



HAL
open science

Structures magnétiques d'accrétion-éjection

Jonathan Ferreira

► **To cite this version:**

Jonathan Ferreira. Structures magnétiques d'accrétion-éjection. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1994. Français. NNT : . tel-00725026

HAL Id: tel-00725026

<https://theses.hal.science/tel-00725026>

Submitted on 23 Aug 2012

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.

THESE de DOCTORAT

de l'Université Paris VII

Spécialité : Astrophysique et Techniques Spatiales

présentée par

Jonathan FERREIRA

o o o o o o o o o o

STRUCTURES MAGNETIQUES

D'ACCRETION-EJECTION

o o o o o o o o o o

Soutenue le 30 septembre 1994 devant le jury composé de:

M. André MANGENEY	Président
M. Dominique LE QUEAU	Rapporteur
M. Ralph PUDRITZ	Rapporteur
M. Guy PELLETIER	Directeur de thèse
M. Jean HEYVAERTS	Examineur
Mlle. Sylvie CABRIT	Examineur

Laboratoire d'Astrophysique, UJF/CNRS, BP 53X, F-38041 Grenoble Cedex

Isabelle Joncave
à moué h

THESE de DOCTORAT
de l'Université Paris VII

Spécialité : Astrophysique et Techniques Spatiales

présentée par

Jonathan FERREIRA

o o o o o o o o o o

STRUCTURES MAGNETIQUES

D'ACCRETION-EJECTION

o o o o o o o o o o

Soutenue le 30 septembre 1994 devant le jury composé de:

M. André MANGENEY	Président
M. Dominique LE QUEAU	Rapporteur
M. Ralph PUDRITZ	Rapporteur
M. Guy PELLETIER	Directeur de thèse
M. Jean HEYVAERTS	Examineur
Mlle. Sylvie CABRIT	Examineur

Laboratoire d'Astrophysique, UJF/CNRS, BP 53X, F-38041 Grenoble Cedex

Je voudrais tout d'abord exprimer ma profonde gratitude à Guy Pelletier pour avoir été, tout au long de cette thèse, à la hauteur de notre pari commun. Son écoute, sa générosité mais aussi sa profonde connaissance de la physique m'ont soutenu tout au long de mon combat avec l'Hydre et ont rendu cette période d'initiation riche en enseignements et en chaleur humaine. Merci aussi de m'avoir montré qu'au-delà des lois il y a une magie, et pour tout le reste...

Qu'il me soit permis de remercier ici Alain Omont qui m'a accueilli à Grenoble, et Claude Bertout qui m'a offert la possibilité d'effectuer cette thèse dans les meilleures conditions possibles, au sein d'un laboratoire dont la bonne humeur n'a d'égale que sa gentillesse. Ginette B., Françoise R., Françoise B., Elisabeth P. et Sylvie L., je vous embrasse.

Je suis également reconnaissant à André Mangeney d'avoir accepté de présider le jury de thèse et à Jean Heyvaerts d'avoir fait un crochet supplémentaire dans ses déjà nombreux déplacements.

Je tiens tout particulièrement à remercier Dominique Le Quéau et Ralph Pudritz pour avoir accepté le rôle ingrat de rapporteur. J'espère qu'ils pourront me pardonner, l'un de l'avoir contraint à lire ce manuscrit pendant ses trop courtes vacances, l'autre de l'avoir obligé à se coucher "tardivement". Je ne recommencerai plus, c'est promis.

Je dois beaucoup à pyl, alias Pierre-Yves Longaretti, pour sa passion de la physique et des discussions, et puis aussi pour son rire généreux.

Il y a vraiment beaucoup de personnes qui occupent une place dans mon coeur et qui, à un moment ou à un autre, me furent d'une aide précieuse (ne serait-ce que pour aller "boire une broue" ensemble, "risquer sa vie" en montagne ou au fond d'un trou, partager mes doutes). Veuillez me pardonner si je ne vous cite pas mais je vous sais galants et aucun d'entre vous ne m'en voudra de parler plutôt des Muses et Dakinis que sont Isabelle, Sylvie et Catherine.

Tendresse, compréhension, éclats de rires et d'angoisses parfois, attentes de devenirs, l'Ennui a été banni et mis à part le Calme, ces Trois Belles transportent un lieu où tout n'est que Luxe et Volupté.

