, pour une valeur négative $\epsilon < 0$, le vent subissait une expansion radiale. Comme ϵ est d'autant plus grand que la rotation est grande, toutes choses égales par ailleurs, nous avions alors qualifié les sources de rotateurs magnétiques lents pour $\epsilon < 0$ et de rotateurs magnétiques rapides pour $\epsilon > 0$. Cette dénomination faisait référence à la dénomination de [Belcher & MacGregor (1976)] pour les vents équatoriaux qui ont une structure radiale (cf. [Weber & Davis (1967)]). Les rotateurs magnétiques lents, n'ayant pas assez d'énergie magnétique, ne peuvent accélérer le vent magnétiquement. Les rotateurs magnétiques rapides, au contraire, peuvent transférer une partie du flux de Poynting sous forme cinétique et créer une accélération magnétocentrifuge.

Notre définition s'est donc avérée fausse ou pour le moins ambigüe. [Okamoto (2000))] a montré le meilleur exemple d'incompréhension de notre critère. Il va jusqu'à écrire que notre critère est faux, puisque l'énergie le long d'une ligne, qui est liée aux forces d'accélération le long de celle-ci, ne peut pas avoir de lien avec l'état de la collimation. Il a raison, mais ϵ n'est absolument pas l'énergie qui se conserve le long de l'écoulement, puisque c'est en fait la variation d'énergie d'une ligne à l'autre.

Dès 1999, nous avons explicité le rôle exact et la définition du paramètre ϵ dans [Sauty et al. (1999)] (voir annexe D). En fait, il est plus judicieux de normaliser la variation d'énergie

volumique par l'énergie du rotateur magnétique. Le paramètre essentiel dans le modèle est donc plus précisément $\varepsilon = \frac{\epsilon}{2\lambda^2}$. Il se trouve qu'avec les hypothèses d'autosimilarité, il s'agit de la même constante le long de toutes les lignes d'écoulement. Nous pouvons l'écrire en l'évaluant à la source du vent :

$$\varepsilon = \frac{\epsilon}{2\lambda^2} = \frac{L\Omega - E_{\mathrm{R},o} + \Delta E^*_{\mathrm{G}}}{L\Omega}\,. \tag{4.1}$$

$L\Omega$ est bien entendu l'énergie du rotateur magnétique. $E_{\mathrm{R},o}$ est l'énergie rotationnelle et

$$\Delta E^*_{\mathrm{G}} = -\frac{\mathcal{G}\mathcal{M}}{r_o}\left[1 - \frac{T_o(\alpha)}{T_o(\mathrm{pole})}\right]\,, \tag{4.2}$$

où $\mathcal{G}$ est la constante gravitationnelle, $\mathcal{M}$ la masse centrale et T_o la température à la base de l'écoulement r_o. Ce dernier terme correspond au puits de potentiel gravitationnel qui n'est pas compensé par l'accélération thermique et qui doit être compensé par le rotateur magnétique pour permettre l'éjection. Autrement dit, le paramètre ε mesure la quantité d'énergie du rotateur magnétique qui reste, une fois que nous avons retranché la partie servant à accélérer le plasma, et qui sert à le collimater magnétiquement. Il s'agit d'un paramètre presque opposé à la notion de rotateur magnétique lent ou rapide, puisqu'il mesure ce qui reste une fois l'accélération faite, sachant que le rotateur magnétique sert à la fois à accélérer et à collimater le plasma. Nous retrouvons l'idée bien connue que, dans un jet collimaté magnétiquement, il ne peut y avoir une conversion de tout le flux de Poynting en énergie cinétique puisqu'une partie sert à la collimation.

Finalement, nous voyons que $\varepsilon < 0$ correspond à un manque d'énergie magnétique pour collimater le vent et donc nous avons appelé la source correspondante rotateur magnétique inefficace (**IMR**, Inefficient Magnetic Rotator). A l'inverse, $\varepsilon > 0$ correspond à un rotateur magnétique efficace (**EMR**, Efficient Magnetic Rotator). Un rotateur magnétique rapide peut aussi être efficace si le jet n'est pas trop "creux" : si la densité sur les bords est trop élevée, le rotateur magnétique doit alors compenser le manque de chauffage thermique et ne peut servir à collimater efficacement le jet. A l'inverse, dans notre modèle, un jet avec une répartition de température homogène transversalement sera collimaté très efficacement par le champ magnétique même si le rotateur magnétique est très lent.

Dans [Sauty et al. (1999)], nous avons également généralisé le critère de collimation, en y incluant les effets de pression, et relié le comportement asymptotique du jet à la distribution d'énergie sur la source. Le critère est aussi simple que la première fois : si la variation d'une ligne à l'autre d'énergie convertie est positive alors il y aura collimation cylindrique. L'énergie convertie est l'énergie totale (énergie cinétique, enthalphie, énergie gravitationnelle et flux de Poynting) à laquelle nous avons retranché l'énergie qui, asymptotiquement, n'est pas "consommée" et qui reste, essentiellement, sous forme thermique. En effet, dans un jet cylindrique où pression, densité et température sont asymptotiquement constantes, il reste une part d'énergie thermique qui n'a pas été utilisée pour accélérer le vent.

Formellement, nous appellerons ε' la différence d'énergie volumique convertie d'une ligne par rapport à la ligne polaire, normalisée par l'énergie volumique du rotateur magnétique :

$$\varepsilon' = \frac{\epsilon'}{2\lambda^2} = \frac{\rho(r,A)\tilde{E}(A) - \rho(r,\mathrm{pole})\tilde{E}(\mathrm{pole})}{\rho(r,A)L(A)\Omega(A)}\,. \tag{4.3}$$

Si le milieu est homogène en pression, densité et température et qu'il ne reste que la rotation et l'énergie du rotateur magnétique qui varient d'une ligne à l'autre, alors ce paramètre est similaire au "fastness parameter", α, introduit par [Ferreira (1997), Bogovalov & Tsinganos (1999)] ($\varepsilon' \sim$

α^2). Si au contraire, la densité augmente fortement vers l'extérieur et la température baisse, de sorte que le chauffage thermique ne peut soulever le plasma, l'accélération sera faite au détriment du flux du vecteur de Poynting et le degré de collimation diminuera.

En fait, nous pouvons écrire :

$$\epsilon' \equiv \mu + \epsilon \,. \tag{4.4}$$

avec

$$\mu = \frac{P(r,A) - P(r,\text{pole})}{P(r,\text{pole})} \frac{V_\infty^2}{V_*^2} = \kappa \frac{V_\infty^2}{V_*^2} \,, \tag{4.5}$$

où V_∞ et V_* sont, respectivement, la vitesse asymptotique et la vitesse au point alfvénique, le long de l'axe polaire. $P(r,A)$ est la pression le long d'une ligne d'écoulement de flux magnétique A et $P(r,\text{pole})$ la pression le long de l'axe polaire.

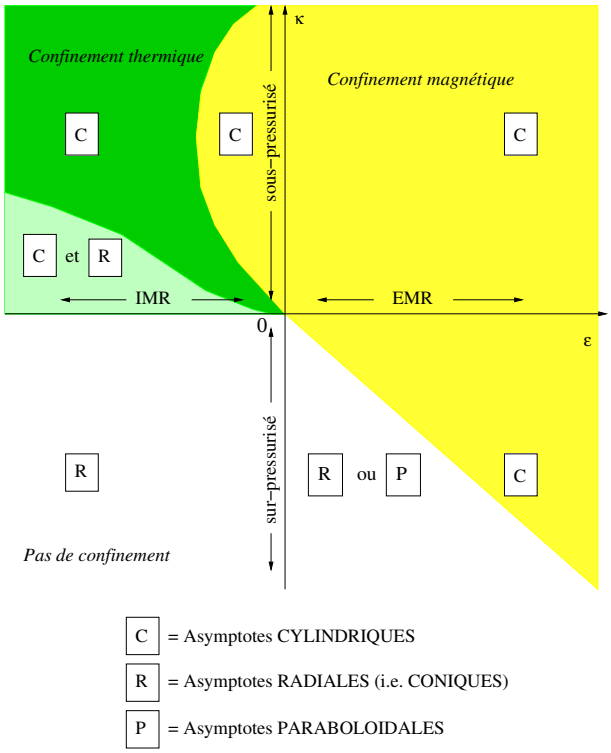

FIG. 4.3 – L'axe vertical correspond à la variation relative de pression entre les lignes, κ, et l'axe horizontal au paramètre ε qui mesure l'efficacité du rotateur magnétique. Les différents domaines indiqués correspondent aux différents régimes asymptotiques obtenus (cf. [Sauty et al. (1999)], annexe D). Suite à [Sauty et al. (2002a)], il faut rajouter un domaine dans celui du confinement thermique des IMR, où coexistent des solutions cylindriques et des solutions radiales. Il s'agit d'un simple schéma et des résultats plus quantitatifs sont donnés dans l'article original (voir aussi Fig. 4.4).

Nous voyons apparaître deux contributions : la première est thermique et mesure le degré de collimation thermique, la seconde est magnétique et nous retrouvons le paramètre mesurant l'efficacité du rotateur magnétique. Nous pouvons classer le type de régime asymptotique en fonction de ces deux paramètres, comme sur la figure 4.3. En fait, suite à l'analyse faite dans [Sauty et al. (2002a)], il faut rajouter que dans les domaines des IMR pour des valeurs faibles de la variation de pression κ, il existe aussi des solutions non collimatées et radiales sur lesquelles nous reviendrons.

Pour le régime collimaté cylindriquement, nous avons poussé l'analyse plus loin en mon-

trant que différents régimes pouvaient être atteints et en prédisant analytiquement, en fonction des paramètres, l'ouverture du jet, le nombre d'Alfvén et la vitesse asymptotiques. L'ouverture du jet est donnée par le rayon de chaque tube de flux en fonction du rayon au point alfvénique, $G_\infty = \frac{\varpi_\infty}{\varpi_a}$. De même, la vitesse terminale le long de l'axe est normalisée par la vitesse au point alfvénique V_∞/V_*. Nous avons également trouvé, par une analyse en perturbations linéaires, la fréquence spatiale des oscillations que l'on observe dans quasiment toutes les solutions, ainsi que l'ont démontré [Vlahakis & Tsinganos (1998)].

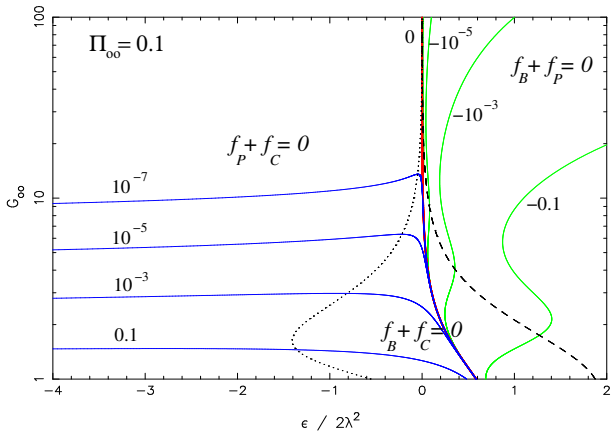

FIG. 4.4 – Nous reprenons une des figures publiées dans [Sauty et al. (1999)]. L'ouverture asymptotique du jet est tracée en fonction de l'efficacité du rotateur magnétique $\varepsilon = \epsilon/(2\lambda^2)$, à pression asymptotique Π_∞ constante. Chaque courbe est également tracée à κ constant. A gauche, se trouvent les jets sous-pressurisés et, à droite, ceux sur-pressurisés. La limite entre les deux (κ=0) correspond aux jets étudiés dans [Sauty & Tsinganos (1994)]. Par ailleurs, il y a trois domaines indiqués. $f_P + f_C = 0$ correspond au domaine où le jet sous-pressurisé est confiné par la pression et supporté par la force centrifuge. $f_B + f_C = 0$ correspond au domaine des jets magnéto-centrifuges, sous- ou sur-pressurisés. $f_P + f_B = 0$ correspond au domaine des jets sur-pressurisés, confinés magnétiquement et supportés par la pression.

Les forces mises en jeu asymptotiquement sont au nombre de trois : la force de pression f_P, la force centrifuge due à la rotation f_C et la force de pincement magnétique f_B. L'équilibre transverse asymptotique s'écrit donc $f_P + f_B + f_C = 0$. Nous avons trouvé trois domaines, dans l'espace des paramètres, correspondant à trois régimes d'équilibre. Un exemple est donné sur la Fig. 4.4. $f_P + f_C = 0$ correspond au domaine où les jets sous-pressurisés sont confinés par la pression et supportés par la force centrifuge. $f_B + f_C = 0$ correspond au domaine des jets magnéto-centrifuges, sous- ou sur-pressurisés. $f_P + f_B = 0$ correspond au domaine des jets sur-pressurisés, confinés magnétiquement et supportés par la pression. La limite entre jets supportés par la pression et jets supportés par la force centrifuge est indiquée par les tiretés. Elle correspond à un maximum de vitesse. La limite entre confinement magnétique et confinement thermique est indiquée par la ligne en pointillés. Elle correspond à un maximum dans l'ouverture du jet qui pourrait correspondre à l'expansion relativement importante du jet telle qu'elle est observée. Nous avons donc suggéré que le confinement est sans doute proche de l'équipartition entre ces deux forces.

Il est intéressant de comparer nos résultats aux théorèmes établis par [Heyvaerts & Norman (1989)]. En fait ceux-ci prédisent une collimation cylindrique des tubes de flux lorsque ceux-ci contiennent un courant et une densité de courant non nul, ce qui est, par construction, le cas de toutes nos solutions, en particulier des solutions cylindriques. Lorsque l'intensité du courant est concentrée à l'intérieur des tubes de flux, mais qu'il n'y a pas de courant dans les tubes de flux

eux-mêmes, les lignes sont asymptotiquement radiales.

La densité de courant des solutions que nous avons qualifiées de radiales, tend effectivement asymptotiquement vers zéro, mais l'intensité du courant n'est pas concentrée sur l'axe. Il n'y a sans doute pas de contradiction. Dans ce cas, le champ magnétique toroïdal décroît asymptotiquement (cf. [Sauty et al. (2002a)]). La force qui lui est associée est compensée par la force de courbure dynamique des lignes d'écoulements. Nos solutions radiales sont donc plutôt quasi-radiales, au sens défini par [Okamoto (1999)], avec une légère déflection vers les pôles en accord avec [Okamoto (1999)]. Par ailleurs, la vitesse, dans ce type de modèle, est nulle dans le plan équatorial, ce qui fait sans doute que le théorème de [Heyvaerts & Norman (1989)] ne s'applique pas directement. Dans les modèles à géométrie fixe où les lignes sont exactement radiales, c'est le gradient de pression qui compense la force du champ magnétique toroïdal. A l'inverse, [Heyvaerts & Norman (1989)] ont supposé que le gradient de pression devenait rapidement négligeable devant la force magnétique. En résumé, dans les modèles à géométrie fixe, la température reste élevée et la pression joue le premier rôle dans l'équilibre radial. Au contraire, dans les modèles à géométrie libre, la pression est négligeable mais les lignes ne sont radiales qu'asymptotiquement.

Dans le cas de la collimation cylindrique, les deux études ne sont pas non plus similaires. Alors que nous avons les trois forces en présence, [Heyvaerts & Norman (1989)] ont supposé que la force centrifuge et la pression décroissaient plus vite que le champ magnétique, deux hypothèses qui ne sont pas nécessairement remplies, surtout dans le cas collimaté. En d'autres termes, leur analyse de la collimation cylindrique ne s'applique strictement qu'aux équilibres asymptotiquement "force free" et particulièrement aux parties externes du jet, mais pas à nos solutions qui traitent de la partie plus interne du jet. Ils suggèrent d'ailleurs eux-mêmes que près de l'axe de rotation certaines de leurs hypothèses ne soient pas valides et que le jet puisse être supporté par la pression. Assez curieusement, nous n'avons pas réussi à trouver de solution supportée par la pression, alors que l'analyse asymptotique suggère qu'un tel domaine puisse exister (cf. paragraphe 4.3.2). Au contraire, nos jets sont toujours supportés par la force centrifuge. Habituellement négligée, elle joue un rôle important dans la stabilisation du champ magnétique toroïdal (cf. annexe E).

Nos résultats peuvent aussi être comparés aux conclusions de [Okamoto (1999)]. En voulant réfuter les résultats établis par [Heyvaerts & Norman (1989)], celui-ci n'a fait que reproduire leurs démonstrations. Il arrive à la conclusion que la collimation cylindrique n'est pas intéressante, uniquement parce qu'elle correspond à une valeur particulière de l'angle asymptotique. Il leur préfère des solutions qui refocalisent sur l'axe ou sur l'équateur, ou des solutions quasi-coniques. Les solutions quasi-coniques ne sont, en fait, que des solutions radiales déguisées. Les solutions qui refocalisent impliquent que la densité ou la vitesse du plasma diverge. Evidemment, comme son analyse est essentiellement sans champ de force ("force free"), ce petit problème n'apparaît pas. De plus, il reproche à tous les modèles montrant la collimation, de négliger la fermeture du courant. En effet, là où le courant se referme, le vent peut être décollimaté. Cela ne contredit, en fait, aucun des résultats obtenus, car le courant peut se refermer à l'extérieur du jet ou dans les parties externes que nous ne modélisons pas. Ceci est suggéré par l'existence de champs magnétiques toroïdaux mesurés dans certains jets. Le courant peut aussi se refermer (cf. [Heyvaerts & Norman (1989)]) dans une nappe de courant autour du jet ou dans le plan équatorial. Il est vrai que plusieurs auteurs refusent l'idée que de tels nappes de courant soient réalistes, sous prétexte qu'elles constituent une singularité qui aurait peu de chance d'exister. Il faut quand même signaler qu'une telle nappe de courant existe et qu'elle est très bien mesurée

dans le vent solaire : elle porte le nom de "jupe de ballerine" et sa signature est très visible dans les données de la sonde Ulysses.

4.3 Modèles autosimilaires à géométrie libre : de la source à la terminaison

4.3.1 Vents et jets sous-pressurisés

Après l'analyse asymptotique, l'étape suivante consiste à suivre l'évolution du vent depuis sa source jusqu'au régime asymptotique, ce que nous avons fait dans un premier temps pour les jets sous-pressurisés ($\kappa > 0$). Les résultats sont présentés dans [Sauty et al. (2002a)] (annexe J). Ils montrent, dans un cas plus général que dans [Sauty & Tsinganos (1994)], la morphologie et l'accélération de la partie centrale des jets obtenus par ce type de modèles. Nous avons également calculé l'ensemble des forces transverses et parallèles au jet, ce qui permet de suivre pas à pas les mécanismes mis en jeu dans l'accélération et dans le confinement. Un travail similaire, bien que partiel, existe pour les vents de disques (cf. [Ferreira (1997)]). En comparant les deux, il nous sera peut-être possible d'envisager de faire des modèles hybrides à deux composantes en accolant les deux types de solutions. Il s'agit là d'un développement ultérieur que nous envisageons.

Comme nous l'attendions, l'accélération est principalement "thermique" (au sens large, car la pression n'est pas nécessairement limitée à la pression cinétique). Même loin de l'axe polaire, l'accélération magnétocentrifuge semble rester marginale. Par contre, nous constatons que l'accélération centrifuge se fait principalement autour de la surface alfvénique, alors qu'à la base, elle reste négligeable par rapport à l'accélération thermique.

Par ailleurs, nous avons bien retrouvé des solutions confinées par le champ magnétique pour les rotateurs magnétiques efficaces (EMR). Ces solutions présentent des oscillations amorties comme dans [Sauty & Tsinganos (1994)], toujours relativement faibles. Une solution de ce type est représentée sur la Fig. 4.5a), où les lignes sont tracées dans le plan poloïdal. Ces solutions sont très proches de celles trouvées dans [Sauty & Tsinganos (1994)], comme le laissait présager l'analyse asymptotique et les résultats de [Trussoni et al. (1997)] (annexe C). Autrement dit, lorsque le rotateur magnétique est efficace, la pression joue un rôle mineur dans la collimation, donc le milieu extérieur a peu d'influence.

Nous avons également trouvé qu'en diminuant la pression, il existe des solutions collimatées magnétiquement, ne présentant aucune oscillation. La fonction Π devient alors négative. Pour que la pression totale reste positive dans le jet, il suffit d'élargir nos hypothèses de départ, en ajoutant une constante positive. En conséquence, la pression et la température augmentent globalement, mais dans ce type de solutions sans oscillation, cela reste totalement marginal. D'une part, la constante supplémentaire reste très faible. D'autre part, la température asymptotique peut être choisie arbitrairement faible, voire nulle, et l'augmentation de la température à la base du jet reste négligeable. Ces solutions sont à la limite entre des solutions collimatées et des solutions divergentes (lignes refermées sur l'équateur) non physiques. Pour cette raison, nous avons appelé ces solutions : solutions limites. Ce type de solutions est comparable aux solutions à "bosse" de [Trussoni et al. (1997)]. Contrairement à ces dernières, ce sont elles qui ne présentent aucune oscillation. Ces solutions s'avèrent être très intéressantes, car elles modélisent des jets sous pressurisés, tant que Π est positif, et surpressurisés lorsque Π devient négatif. La

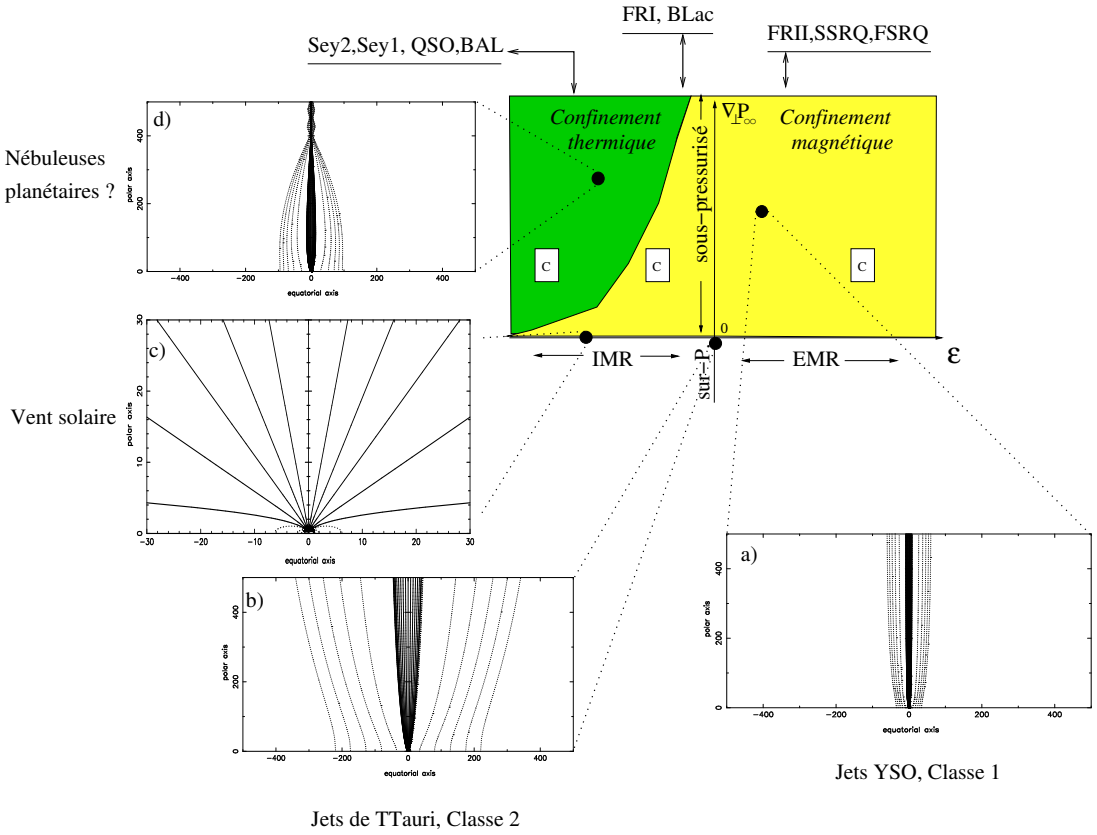

FIG. 4.5 – Solutions typiques de jets sous-pressurisés à la base ($\kappa > 0$) dans l'espace des paramètres $[\varepsilon, \nabla_\perp P_\infty]$. La morphologie de chaque solution est représentée par une coupe des tubes de flux dans le plan poloïdal. Les traits pleins correspondent aux lignes accrochées à la magnétosphère centrale. Les lignes en pointillés sont celles qui proviennent du disque équatorial. En a), jet confiné magnétiquement et sous-pressurisé partout. En b), jet confiné magnétiquement, mais qui devient surpressurisé lorsque Π devient négatif. En c), solution de vent asymptotiquement radial. En d), solution de jet recollimaté par la pression.

transition entre les deux correspond au passage d'un milieu confinant (le nuage moléculaire ou la galaxie hôte, par exemple) au milieu extérieur où le jet se propage librement. Un exemple de solution de ce type est montré sur la Fig. 4.5b). Cette transition peut correspondre au lieu où le jet devient observable.

Pour les rotateurs magnétiques inefficaces (IMR), nous avons également trouvé des solutions confinées par la pression. Leur morphologie est très différente, comme on peut le constater sur la Fig. 4.5d). Le jet présente d'abord une expansion relativement importante, jusqu'à ce que le terme de pression transverse domine devant les autres forces. A ce moment là, seule la force de courbure des lignes d'écoulement permet l'équilibre, en introduisant une force centrifuge poloïdale. Cette courbure des lignes poloïdales induit une recollimation forte, beaucoup plus forte que pour les EMR. Les jets confinés par la pression présentent donc, généralement, une forte recollimation et des oscillations très marquées. Nous avons essayé d'appliquer ce type de solutions à des jets de T Tauri, nous en reparlerons, mais ce type de solutions pourrait être plus approprié pour décrire les jets de nébuleuses planétaires et les fameux points S de recollimation. Dans ce cas, notre modèle favoriserait une origine hydrodynamique, la pression, plutôt qu'une origine magnétique pour expliquer la recollimation des vents de nébuleuses planétaires.

Pour les rotateurs très inefficaces, la recollimation est telle que les solutions ne sont plus physiques, car la pression est négative. L'ajout d'une constante ne règle rien car, dans ce cas, la température devient anormalement élevée à la fin du jet. Dans ce domaine de paramètres, les solutions limites sont radiales, du moins numériquement. Il est impossible de savoir si elles sont exactement coniques ou si elles collimatent uniquement très loin. Pour toute application physique, elles représentent toujours des vents en expansion radiale sur des distances supérieures aux distances où on attend le choc avec le milieu interstellaire externe. Une solution de ce type est présentée sur la Fig. 4.5c) et correspond assez bien à ce que nous pouvons attendre des vents non collimatés.

Cette classification des solutions suggère différents scénarios. Pour les vents et les jets stellaires, la perte de moment cinétique au cours de l'évolution nous amène à associer les jets d'étoiles jeunes de classe 1, encore immergés dans le nuage primordial, à la solution de la Fig. 4.5 a), les jets d'étoiles jeunes de classe 2, où l'étoile centrale est visible, à la solution de la Fig. 4.5b) et enfin les vents d'étoiles de la séquence principale à la solution radiale de la Fig. 4.5c). Dans ce cadre, la solution de la Fig. 4.5d) pourrait correspondre aux jets de nébuleuses planétaires.

De la même manière, nous avons aussi proposé une classification des jets de noyaux actifs de galaxies. Les jets les plus puissants et les plus collimatés des sources radio de Fanaroff-Rayleigh de type II correspondraient à la solution de la Fig. 4.5 a). Les jets des sources radio de Fanaroff-Rayleigh de type I correspondraient à la solution de la Fig. 4.5 b). Enfin, les vents et les jets peu collimatés, observés dans les galaxies de Seyfert I et II, pourraient être soit des vents coniques (Fig. 4.5c), soit des jets avortés à cause de la recollimation (Fig. 4.5d).

Nous reviendrons sur l'ensemble de ces classifications dans le chapitre suivant.

4.3.2 Vents et jets sur-pressurisés

La dernière étape dans notre étude paramétrique des modèles autosimilaires en latitude concerne les écoulements sur-pressurisés. Ce travail est en cours actuellement et devrait mener à un prochain article. Cependant, les résultats obtenus sont certainement beaucoup plus simples en termes de morphologies des solutions.

Dans le domaine des rotateurs magnétiques inefficaces (IMR), l'absence de champ magnétique fort et de pression, pour collimater le vent, fait que les seules solutions trouvées sont radiales (cf. Fig. 4.6c'). Ce domaine s'étend jusque dans le domaine des rotateurs magnétiques efficaces (EMR), à cause de la pression qui décollimate. Ceci est en accord avec l'analyse asymptotique ([Sauty et al. (1999)]). De l'autre côté, pour des rotateurs magnétiques suffisamment efficaces (EMR), les écoulements collimatent cylindriquement (cf. Fig. 4.6a') sans que l'on puisse distinguer de différence notable avec ce qui est obtenu pour les jets sous-pressurisés. Là encore, l'analyse asymptotique prévoyait ce résultat.

La surprise vient de la région intermédiaire où aucune solution physique ne semble exister (cf. Fig. 4.6b'). Tout d'abord, un point critique supplémentaire apparaît dans le domaine super alfvénique. Les solutions qui ne franchissent pas ce point ont une expansion super-radiale. Autrement dit, toutes les lignes se referment sur l'équateur ce qui est irréaliste. Quant aux solutions qui franchissent le point critique, elles semblent en trouver encore un troisième qu'elles ne peuvent franchir. De ce fait, elles sont "terminées" au sens de la terminologie de Parker. Il semblerait donc, qu'après le point supplémentaire, l'écoulement soit redevenu sous-magnétosonique rapide,

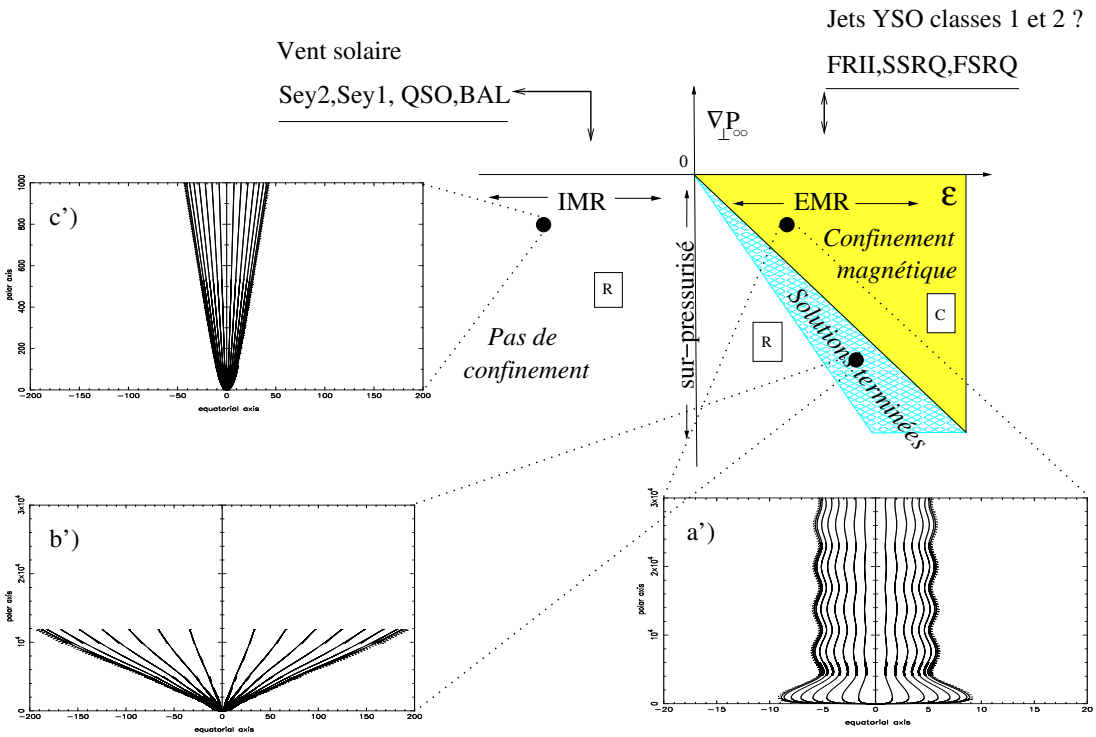

FIG. 4.6 – Comme dans la figure précédente 4.5, nous avons montré des solutions typiques de jets sur-pressurisés ($\kappa < 0$) dans l'espace des paramètres $[\varepsilon, \nabla_\perp P_\infty]$. La morphologie de chaque solution est représentée par une coupe des tubes de flux dans le plan poloïdal. Les traits pleins correspondent aux lignes accrochées à la magnétosphère centrale. Les lignes en pointillés sont celles qui proviennent du disque équatorial. En a'), le jet est confiné magnétiquement. Contrairement à la figure (a) précédente, l'axe horizontal est différent de l'axe vertical, ce qui tend à exagérer les oscillations. En b'), le jet est terminé, probablement non physique. En c'), le vent est asymptotiquement radial.

ce qui expliquerait le point critique supplémentaire. Seule une analyse des caractéristiques permettra de conclure de façon certaine, mais cela reste à faire. De plus, avant la terminaison, ces solutions présentent une morphologie très particulière. Elles semblent être quasiment radiales, mais avec des oscillations de plus en plus grandes. Il existe donc une instabilité qui détruit la configuration radiale.

Afin d'approfondir notre analyse de la région intermédiaire, nous allons revenir sur les solutions collimatées. Nous constatons qu'elles sont toujours dans le régime asymptotique magnétocentrifuge, comme le révèle l'analyse des forces. Par contre, aucune solution de jet confiné par le champ magnétique et supporté par la pression n'a été trouvée. Au contraire, le domaine interdit des solutions terminées semble être encore dans le domaine magnétocentrifuge, mais plus proche du domaine des solutions supportées par la pression. Il s'avère que, dans l'analyse linéaire asymptotique, cette zone de transition correspond aussi à un domaine où les fréquences spatiales des oscillations deviennent imaginaires (cf. [Sauty et al. (1999)], annexe D). Tout concourt donc à faire penser que les solutions sont topologiquement instables et que, dans notre modèle du moins, les jets ne peuvent pas être supportés par la pression. La rotation semble, comme au chapitre 3 (section 3.3), un élément essentiel à l'établissement d'un jet stationnaire.

L'évolution des écoulements sous-pressurisés que nous avons obtenue peut donc se faire de façon continue avec une expansion du jet progressivement de plus en plus grande. Au contraire, la transition des écoulements sur-pressurisés semble, elle, ne pouvoir se faire que brutalement

avec une certaine discontinuité dans les paramètres. Enfin, dans ce domaine, nous voyons mal où placer les jets de classe 1 chez les objets jeunes et les FRI des noyaux actifs de galaxie. Nous devons ajouter que la modélisation des observations favorise, jusqu'à présent, les modèles de jets creux sous-pressurisés, du moins à la base ($\kappa > 0$), même s'ils ne le sont plus loin de la source (cf. chapitre 5). Cependant, comme les jets collimatés magnétiquement et les vents coniques sont très similaires, qu'il y ait sous-pressurisation ou non, nous ne pouvons pas exclure que les deux ne puissent pas s'appliquer à certains objets.

Ainsi s'achève ce chapitre. Nous allons aborder le dernier qui concerne la modélisation d'objets plus spécifiques que ce soit le vent ou les arches solaires, les jets d'étoiles jeunes ou les jets extra-galactiques. Cette partie est plus prospective. Certains travaux sont en cours et offrent de nouvelles perspectives pour l'avenir.

Chapitre 5

Applications aux écoulements astrophysiques

5.1 Physique solaire

5.1.1 Modélisation du vent solaire

Une des premières applications des modèles autosimilaires latitudinaux fut la modélisation du vent solaire (cf. [Low & Tsinganos (1986)] etc...). Depuis 1999, nous avons commencé avec J. Lima une collaboration sur l'utilisation des données de la sonde Ulysses. A cette collaboration, s'est joint un étudiant dont j'ai supervisé le stage de licence puis de maîtrise, N. Iro. Ce travail, en cours, a donné lieu à plusieurs compte-rendus de colloques dont le dernier est joint à ce mémoire ([Lima et al. (2001b)], annexe I).

Il peut sembler ambitieux de vouloir modéliser l'ensemble des données sur le vent solaire avec des modèles aussi simples. En fait, nous cherchons surtout à modéliser la dynamique et la morphologie globales du vent à partir de paramètres simples à interpréter. Les profils de température et de chauffage sont, dans notre approche, un résultat du calcul. Nous devons vérifier a posteriori s'ils peuvent être cohérents avec les observations. Néanmoins, nous pensons que cette approche plus simple permet de faire varier les conditions limites plus rapidement que les simulations numériques. Elle permet aussi de discuter de l'évolution quasi-stationnaire du vent. A l'inverse, il existe pléthore de modèles à une dimension, tenant compte d'une thermodynamique de plus en plus sophistiquée. [Usmanov (2000)] a fait des simulations numériques axisymétriques incluant le chauffage des ondes d'Alfvén à partir d'une approximation WKB, mais elles sont très couteuses en temps de calcul et posent quelques problèmes sur la modélisation de la composante lente du vent à l'équateur. [Keppens & Goedbloed (2000)] ont aussi présenté des simulations pour le vent solaire axisymétrique utilisant une équation polytropique. Comme dans ces modèles, nous nous intéresserons aux ions plutôt qu'aux électrons, étant donné leur poids, car ils donnent une information sur les composantes moyennes du plasma. A cette fin, nous avons utilisé les données de SWOOPS.

Nous avons ajusté les paramètres de deux modèles différents à partir des données mesurées entre une et cinq unités astronomiques. Les deux modèles utilisés sont, d'une part, le modèle autosimilaire à géométrie libre que nous avons exposé au chapitre précédent ([Sauty et al. (2002a)],

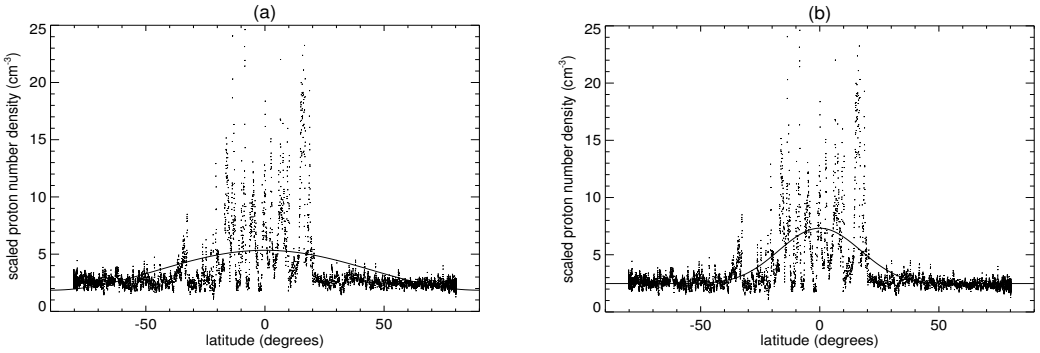

FIG. 5.1 – Profil de densité en fonction de la latitude. Aux données d'Ulysses, nous avons superposé les deux ajustements effectués à partir des deux modèles. En a), nous avons utilisé le modèle de [Sauty et al. (2002a)] et, en b), celui de [Lima et al. (2001a)]. Nous avons supposé que la densité dans le domaine des mesures de la sonde décroissait comme l'inverse de la distance au carré, pour ramener toutes les valeurs à une unité astronomique.

annexe J) et, d'autre part, le modèle autosimilaire à géométrie radiale de [Lima et al. (2001a)]. Le second modèle permet de modéliser plus finement les variations avec la latitude. Il semble donner une meilleure estimation des paramètres. Néanmoins, comme nous voulions retrouver la géométrie du vent, nous avons utilisé dans un premier temps le modèle à géométrie libre, [Sauty et al. (2002a)], avec les deux jeux de paramètres. Ceux-ci ont été ajustés à partir des mesures de densité, de température, de flux de matière et des composantes du champ magnétique. Un exemple d'ajustement de la densité est donnée sur la Fig. 5.1. Nous n'avons pas pu, malheureusement, utiliser les mesures de vitesses toroïdales pour contraindre les paramètres, celles-ci étant aberrantes. La rotation s'annule à l'équateur et s'inverse. Nous avons contacté le responsable des mesures qui nous a avoué, effectivement, qu'elles étaient entâchées d'erreur (sic!). Nous devons donc nous contenter des mesures de champ magnétique toroïdal qui sont très fluctuantes, sans doute à cause de la turbulence ou, plus simplement, à cause des ondes M.H.D. qui se propagent dans le vent.

Pour utiliser l'autosimilarité, il faut supposer que le nombre alfvénique M_a ne dépend pas de la latitude, ce qui semble assez bien vérifié. Puis au moyen d'hypothèses simples, nous avons renormalisé les paramètres à la distance alfvénique. Par exemple, pour estimer la distance alfvénique, nous avons supposé qu'entre celle-ci et la distance de la sonde, le vent était en expansion radiale et que sa vitesse était constante. A partir de là, il faut intégrer les équations, évaluer les nouvelles valeurs des grandeurs physiques à une unité astronomique et réestimer les paramètres sur la surface alfvénique, jusqu'à faire converger la solution et les données le mieux possible.

Les meilleurs résultats ont été obtenus, jusqu'à présent, grâce au second jeu de paramètres, déduit du modèle de [Lima et al. (2001a)]. En particulier, nous avons reproduit de façon satisfaisante la structure dipolaire du champ magnétique près du soleil avec un champ de l'ordre de quelques Gauss. La morphologie du vent dans le plan poloïdal est tracée sur la Fig. 5.2. Le profil de vitesse est aussi satisfaisant. Nous trouvons bien une température près du soleil de l'ordre de quelques millions de degrés et de quelques 10^5 K à une unité astronomique. Néanmoins, la température dans la région polaire s'élève jusqu'à 15 millions de degrés, ce qui est trop élevé. Cependant, il faut se rappeler que cette température peut être interprétée comme une température effective incluant la dissipation d'ondes dans la pression. Il nous reste à vérifier si cette hy-

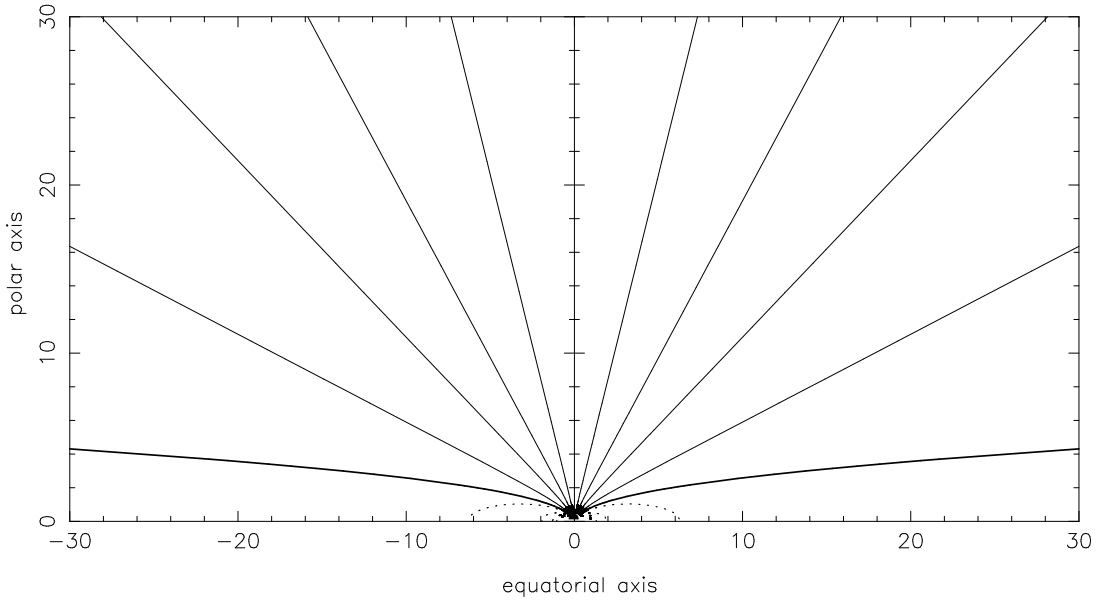

FIG. 5.2 – Modélisation du vent solaire à partir des données d'Ulysses. Le schéma représente les lignes dans le plan poloïdal et montre l'absence de collimation du vent.

pothèse est raisonnable, en calculant le taux d'ondes que cette température effective implique. Il se peut aussi qu'un meilleur ajustement des paramètres existe ou que l'on puisse interpréter cette température en utilisant des fonctions de distribution des particules non maxwelliennes.

Par contre, si le champ magnétique à la surface du soleil atteint une valeur raisonnable, nous ne sommes pas capable d'atteindre la valeur mesurée à une unité astronomique. Cela vient, peut-être, de l'absence de nappe de courant équatoriale qui forcerait les lignes de champ à devenir radiales plus rapidement. C'est pourquoi, nous cherchons pour le moment à utiliser directement le modèle de [Lima et al. (2001a)] qui suppose les lignes radiales et évite une expansion trop rapide du champ magnétique.

Une autre question à laquelle nous souhaitions répondre en entreprenant ce travail, était : le vent solaire est-il collimaté, au moins autour de son axe polaire ? Les résultats établis par [Heyvaerts & Norman (1989)] le suggérait. En fait, la solution obtenue converge naturellement vers une solution "limite", au sens où nous l'avons défini dans le chapitre précédent (section 4.3.1). Comme pour le vent de Parker, la seule solution valide possède une pression asymptotiquement nulle. Une pression légèrement supérieure conduit irrémédiablement à une recollimation catastrophique sur l'axe, étant donnée la faible valeur du rotateur magnétique.

Nous trouvons pour le vent solaire, tel que nous l'avons modélisé, une valeur de l'efficacité du rotateur magnétique très faible : $\varepsilon \approx -50$ (cf [Sauty et al. (2002a)]). Autrement dit, le soleil est un rotateur magnétique très inefficace. Même si l'amélioration de la modélisation conduit à changer les paramètres, ε restera très négatif.

5.1.2 Ecoulements dans les arches

J'ouvre ici une petite parenthèse pour rappeler que d'autres écoulements de la physique solaire offrent des analogies très intéressantes avec les vents. Il s'agit des écoulements dans les

arches qui peuvent devenir transsoniques, des écoulements de siphon et de Evershed autour des taches solaires. Une collaboration sur ce sujet avec G. Surlantzis, J. Heyvaerts et P. Démoulin nous a conduit à publier un article sur le sujet en 1994 ([Surlantzis et al. (1994)], voir annexe A).

Ces écoulement étant situés dans la basse couronne ou la chromosphère, le champ magnétique y est très élevé. Il est donc légitime de penser que les écoulements restent subalfvéniques et que la géométrie des tubes de flux y est dominée par le magnétisme. Nous avons donc supposé que l'équilibre était "force-free" (sans champ de force) à l'ordre le plus bas et qu'il y avait une symétrie supplémentaire, symétrie de translation ou axisymétrie. Avec des conditions limites quasiment quelconques sur la surface photosphérique du soleil, une résolution entièrement analytique, utilisant des fonctions de Green, permet de cartographier les lignes de champ. En fait une résolution numérique des équations s'avère plus rapide et plus efficace. C'est celle qui a été employée.

A partir d'une solution d'équilibre "force free" de ce type, nous avons calculé l'écoulement le long de chaque ligne en utilisant l'équation de Bernoulli. En résolvant la topologie, nous avons recherché les solutions transsoniques. Ensuite, nous avons proposé une méthode générale pour calculer la perturbation au premier ordre induite par l'écoulement sur la structure du champ magnétique. Pour la première fois, un calcul cohérent de la réaction de la dynamique sur la morphologie était avancé, ce qui permettait d'aller au-delà des écoulements à une dimension.

Enfin, dans le cas de ces écoulements, la partie supersonique se termine naturellement par un choc puisque la matière retombe sur la photosphère. La position et la forme du choc sont également calculées de façon cohérente, dans ce modèle. Pour les arches froides, cette forme est très conique, ce qui pourrait expliquer les bords chauds et denses qui entourent ces arches.

G. Surlantzis a également travaillé sur les modèles autosimilaires d'arche, qui sont l'analogue des modèles autosimilaires de vents (cf [Tsinganos et al. (1993)]). Ces modèles ont été généralisés depuis par [Petrie et al. (2002)], comme [Vlahakis & Tsinganos (1998)] l'avaient fait pour les modèles de vents. Parallèlement [Petrie & Neukirch (2000))] ont aussi étudié les équilibres dans les arches à trois dimensions. Bien que ma contribution sur le sujet des arches fut brève, il me semble intéressant de suivre cette thématique qui se développe en parallèle et de façon similaire à celle des vents.

5.2 Modélisation des jets d'étoiles jeunes

5.2.1 Modélisation des jets d'étoiles T Tauri

Retournons aux modèles autosimilaires et à une seconde application : la modélisation des jets d'étoiles jeunes. Dans [Sauty & Tsinganos (1994)], nous avions amorcé une modélisation de ces jets d'étoiles jeunes, en particulier celui de HH34. Une des principales difficultés était de reproduire les forts taux de perte de masse observés. Si, aujourd'hui, l'estimation de ceux-ci a plutôt diminué, il reste quand même à expliquer des taux de perte de masse de l'ordre de 10^{-9} $M_\odot$/an dans les jets de classe 2 des étoiles T Tauri classiques (CTTS). Ceux-ci restent bien supérieurs aux 10^{-14} $M_\odot$/an du soleil. On mesure également des taux de perte de masse dans les étoiles T Tauri à raies faibles (Weak T Tauri Stars, WTTS) de l'ordre de 10^{-10} $M_\odot$/an, alors que ces étoiles, ne semblant pas avoir de disque ou bien semblant déconnectées de celui-ci,

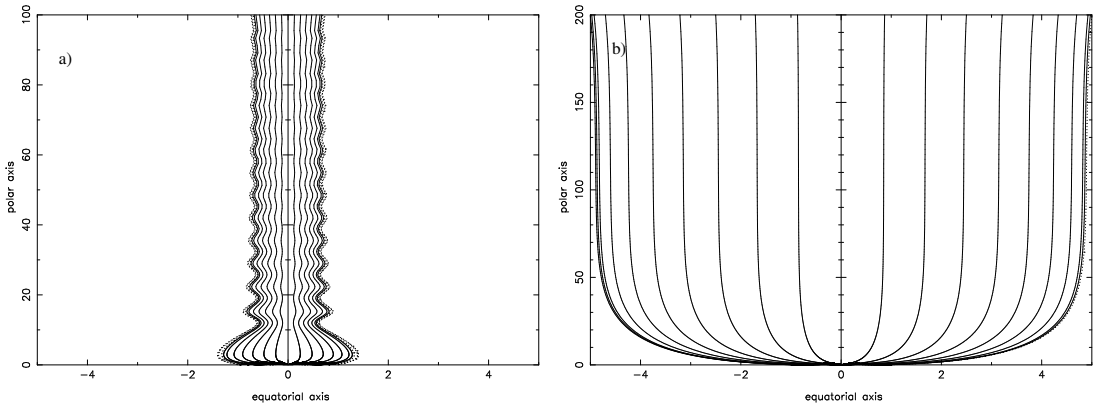

FIG. 5.3 – Modélisation du jet de RY Tau et d'autres jets de classe 2 d'étoiles T Tauri. En a) solution avec $\epsilon = -0.0034$. La morphologie du jet montre la recollimation à 38 rayons de l'étoile. En b) solution "limite" avec $\epsilon = 0.012$. Le jet sous-pressurisé sort du milieu confinant et devient surpressurisé autour de 100 rayons de l'étoile. Les distances sont en unité du rayon alfvénique, qui vaut environ une dizaine de rayons de l'étoile.

étaient supposées ne pas posséder de jets.

Pour augmenter le taux de perte de masse extrait par le vent, par rapport au modèle de 1994, il faut avoir un profil de pression qui augmente en s'éloignant de l'axe. Avec un jet sous-pressurisé ($\kappa > 0$), la densité peut, elle aussi, augmenter plus rapidement en s'éloignant de l'axe sans que le profil de température ne change. Physiquement, cela signifie que la modélisation initiale sous-estimait la perte de masse due au disque. Par exemple, dans le modèle décrit par [Sauty & Tsinganos (1994)], il faut aller à plusieurs unités astronomiques dans le disque pour avoir un taux de perte de masse de 10^{-8} $M_\odot$/an J'ai donc proposé à Zakaria Meliani, pour son stage de DEA, de trouver une nouvelle méthode permettant d'estimer les paramètres à partir des données observationnelles et d'utiliser l'approche autosimilaire d'une manière analogue à ce que nous avions fait pour le vent solaire.

Il a donc construit plusieurs algoritmes pour trouver les paramètres à la surface alfvénique, à partir des données existantes sur un ensemble d'étoiles T Tauri (période de rotation, masse, rayon) et de données typiques sur leurs jets (vitesse, taux de perte de masse ou densité, température). Une fois ces paramètres estimés, la méthode consiste à intégrer les équations, à trouver une première solution puis à réitérer, jusqu'à avoir concordance avec les données observées. Parmi les cas intéressants, il y en avait un plus particulier : RY Tau. Suivant [Gomez de Castro et al. (2000)], ce jet subit un choc par recollimation à 38 unités astronomiques. Nous avons donc utilisé la propriété que nos solutions collimatées possèdent, à savoir la refocalisation partielle à la première oscillation, pour modéliser la position du choc. Pour estimer les paramètres dans ce cas, quatre hypothèses ont été utilisées :

- le choc a lieu au point de recollimation du jet ;
- la forme du choc impose que les lignes de champ sont pratiquement circulaires à la recollimation, ce qui contraint le facteur d'expansion ;
- la vitesse au point de recollimation passe par un maximum ;
- la surface alfvénique est à une dizaine de rayons de l'étoile. Ceci implique que, pratiquement, tout le moment cinétique du disque est emporté dans le vent, si le taux de perte de masse est environ un dizième du taux d'accrétion.

Par ailleurs, nous avons supposé que la pression totale asymptotique Π_∞ était supérieure à

la pression cinétique, à cause du chauffage par les ondes que le choc peut provoquer. Plusieurs itérations sont ensuite nécessaires pour ajuster la vitesse asymptotique, le rayon de recollimation et les caractéristiques de l'étoile. Nous en avons déduit plusieurs jeux de paramètres dont deux étaient particulièrement intéressants : le premier avec une efficacité du rotateur magnétique légèrement négative ($\epsilon = -0.034$), l'autre avec une efficacité légèrement positive ($\epsilon = 0.012$).

Le résultat du premier jeu de paramètres est présenté sur la Fig. 5.3a). La solution proposée reproduit assez bien les données : en particulier, la vitesse asymptotique de l'ordre de 100 km/s, la densité asymptotique de l'ordre de 9.10^4 particules/cm^3 après le choc, et la morphologie du jet qui recollimate à 38 rayons de l'étoile. Le taux de perte de masse est un peu faible (celui de l'étoile est comparable au taux de perte de masse du soleil), mais pour RY Tau, qui tourne particulièrement lentement, ce taux n'est pas mesuré précisément. Le plus gros problème reste la température après la recollimation, qui devient très élevée, de l'ordre du million de Kelvin. On peut interpréter ce résultat de trois façons. D'abord, s'agissant de données après la recollimation, on peut considérer qu'elles ne correspondent pas à ce que produirait un vrai choc. On peut aussi réinterpréter la pression en quantifiant le taux d'onde d'Alfvén $\frac{\delta B}{8\pi}$. Le résultat donne quelque chose de raisonnable, à savoir des fluctuations du champ magnétique toroïdal de l'ordre de grandeur du champ lui-même, comme cela est mesuré par la sonde Ulysses dans le vent solaire.

La troisième attitude consiste à considérer que dans un modèle stationnaire, nous ne pouvons utiliser comme donnée initiale le choc vu en U.V. pour contraindre la position du jet. Nous avons alors cherché la solution "limite" correspondante, telle que nous l'avons décrite au chapitre 4, paragraphe 4.3.1. La meilleure solution est celle trouvée avec le second jeu de paramètres et représentée sur la Fig. 5.3b). Dans ce cas, la position où le jet devient visible est grossièrement la position où le jet sous-pressurisé devient surpréssurisé et se situe à une centaine de rayons de l'étoile. Cette solution s'avère plus satisfaisante, puisqu'elle reproduit toutes les données, y compris le profil de vitesse attendu. La température est seulement de quelques 10^5 K, dans la basse couronne de l'étoile, et de 10^3 K dans la terminaison du jet. La densité asymptotique est de 10^3cm^{-3}, qui correspond à la densité attendue avant le choc.

Par ailleurs, en changeant les facteurs d'échelle et de normalisation, nous nous sommes aperçus que les différentes solutions obtenues s'adaptent à nombre de jets d'autres étoiles T Tauri, plus ou moins massives, qui tournent plus ou moins rapidement. La conclusion la plus intéressante est certainement que le premier jeu de paramètres donne une efficacité du rotateur magnétique $\epsilon = -0.0034$ et le deuxième, un efficacité $\epsilon = 0.012$. Autrement dit, nous avons réussi à modéliser tous les jets de classe 2, dont nous avions les données, par un ϵ de l'ordre de zéro, nettement plus élevé que la valeur trouvée pour le vent solaire. Ceci nous amène à penser que les jets de classe 1 devraient effectivement correspondre à une valeur de ϵ plus élevée encore, qu'il reste à déterminer. Le problème pour ces jets est l'absence de données fiables sur l'étoile centrale : encore nichée à l'intérieur du nuage originel, elle n'est pas obesrvable.

Enfin, un progrès très important a été réalisé par rapport aux modèles proposés en 1994, grâce à l'inclusion des effets de pression. Avec le deuxième jeu de paramètres ($\epsilon = 0.012$), nous avons trouvé que l'étoile centrale peut produire de façon réaliste un taux de perte de masse de l'ordre de $10^{-10} M_\odot$/an, et que les quelques rayons (entre 2 et 3 rayons de l'étoile) du disque environnant peuvent produire les $10^{-9} M_\odot$/an observés dans les T Tauri classiques (CTTS). Le taux de perte de masse de l'étoile est donc comparable à celui des étoiles T Tauri à faibles raies (WTTS) et l'étoile plus le disque possèdent un taux de perte de masse comparable à celui des T Tauri classiques. Nous pouvons conjecturer qu'effectivement, les deux types d'étoiles sont très

similaires et que c'est l'absence de disque connecté à l'étoile qui explique la puissance moins importante du jet. Notre modèle nous a conduit à construire des solutions de jets de CTTS tout à fait comparables aux modèles de vents X (cf. [Shu et al. (1994a)], [Shu et al. (1994b)], [Najita & Shu (1994)], [Shu et al. (1995)]). Contrairement aux vents X, les solutions que nous proposons sont des solutions cohérentes depuis la source jusqu'à la partie collimatée. Par ailleurs, nous n'avons pas un vent qui sort d'un point unique du disque, ce qui est sans doute irréaliste (voir [Bardou & Heyvaerts (1996)]), mais plutôt d'une région restreinte du disque près de l'étoile.

J'ai présenté ici des résultats préliminaires, mais encourageants, sur la modélisation des jets de T Tauri par les modèles autosimilaires. Nous comptons affiner et sans doute publier ses résultats prochainement. En collaboration avec J. Lima et P. Garcia, nous envisageons ensuite de produire des cartes synthétiques de l'émission des solutions que nous aurons obtenues et de les confronter aux cartes observées. P. Garcia a déjà travaillé sur ce sujet en établissant des cartes synthétiques à partir de solutions autosimilaires de vents de disques [Garcia et al. (2002a), Garcia et al. (2002b)]. Un travail similaire a été fait sur les vents X (voir [Shang et al. (2002)]. Enfin, un autre travail en perspective serait de réunir les modèles de vents "stellaires" et les modèles de vents de disque, comme nous l'avons déjà fait remarqué. Un projet de collaboration avec J. Ferreira sur ce sujet est à l'étude.

5.2.2 Modélisation des jets de classe 0

Parallèlement à la modélisation de jets d'étoiles jeunes évoluées, j'ai collaboré à un modèle assez simple de jet de classe 0 avec I. Contopoulos (voir annexe G, [Contopoulos & Sauty (2001)]). Il ne s'agit pas d'un modèle complet et cohérent de ces jets. Il s'agit plutôt de montrer que l'éjection de matière très tôt dans la formation stellaire, avant même que l'étoile centrale ne soit formée, est possible. Par leur puissance d'éjection, les faibles vitesses observées et leur apparition précoce dans la formation stellaire, les jets de classe 0 sont nettement distincts des jets des autres classes (voir [André et al. (1993)] et les autres réferences par P. André sur le sujet). Nous proposons donc que ces jets se forment à la limite entre la zone où la matière est en chute libre au cours de l'effondrement, et la zone du disque supportée par la force centrifuge.

Au cours de l'effondrement du nuage moléculaire primordial, la matière est en chute libre sous son propre poids. Il se développe alors un choc ("C-shock") à l'intérieur duquel les ions sont immobiles, retenus par une forte courbure des lignes de champ magnétique, et les neutres continuent à tomber en chute libre diluée (diluée à cause de la friction avec les ions). Dans cette région interne, la matière subit un second choc et une forte décélération lorsque la force centrifuge devient importante. A l'intérieur de ce second choc, le disque est supporté par la force centrifuge qui compense la gravité et empêche l'effondrement (cf. Fig. 5.4).

Dans cette partie interne, le disque est statique s'il n'y a pas de mécanisme pour provoquer l'accrétion. Même s'il y a accrétion et que le disque est infiniment large, [Lubow et al. (1994)] ont montré qu'avec une turbulence magnétique développée, les lignes de champ restent verticales. Il ne peut y avoir naissance d'un vent magnétocentrifuge à la Blandford & Payne. En effet, la turbulence implique que le nombre de Prandtl magnétique soit de l'ordre de l'unité. Dans ce cas, les lignes de champ magnétique ne sont plus entraînées par l'accrétion et restent verticales, empêchant d'obtenir les 30^o d'inclinaison nécessaires à la formation d'un vent magnétocentrifuge.

La motivation initiale de ce travail était en fait une réponse à [Lubow et al. (1994)]. Nous

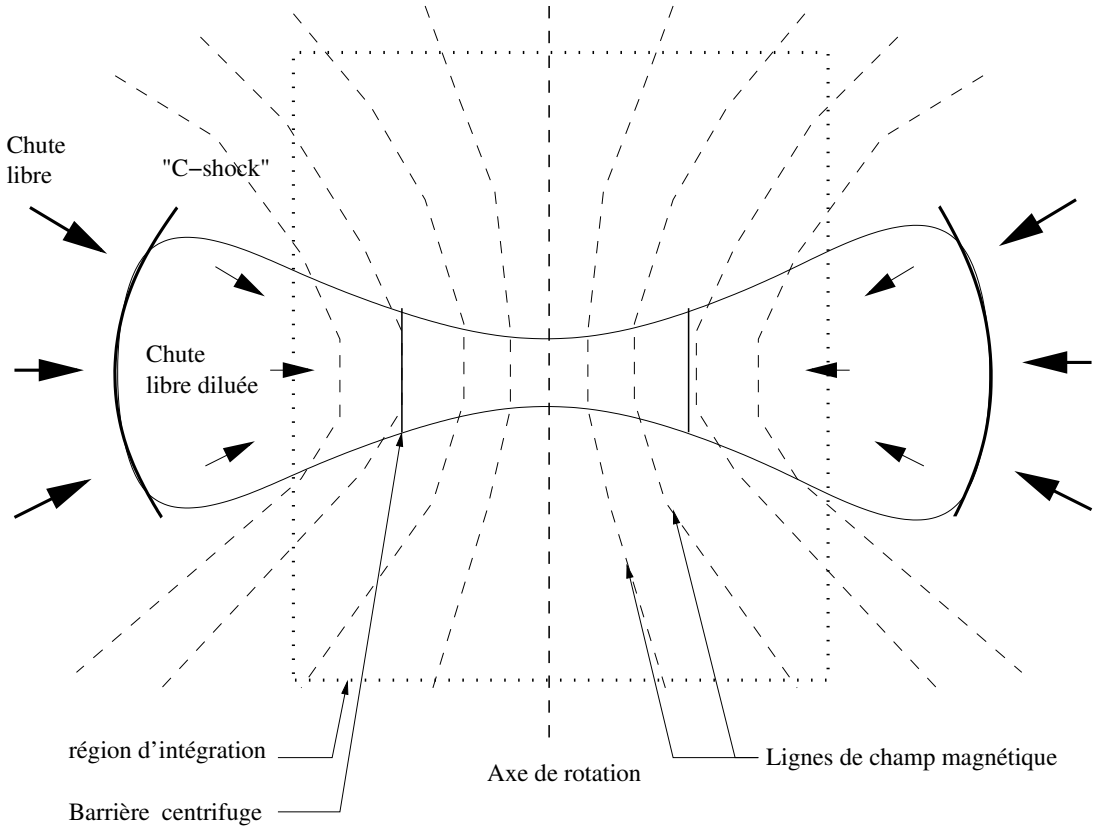

FIG. 5.4 – Schéma des différentes régions : chute libre, C-shock, chute libre diluée, barrière centrifuge et disque supporté par la force centrifuge. Le cadre en pointillé indique la région dans laquelle nous avons calculé le champ magnétique. Nous avons fait l'hypothèse que le champ était potentiel, sauf dans la partie du disque située à l'extérieur de la barrière centrifuge.

voulions montrer le rôle essentiel de la zone en chute libre diluée, située au delà de la barrière centrifuge. Nous avons donc supposé que le disque à l'intérieur de la barrière centrifuge est immobile (pas d'accrétion) ou bien que la turbulence magnétique y est développée de telle sorte que le nombre de Prandtl magnétique soit égal à un. Dans ce cas, les lignes de champs sont verticales dans la partie interne. Cependant, au delà de la barrière centrifuge, les lignes de champ magnétique sont courbées, car la matière entraîne le champ magnétique. En fait les neutres sont en chute libre, freinés par les ions à cause de la diffusion ambipolaire. Les ions, eux, sont immobiles car retenus par la tension des lignes magnétiques courbées.

Dans la partie en chute libre, connaissant la vitesse de dérive des neutres par rapport aux ions et la friction, nous avons résolu de façon cohérente la géométrie du champ magnétique. En calculant l'équilibre hydrostatique vertical, nous avons estimé la hauteur du disque. Dans la partie interne, statique ou turbulente du disque, et dans l'atmosphère externe, nous avons supposé que le champ magnétique était complètement découplé de la matière et la dominait. Nous avons pris un champ sans force ("force-free") le plus simple possible, c'est-à-dire potentiel. Nous avons également fait un changement de variables pour que les "bords" à l'infini de notre boîte d'intégration soient effectivement à l'infini et n'aient aucune influence sur le calcul. La morphologie des lignes de champ est présentée sur la Fig. 5.5a. Il ressort que dans la partie interne, les lignes de champ magnétique, même si elles sont verticales, vont se courber à cause des conditions limites externes.

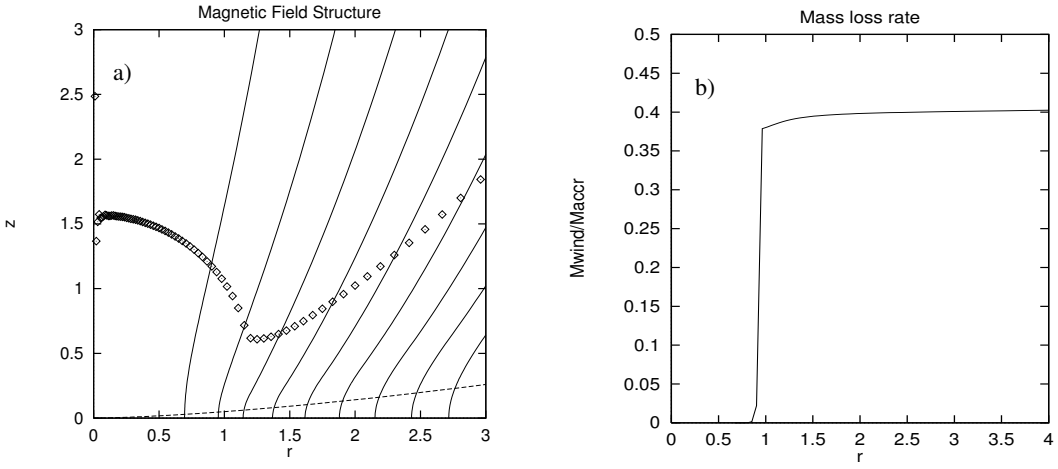

FIG. 5.5 – En a) nous avons reproduit la morphologie des lignes de champ magnétique, dans le premier quadrant du plan poloïdal. Le trait en tiretés représente la limite du disque. le rayon cylindrique r vaut 1 à la barrière centrifuge. Les losanges marquent la position de la transition sonique. En b) nous avons tracé le rapport taux de perte de masse sur taux d'accrétion obtenu en fonction du rayon dans le disque, pour des valeurs typiques des paramètres. Le taux en r correspond au taux perdu à l'intérieur du disque de rayon r. Nous voyons que l'essentiel de la perte de masse à lieu autour de la barrière centrifuge en $r = 1$.

Ensuite le long de chaque ligne de champ, nous avons calculé la position du point sonique et évalué le taux de perte de masse (Fig. 5.5b) en utilisant l'équation de Bernoulli dans le référentiel tournant. Nous avons supposé la matière en corotation, puisque cette dernière est dominée par le champ magnétique. Notre calcul n'est donc cohérent qu'en deçà de la surface alfvénique. Nous voyons que le vent ainsi créé peut emporter une fraction non négligeable de la masse accrétée. Il peut donc y avoir un jet puissant dans la zone où se trouve le choc de la barrière centrifuge et, ce, avant même la formation de l'étoile centrale.

Henriksen et collaborateurs ont proposé que les jets de classe 0 pourraient être dus à une recirculation du plasma qui en tombant sur l'objet central est dévié et réaccéléré sous forme de jet (voir par exemple [Aburihan et al. (2001)]). Ce que nous proposons n'est peut-être pas très différent puisque l'éjection a lieu près de la zone où la matière est en chute libre. Cependant nous avons tenu compte, ici, de l'existence de la barrière centrifuge qui forme un choc. De plus, l'étoile centrale n'a pas besoin d'être formée pour que l'éjection commence, ce qui peut expliquer l'apparition très précoce de ces jets.

Une extension de ce travail consisterait à traiter l'évolution temporelle et dynamique de ce système, par exemple en traitant de façon autosimilaire l'effondrement et l'éjection (comme [Aburihan et al. (2001)]). Nous pourrions également faire un modèle plus élaboré de l'atmosphère au-dessus du disque en tenant compte de la matière et de la rotation du plasma. Il semble cependant qu'avec nos hypothèses minimalistes, nous n'avons pu que sous estimer le taux de perte de masse. Tout modèle plus sophistiqué donnerait une éjection encore plus efficace.

5.3 Modélisation des jets de noyaux actifs de galaxies

5.3.1 Une clef possible pour la classification des sources

Un troisième domaine d'application de la modélisation des jets est, bien-sûr, celui des jets relativistes de noyaux actifs de galaxies et de micro-quasars. J'ai évoqué, au chapitre précédent, la possibilité de classer les différentes sources en fonction de l'efficacité du rotateur magnétique et du gradient de pression transverse. [Urry & Padovani (1995)] ont proposé que les noyaux actifs de galaxies et leur jets puissent être classés, d'une part, par l'orientation de leur axe de symétrie par rapport à l'observateur et, d'autre part, par un autre paramètre non déterminé qui explique la différence de comportement en radio, c'est-à-dire la différence dans l'éjection de matière. Si la classification suivant le premier axe est bien acceptée, malgré quelques discussions qui subsistent, en particulier pour les BL Lac, le paramètre déterminant le second axe reste plus mystérieux. Plusieurs interprétations de ce second axe ont été proposées, comme la différence de vitesse de rotation du trou noir central ou bien les effets d'environnement. Aucune n'est entièrement satisfaisante.

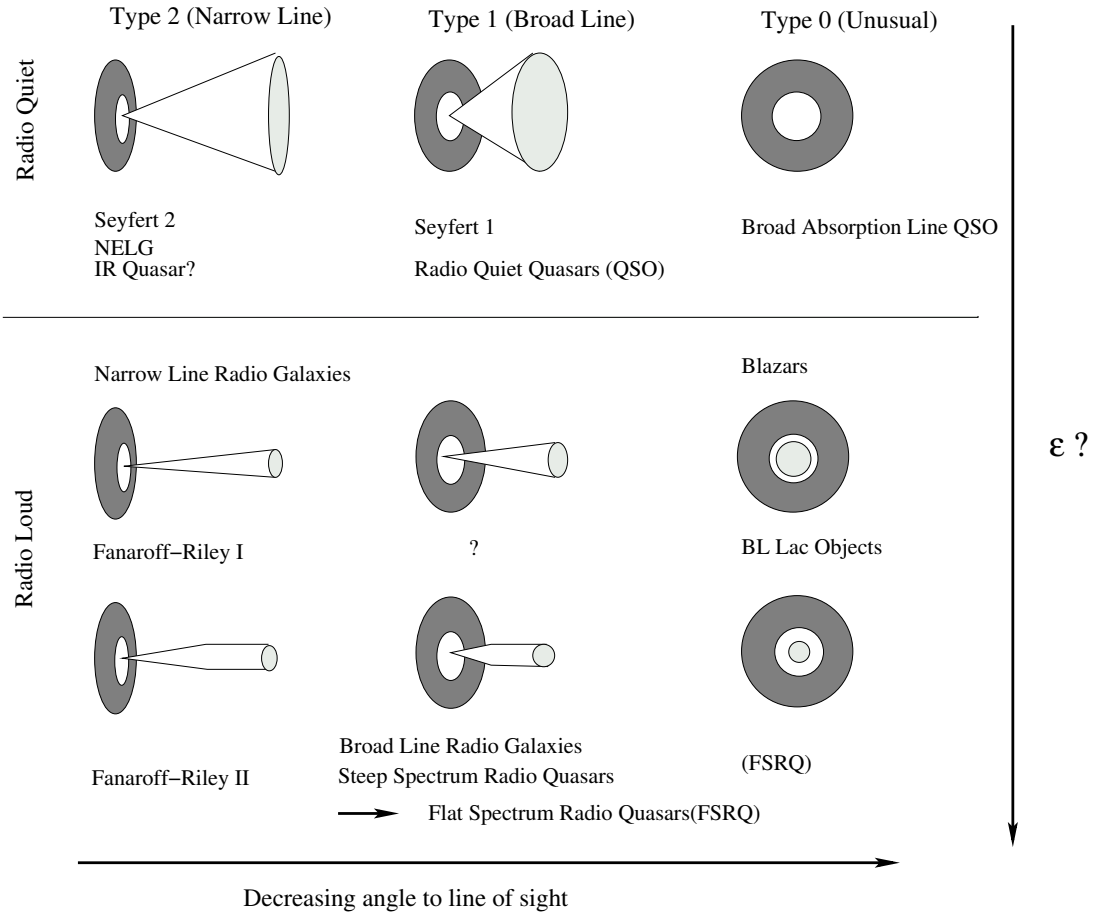

FIG. 5.6 – Classification des sources de jets dans les noyaux actifs de galaxies, en utilisant la nomenclature de [Urry & Padovani (1995)].

En utilisant les modèles autosimilaires en latitude et en supposant l'éjection produite par une couronne autour de la magnétosphère du trou noir (cf annexe H, [Sauty et al. (2002b)]), nous proposons que ce soit principalement l'efficacité du rotateur magnétique, et non plus la vitesse

TAB. 5.1 – Classification des noyaux actifs de galaxies en fonction de l'orientation et de l'efficacité du rotateur magnétique.

Emission radio (Type : 2, 1, 0)	Rotateur magnétique, ϵ	Collimation, ϵ'
Quiet (Sey.2, Sey.1, BAL & QSO)	Inefficace, $\epsilon \ll 0$	Faible, $\epsilon' \lesssim 0$
Loud (FR I, BL Lac)	Efficacité intermédiaire, $\epsilon \sim 0$	Bonne, $\epsilon' \gtrsim 0$
Loud (FR II, BLRG & SSRQ, FSRQ)	Efficace, $\epsilon > 0$	forte, $\epsilon' > 0$

de rotation du trou noir central, qui puisse classer les sources (Fig. 5.6). A cela s'ajoute aussi des effets d'environnement, en particulier entre les jets de FRII, dont l'environnement semble pauvre, et les jets de FRI entourés d'un gaz plus important. Le tableau ci-dessous résume cette classification des sources en fonctions des deux paramètres, ϵ qui mesure l'efficacité du rotateur magnétique et ϵ' qui mesure le degré de collimation. Cette classification a l'avantage de regrouper toutes les hypothèses émises auparavant. Il y a essentiellement un seul paramètre de contrôle : ϵ. En effet, plus la rotation du trou noir sera importante plus le rotateur magnétique sera efficace, mais cette efficacité peut diminuer si le plasma loin de l'axe est trop dense et trop lourd. Ce pourrait être, en effet, le cas des Seyferts où le trou noir tourne aussi vite que dans les FRI. Ainsi, grossièrement, les jets des FRII correspondraient aux rotateurs magnétiques les plus forts ayant un environnement pauvre, tandis que les Seyferts produiraient des vents coniques ou des jets avortés. Les jets des FRI seraient intermédiaires avec un rotateur magnétique efficace et un environnement riche en gaz.

Une classification analogue pour les micro-quasars et les micro-seyferts galactiques devrait exister, mais les données sont actuellement minces et ne permettent pas de dresser un tableau aussi précis (voir [Fender (2002)] pour une revue des observations dans ce domaine).

5.3.2 Généralisations relativistes

Cette suggestion de classification nécessite un travail supplémentaire, car les jets en question sont certainement en partie ou en totalité relativistes. La thèse de Z. Meliani que j'encadre, actuellement, porte sur ce sujet. Elle comporte trois volets.

Un premier volet consiste à étendre au cas relativiste le vent de Parker. L'approche qui a été développée généralise les résultats de [Das (2000)] qui a utilisé une équation polytropique classique. Nous avons utilisé une équation d'état "polytropique relativiste" permettant de traiter un plasma qui peut être à la fois à des températures ultra-relativistes dans la couronne et à des températures classiques au delà. Une telle généralisation n'a été faite, jusqu'à présent, que pour l'accrétion sphérique adiabatique. Il y a très peu de résultats concernant les vents sphériques relativistes émis par une couronne chaude. En fait, les efforts se sont surtout portés sur les vents relativistes magnétocentrifuges, suite aux travaux sur les vents de pulsars où l'on suppose, généralement, le plasma froid et dominé par le champ magnétique. On peut noter l'exception de [Daigne & Drenkhan (2002)] qui ont fait l'extension en relativité générale du travail de [Weber & Davis (1967)] sur les vents équatoriaux, en incluant également la variation de la sec-

tion des tubes de flux. Néanmoins comme [Das (2000)], ils ont utilisé une équation polytropique classique. La présence de couronnes chaudes avec des températures relativistes dans les noyaux actifs de galaxies justifie notre approche. Les premiers résultats indiquent que, contrairement au vent de Parker qui nécessite un indice polytropique inférieur à $3/2$, les vents relativistes peuvent être accélérés même s'ils sont adiabatiques. Cela tient aux effets de thermodynamique relativiste qui abaissent l'indice polytropique effectif $\gamma = \mathrm{d}(\ln P)/\mathrm{d}(\ln \rho)$. Par contre, une atmosphère presque isotherme est moins efficace à des températures relativistes.

Le second volet de cette thèse consiste à généraliser au domaine relativiste les modèles autosimilaires en latitude. Une première généralisation aux vents émis dans la magnétosphère d'un trou noir de Schwarschild est à l'étude. Ce modèle suppose que la rotation du plasma reste faible et non relativiste, de sorte que le cylindre de lumière reste très grand devant les dimensions du jet. L'accélération à des vitesses relativistes ne peut donc se faire que via des processus thermiques. L'étude de ce nouveau modèle devrait permettre de généraliser les critères sur la collimation au cas relativiste. Ce type de généralisation fait le pendant des modèles autosimilaires de vents de disques relativistes qui sont pléthores. L'un des plus récents et des plus complets dans la description de l'éjection (voir [Vlahakis & Konigl (2001)]) montre qu'un fraction importante du flux de Poynting peut être transférée pour accélérer le plasma. Comme pour les étoiles jeunes, nous pourrions envisager à plus long terme de marier les deux types de modèles, pour faire une description plus complète de l'éjection autour des objets compacts.

Dans un troisième volet, nous essayons d'aborder la simulation numérique des jets de couronnes. Nous avons en projet, d'une part, d'utiliser Zeus3D en collaboration avec R. Ouyed pour inclure, dans ses simulations de vents de disque, les effets du vent de la source centrale. D'autre part, nous cherchons à mettre au point un code utilisant des méthodes spectrales, en collaboration avec E. Gourgoulhon. La plupart des simulations stationnaires se sont intéressées jusqu'ici aux jets de disques froids ([Ouyed & Pudritz (1997)], [Ustyugova et al. (1999)], [Krasnopolsky et al. (1999)], [Ustyugova et al. (2000)]), ou au vent solaire ([Usmanov (2000)], [Keppens & Goedbloed (2000)]). [Bogovalov & Tsinganos (1999)] et [Bogovalov & Tsinganos (2001)] se sont intéressés aux jets stellaires polytropiques, mais toujours dans le domaine supersonique. Nous serions intéressés, au contraire, par les aspects thermiques et relativistes.

Chapitre 6

Conclusions

6.1 Bilan

Nous avons vu tout au long de ce parcours de neuf années de recherche, que je me suis attaché à comprendre la formation et la dynamique des écoulements M.H.D. stationnaires, en particulier les vents et les jets, en me préoccupant plus de la structure globale que des spécificités propres aux échelles des différents objets (chapitre 2).

D'un point de vue théorique, une des contributions majeures de ces travaux a été de mettre en évidence, dans ces écoulements M.H.D, l'existence d'ergosphères et d'horizons analogues à ceux trouvés autour des trous noirs (section 3.1). Comme pour ces derniers, nous avons vu que ce sont les horizons qui jouent un rôle essentiel dans la formation des écoulements et non les ergosphères. Tout modèle, y compris les simulations numériques dépendantes du temps, doit tenir compte de la présence de ces horizons au delà desquels l'information ne peut plus remonter. C'est la condition sine qua none pour bien traiter les conditions limites.

J'ai également participé à un certain nombre de travaux sur les vents autosimilaires de disques et d'"étoiles" (au sens large). Nous avons montré, pour la première fois, l'existence de solutions de vents de disque entièrement cohérentes du point de vue de la topologie et des horizons que nous venons d'évoquer (section 3.2). En faisant une analyse de stabilité locale du régime asymptotique (section 3.3), nous avons également montré l'importance de la rotation dans la stabilisation des jets magnétiques. L'instabilité de champ magnétique toroïdal ne se développe pas nécessairement. Cette analyse nous conduit à penser que l'intérieur des jets produit par la partie centrale de la source est sans doute plus stable que les parties externes produites par le disque képlérien.

L'analyse plus poussée des effets thermiques et magnétiques, dans les modèles de vents et de jets autosimilaires en latitude, nous a amené à formuler différents critères sur la collimation des jets qui généralisent les travaux antérieurs (chapitre 4). Nous avons ainsi proposé une façon originale de paramétriser la présence ou l'absence de collimation en termes de répartition d'énergie sur la source de l'éjection. En résumé, nous avons trouvé que les jets collimatent si l'énergie augmente en s'éloignant de l'axe de rotation de la source centrale (section 4.2). Cette source d'énergie supplémentaire peut-être d'origine thermique, due à un gradient de pression, ou bien d'origine magnétique, ce que nous avons mesuré en introduisant la notion d'efficacité du rotateur magnétique.

Nous en avons déduit des classifications pour les jets sous- et sur-pressurisés par rapport à leur environnement. Ce critère de collimation nous a également permis de classer les différents jets observés (section 4.3). Pour les jets d'étoiles jeunes et les vents stellaires, nous avons montré que la transformation du jet en vent, au cours de l'évolution stellaire, est essentiellement due à une baisse de l'efficacité du rotateur magnétique. Dans d'autres objets, comme les nébuleuses planétaires, ce sont peut être, au contraire, les effets de pression qui dominent. Pour le vent solaire et les jets de classe 2 d'étoiles jeunes, nous avons quantifié sur des exemples précis la valeur de cette efficacité du rotateur magnétique (chapitre 5).

Pour le vent solaire, nous avons modélisé précisément les données d'Ulysses autour du minimum d'activité solaire(sections 5.1.1). En parallèle à ces travaux utilisant les modèles autosimilaires, je me suis aussi interessé aux écoulements dans les arches solaires qui présentent de nombreuses analogies de comportement avec les vents (section 5.1.2).

Pour les jets de T Tauri et les jets de classe 2 d'étoiles jeunes, nous avons utilisé les données publiées dans la littérature, comme par exemple pour RY Tau (section 5.2.1). Dans notre modélisation, la différence entre les jets de T Tauri classiques et les jets de T Tauri à raies faibles apparaît naturellement comme liée à la présence ou non du disque près de l'étoile, en accord avec les observations. Pour les jets de classe 0, nous avons, au contraire, proposé un modèle tout différent qui montre que l'éjection peut naître avant la formation de l'étoile centrale, au niveau du choc où la matière en chute libre est brusquement freinée par la barrière centrifuge (section 5.2.2).

Nous avons aussi proposé d'utiliser ce critère pour la classification des jets de noyaux actifs de galaxies, avec dans l'ordre décroissant d'efficacité du rotateur magnétique, les jets de FRII, ceux de FRI et les vents de Seyferts. Ce critère quantitatif permet de concilier plusieurs explications avancées jusqu'ici séparément comme la rotation du trou noir ou le rôle de l'environnement des jets (section 5.3).

6.2 Résumé des perspectives

Le chemin qui reste à parcourir est long et de nouveaux défis s'offrent à nous. Parmi les travaux que j'ai exposés un certain nombre ne sont pas terminés. A court terme, nous devrions, avec K. Tsinganos, E. Trussoni et N. Vlahakis, compléter et achever notre comparaison entre les écoulements M.H.D. et les trous noirs. Au delà des analogies entre modèles autosimilaires, nous devrions proposer un formalisme général permettant de définir les horizons dans les écoulements axisymétriques (cf. section 3.1.3). Parallèlement, nous continuons à travailler sur l'étude paramétrique des modèles de jets sur-pressurisés (cf. section 4.3.2), ainsi que sur l'application de nos modèles aux données d'Ulysses (cf. section 5.1.1) et aux jets de classe 2 et de classe 1 (cf. section 5.2.1), avec Z. Meliani et J. Lima. Les généralisations relativistes de ces modèles, formulées par Z. Meliani dans le cadre de son travail de thèse, devraient permettre prochainement de faire un travail plus précis sur la classification des jets d'objets compacts (cf. section 5.3.2).

Une fois la dynamique contrainte par les observations de ces différents objets, il sera également intéressant, à partir des modèles analytiques, de cartographier le chauffage nécessaire à l'accélération et à la collimation des écoulements. Nous nous sommes jusqu'ici contentés de vérifier que les profils de températures étaient cohérents avec les observations. Nous pourrions aller plus loin et contraindre les processus thermodynamiques associés au chauffage. Nous avons ici

peu évoqué cette problématique déjà abordée au cours de ma thèse [Tsinganos & Sauty (1992a)]. Un travail semblable a été entrepris il y a plus de dix ans par A. Natta sur des modèles cinématiques plus simples de jets d'étoiles jeunes. Il s'agit sans doute à lui seul d'un projet pour une ou plusieurs thèses, d'autant plus que chaque type d'objets possède sans doute une thermodynamique qui lui est spécifique.

A plus long terme également, nous envisageons d'utiliser d'autres données sur le vent solaire comme les données de SWAN, en collaboration avec J. Lima et de produire des cartes synthétiques du rayonnement de nos modèles de jets d'étoiles jeunes avec P. Garcia et J. Lima. Cela permettrait de faire une confrontation directe avec les observations du vent solaire et des jets d'étoiles jeunes. Nous envisageons également, dans le cadre de la thèse de Z. Meliani, avec les collaborateurs déjà cités, et également E. Gourgoulhon et R. Ouyed, d'aborder la simulation numérique pour simuler l'éjection par une couronne centrale, éventuellement entourée d'un disque d'accrétion. Ce travail numérique va de paire avec une tentative de réunir les modèles de vent de disque et de vent "stellaire" dans une description cohérente de l'ensemble de la structure d'accrétion-éjection.

Bibliographie

[Aburihan et al. (2001)] Aburihan M., Fiege J.D., Henriksen R.N., Lery T., 2001, MNRAS 326, 1217

[Appl et al. (2000)] Appl, S., Lery, T., Baty, H., 2000, A&A, 355, 818

[André et al. (1993)] André, P., Ward-Thompson, D., Barsony, M., 1993, ApJ, 406, 122

[Bardeen & Berger (1978)] Bardeen, J. M., Berger, B.K., 1978, ApJ, 221, 105

[Bardou & Heyvaerts (1996)] Bardou, A., Heyvaerts, J, 1996, A&A, 307, 1009

[Begelman (1998)] Begelman, M.C., 1998, ApJ, 493, 291

[Belcher & MacGregor (1976)] Belcher J.W., MacGregor K.B., 1976, ApJ, 210, 498

[Beskin & Okamoto (2000)] Beskin, V. S., Okamoto, I., 2000, MNRAS, 313, 445-453

[Blandford (1999)] Blandford, R. D., 1999. In : *Astrophysical Discs* - An EC Summer School, Astronomical Society of the Pacific, Conference series Vol. 160, eds. J. A. Sellwood and J. Goodman, p. 265., AstroPh 9902001

[Blandford (2000)] Blandford, R. D., 2000. In *Magnetic Activity in Stars, Discs and Quasars*, eds. D. Lynden-Bell, E. R. Priest and N. O. Weiss., *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, Astro-ph 0001499

[Blandford & Payne (1982)] Blandford R.D., Payne D.G., 1982, MNRAS, 199, 883

[Blandford & Rees (1978)] Blandford, R.D., Rees, M.J., 1974, MNRAS, 169, 395

[Blandford & Znajek (1977)] Blandford R.D., Znajek R.L., 1977, MNRAS, 179, 433

[Bogovalov (1994)] Bogovalov S.V., 1994, MNRAS, 270, 721

[Bogovalov (1997)] Bogovalov, S.V., 1997, A&A, 323, 634

[Bogovalov & Tsinganos (1999)] Bogovalov S., Tsinganos K., 1999, A&A 305, 211

[Bogovalov & Tsinganos (2001)] Bogovalov S., Tsinganos K., 2001, MNRAS 325, 249

[Bondi (1952)] Bondi H., 1952, MNRAS, 112, 195

[Cao & Spruit (1994)] Cao X., Spruit, H.C., 1994, A&A, 287, 80

[Carter (1972)] Carter, B., 1972. In : C. DeWitt, and B.S. DeWitt (eds.) "Black Holes", Gordon and Breach Science Pubs., pp. 57

[Casse & Ferreira (2000a)] Casse, F ., Ferreira, J., 2000a, A&A, 353, 1115

[Casse & Ferreira (2000b)] Casse, F ., Ferreira, J., 2000b, A&A, 361, 1178-1190

[Chan & Henriksen (1980)] Chan, K.L., Henriksen, R.H., 1980, ApJ, 241, 534

[Contopoulos (1995)] Contopoulos, J., 1995, ApJ, 450, 616

[Contopoulos & Lovelace (1994)] Contopoulos, J., Lovelace, R.V.E., 1994, ApJ, 429, 139

[Contopoulos & Sauty (2001)] Contopoulos I., Sauty C., 2001, A & A, 365 (2), 165-173

[Daigne & Drenkhan (2002)] Daigne, F., Drenkhahn, G., 2002, A & A, 381, 1066

[Das (2000)] Das, T.K., 2000, MNRAS, 318, 294

[Fender (2002)] Fender, R.P., 2002, in : 'Relativistic Flows in Astrophysics', A.W. Guthmann et al. (eds.), Lecture Notes in Physics, Springer, Heidelberg (astroph 0109502)

[Ferreira & Pelletier (1995)] Ferreira, J., Pelletier, G., 1995, A&A, 295, 807

[Ferreira (1997)] Ferreira, J., 1997, A&A, 319, 340

[Garcia et al. (2002a)] Garcia, P. J. V., Cabrit, S., Ferreira, J., Binette, L., 2001, A&A, 377, 609

[Garcia et al. (2002b)] Garcia, P. J. V., Ferreira, J., Cabrit, S., Binette, L., 2001, A&A, 377, 589

[Gomez de Castro et al. (1993)] Gomez de Castro, A.I. ; Pudritz, R.E., 1993, ApJ, 409, 748

[Gomez de Castro et al. (2000)] Gomez, C.A.,Verdugo E., 2000, ApJ, 548, 976

[Grappin et al. (1999)] Grappin, R., Mangeney, A., Schwartz, S.J., Feldman, W.C., 1999, JGR, 104(A8), 17033

[Hanasz et al. (2000)] Hanasz M., Sol H., Sauty C., 2000, MNRAS, 316 (3), 494

[Hanasz & Sol (1998)] Hanasz M., Sol H., 1998, A&A, 339, 629

[Heinemann & Olbert (1978)] Heinemann M., Olbert S., 1978, J. of Geophys. Res., 83-A6, 2457

[Hu & Low (1989)] Hu Y.Q., Low B.C., 1989, ApJ, 342, 1049

[Henriksen (1987)] Henriksen R.N., 1987, ApJ, 305, 131

[Heyvaerts & Norman (1989)] Heyvaerts, J., Norman, C.A., 1989, ApJ, 347, 1055

[Keppens & Goedbloed (2000)] Keppens R., Goedbloed J.P., 2000, ApJ 530, 1036

[Keppens et al. (2002)] Keppens, R., Casse, F., Goedbloed, J. P., 2002, ApJ, 569, 121

[Kim & Ostriker (2000)] Kim, W.-T., Ostriker, E.C., 2000, ApJ, 540, 372

[Krasnopolsky et al. (1999)] Krasnopolsky, R., Li, Z.-Y., Blandford, R., 1999, ApJ, 526, 631

[Kersalé et al. (2000)] Kersalé, E., Longaretti, P.-Y., Pelletier, G., 2000, A&A, 363, 1166

[Koide et al. (2000a)] Koide, S., Shibata, K. Kudoh, T., 2000a, ApJ, 495, L63

[Koide et al. (2000b)] Koide, S., Meier, D.L., Shibata, K., 2000b, ApJ, 536, 668

[Konigl & Kartje (1994)] Konigl, A., Kartje, J.F., 1994, ApJ, 434, 446

[Kudoh et al. (1998)] Kudoh, T., Matsumoto, R., Shibata, K., 1998, ApJ, 508, 186

[Lery et al. (1999)] Lery, T., Henriksen R. N., Fiege J., 1999, A&A, 350, 254

[Lery et al. (2000)] Lery, T., Baty, H., Appl, S., 2000, A&A,355, 1201

[Li et al. (1992)] Li, Z.-Y., Chiueh, T., Begelman, M.C., 1992, ApJ, 394, 459

[Li (1995)] Li Z-Y., 1995, ApJ, 444, 848

[Li (1996)] Li Z-Y., 1996, ApJ, 465, 855

[Lima & Priest (1993)] Lima, J. J. G., Priest, E. R., 1993, A&A, 268, 641

[Lima et al. (2001a)] Lima, J. J. G., Priest, E. R., Tsinganos, K., 2001a, A&A, 371, 240

[Lima et al. (2001b)] Lima, J. J. G. ; Sauty, C. ; Iro, N. ; Tsinganos, K. ; Priest, E. R., 2001b. In : E. Marsch et al. (eds.) "Solar encounter. Proceedings of the First Solar Orbiter Workshop", ESA SP-493, Noordwijk, p. 269

[Low & Tsinganos (1986)] Low B.C., Tsinganos K., 1986, ApJ, 302, 163

[Lubow et al. (1994)] Lubow, S. H., Papaloizou, J. C. B. & Pringle, J. E., 1994, MNRAS, 267, 235

[Moreno-Insertis et al. (2002)] Moreno-Insertis, F., Schüssler, M., Glampedakis, K., 2002, A&A, 388, 1022

[Meliani (2001)] Meliani Z., 2001, rapport de stage de DEA, Université Paris 7.

[Najita & Shu (1994)] Najita, J.R., Shu, F.H., 1994, ApJ, 429, 808

[Okamoto (1999)] Okamoto, I., 1999, MNRAS, 307, 253

[Okamoto (2000))] Okamoto, I., 2000, MNRAS, 318, 250

[Ostriker (1997)] Ostriker, E.C., 1997, ApJ, 486, 291

[Ouyed & Pudritz (1997)] Ouyed, R., Pudritz, R.E., 1997, ApJ, 482, 712

[Parker (1958)] Parker, E.N., 1958, ApJ, 123, 664

[Parker (1963)] Parker, E.N., 1963, *Interplanetary Dynamical Processes*, Interscience, New York (1963)

[Petrie & Neukirch (2000))] Petrie, G. J. D., Neukirch, T., 2000, A&A, 356, 735

[Petrie et al. (2002)] Petrie, G. J. D., Vlahakis, N., Tsinganos, K., 2002, A&A, 382, 1081

[Sakurai (1985)] Sakurai, T., 1985, A&A, 152, 121

[Sakurai (1986)] Sakurai, T., 1987, PASJ, 39, 821

[Sauty & Tsinganos (1994)] Sauty, C., Tsinganos, K., 1994, A&A, 287, 893

[Sauty et al. (1999)] Sauty, C., Tsinganos, K., Trussoni, E., 1999, A&A, 348, 327

[Sauty et al. (2002a)] Sauty, C., Trussoni, E., Tsinganos, K., 2002, A&A, 389, 1068

[Sauty et al. (2002b)] Sauty C., Tsinganos K., Trussoni E., 2002, in : A.W. Guthmann et al. (eds.) "Relativistic Flows in Astrophysics", Lecture Notes in Physics, Springer, Heidelberg (astroph 0108509)

[Shang et al. (2002)] Shang, H., Glassgold, A.E., Shu, F.H., Lizano, S., 2002, ApJ, 564, 853

[Shatzman (1962)] Schatzman, E., 1962, Ann. Astroph., 25, 18

[Shu et al. (1994a)] Shu, F.H., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S., Lizano, S., 1994a, ApJ, 429, 781

[Shu et al. (1994b)] Shu, F.H., Najita, J., Ostriker, E., Shang, H, 1994b, ApJ, 429, 797

[Shu et al. (1995)] Shu, F.H., Najita, J., Ruden, S., Lizano, S., ApJ, 455, 155

[Spruit (1996)] Spruit, H.C., 1996. In R.A.M.J. Wijers et al. (eds.) "Evolutionary Processes in Binary Stars", Kluwer, Netherlands, p. 249

[Surlantzis et al. (1994)] Surlantzis G., Démoulin P., Heyvaerts J., Sauty C., 1994, A&A, 284, 985

[Trussoni & Tsinganos (1993)] Trussoni E., Tsinganos K., 1993, A&A, 269, 589

[Trussoni et al. (1997)] Trussoni, E., Sauty, C., Tsinganos, K., 1997, A&A, 325, 1114

[Tsinganos & Low (1989)] Tsinganos K., Low B.C., 1989, ApJ, 342, 1028

[Tsinganos & Sauty (1992a)] Tsinganos K., Sauty C., 1992a, A&A, 255, 405

[Tsinganos & Sauty (1992b)] Tsinganos K., Sauty C., 1992b, A&A, 257, 790

[Tsinganos et al. (1996)] Tsinganos K., Sauty C., Surlantzis G., Trussoni E., Contopoulos J., 1996, in : K. Tsinganos (ed.) Solar and Astrophysical MHD Flows, Kluwer Academic Publishers, p. 247

[Tsinganos & Trussoni (1990)] Tsinganos K., Trussoni E., 1990, A&A, 231, 270

[Tsinganos & Trussoni (1991)] Tsinganos K., Trussoni E., 1991, A&A, 249, 156

[Tsinganos et al. (1993)] Tsinganos K., Surlantzis G., Priest E.R., 1993, A&A, 275, 613

[Tsinganos & Vlastou (1993)] Tsinganos, K., Vlastou-Tsinganos, G.,1988, A&A, 193, 125

[Urry & Padovani (1995)] Urry, C.M., Padovani, P., 1999, PASP, 107, 803

[Usmanov (2000)] Usmanov, A.V., Goldstein, M.L., Besser, B.P., Fritzer, J.M., 2000, JGR, 105(A6), 12675

[Ustyugova et al. (1999)] Ustyugova, G.V., Koldova, A.V., Romanova, M.M., Chechetkin, V.M., Lovelace, R.V.E., 1999, ApJ, 516, 221

[Ustyugova et al. (2000)] Ustyugova, G.V., Lovelace, R.V.E., Romanova, M.M., Li, H., Colgate, S.A., 2000, ApJ, 541, L21

[Varnière et al. (2002)] Varniere, P., Rodriguez, J., Tagger, M., A&A, in press (astro-ph/0203325)

[Vlahakis (1998)] Vlahakis, N., 1998, PhD thesis, University of Crete

[Vlahakis & Tsinganos (1998)] Vlahakis, N., Tsinganos, K., 1998, MNRAS, 298, 777

[Vlahakis et al. (2000)] Vlahakis, N., Tsinganos, K., Sauty, C., Trussoni, E., 2000, MNRAS, 318, 417

[Vlahakis & Konigl (2001)] Vlahakis, N., Konigl, A., 2001, ApJ, 563L, 129

[Weber & Davis (1967)] Weber E.J., Davis L.,1967, ApJ, 148, 217

Annexe A

"Stationnary subAlfvénic and low β MHD flows in solar coronal loops and arcades"

Surlantzis G., Démoulin P., Heyvaerts J., Sauty C., 1994, *Astronomy & Astrophysics*, **284**, 985-999

Annexe B

"On the relation of limiting characteristics to critical points in MHD flows"

Tsinganos K., Sauty C., Trussoni E., Contopoulos J., Surlantzis G., 1996, *M.N.R.A.S.*, **283**, 811-820

Annexe C

"Analytical studies of collimated winds. IV. Rotating and collimated MHD outflows"

Trussoni E., Tsinganos K., Sauty C., 1997, *Astronomy & Astrophysics*, **325**, 1099-1114

Annexe D

"Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows. IV. Magnetic or thermal collimation of winds into jets ?"

Sauty C., Tsinganos K., Trussoni E., 1999, *Astronomy & Astrophysics*, **348**, 327-349

Annexe E

"On the local magneto-rotational instability of astrophysical jets"

Hanasz M., Sol H., Sauty C., 2000, *M.N.R.A.S.*, **316 (3)**, 494-506

Annexe F

"A disk-wind model with correct crossing of all MHD critical surfaces"

Vlahakis N., Tsinganos K., Sauty C., Trussoni E., 2000, *M.N.R.A.S.*, **318 (2)**, 417-428

Annexe G

"The origin of molecular protostellar outflows"

Contopoulos I., Sauty C., 2001, *Astronomy & Astrophysics*, **365 (2)**, 165-173

Annexe H

"Jet Formation and Collimation in AGN and micro-Quasars"

Sauty, C., Tsinganos K., Trussoni E., 2001. In : A. W. Guthmann et al. (eds.) "Relativistic flows in astrophysics", Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, Heidelberg, volume 589, p. 41-70

Annexe I

"Application of an analytical MHD wind model with latitudinal dependences to the solar wind"

Lima, J. J. G.; Sauty, C.; Iro, N.; Tsinganos, K.; Priest, E. R.. In : B. Battrick, H. Sawaya-Lacoste (Eds.), Proceedings of the First Solar Orbiter Workshop, ESA SP-493, 2001, p. 269

Annexe J

"Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows. V. Acceleration and collimation of self-similar winds"

Sauty C., Trussoni E., Tsinganos K., 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 389, 1068-1085