Obrigado, muito obrigado Isabel por seres como és. O fogo queima e pode ser destruidor, mas o que subsista é o mais puro. Do fogo pode nascer água, e depois ar. Quem sabe o que será?

Une pensée pour mes parents à jamais présents, et mon affection vers toi, Robert.
Enfin, merci à René Barjavel pour cette phrase merveilleuse, issue de l'Enchan-
teur:

*La raison rétrécit la vie, comme l'eau rétrécit les tricots de laine, si bien
qu'on s'y sent coincé et on ne peut plus lever les bras.*

Résumé

Dans les noyaux actifs de galaxies comme autour des étoiles jeunes en formation, il est naturel de croire en l'existence d'un lien entre l'accrétion de matière sur un objet central massif et les jets collimatés observés. L'objet de cette thèse est l'étude de structures magnétisées, dans lesquelles accrétion et éjection sont deux processus interdépendants. Le mécanisme physique à la base de ces deux processus est ainsi élucidé, en résolvant l'ensemble complet des équations magnétohydrodynamiques décrivant ces structures.

Un disque d'accrétion résistif est traversé par des lignes de champ magnétique ouvertes, torsadées par sa rotation. Ces lignes freinent le disque et lui extraient moment cinétique et énergie mécanique. Une transition naturelle est obtenue entre le disque résistif dense et un jet idéal dilué, super-magnéto-sonique lent.

L'existence de telles structures stationnaires n'est pas fortuite mais découle de la saturation d'instabilités du disque magnétisé, donnant lieu à des coefficients de transport anormaux. La structure est complexe, avec équipartition entre l'énergie magnétique et thermique ainsi que des composantes du champ magnétique de grandeur comparable.

Les signatures observationnelles des disques sont décrites, ainsi que le bilan global d'énergie et les caractéristiques des jets. Les ordres de grandeurs requis par de telles structures sont compatibles avec les observations.

Abstract

In both active galactic nuclei (AGN) and young stellar objects (YSOs), the common belief is growing that there is an interdependency between accretion onto a central object and the highly collimated jets. This thesis deals with the investigation of the physical mechanism that leads to the formation of jets from a magnetized accretion disk. This has been performed by solving the complete set of magnetohydrodynamical equations describing such a structure.

A resistive accretion disk is threaded by open magnetic field lines, sheared by its rotation. The field lines brake the disk and extract both angular momentum and mechanical energy from it. A natural transition leads to the formation of a tenuous super-slow magnetosonic ideal jet.

Stationarity is not fortuitous but should be achieved after some transient settlement of the structure, triggered by instabilities in the disk that give rise to anomalous transport coefficients. The overall structure is complex with an equipartition between magnetic and thermal energy densities, and components of the magnetic field of the same order of magnitude.

We derive the observational signatures of such a disk, as well as the global energy budget and its consequences on the jets. Self-consistent solutions are displayed in the context of AGN and YSOs, in agreement with observations.

Table des matières

1	Introduction	11
I	Syndrome de Magnétisme	15
1	Du Visible à l’Invisible	17
1.1	Noyaux Actifs de Galaxies	17
1.1.1	Le modèle unifié	18
1.1.2	Le paradigme du disque d’accrétion	19
1.1.3	Les observations de jets extragalactiques	21
1.2	Objets Stellaires Jeunes	24
1.2.1	La génèse des disques circumstellaires	24
1.2.2	Les observations de jets stellaires	27
1.2.3	Indications de disques d’accrétion	32
1.2.4	Interrelations entre accrétion et éjection	35
2	Des Modèles de Jets aux Modèles de Disques	39
2.1	Noyaux actifs de galaxies	40
2.1.1	Processus électromagnétiques	41
2.1.2	Disques épais super-critiques	44
2.1.3	Disques épais sous-critiques	47
2.1.4	Disques minces magnétisés	48
2.2	Objets stellaires jeunes	55
2.2.1	Jets issus de l’étoile	56
2.2.2	Jets issus d’une couche limite entre le disque et l’étoile	58
2.3	Structures magnétiques d’accrétion-éjection	62
2.3.1	Modèles de jets MHD classiques	62
2.3.2	Simulations numériques	67

2.3.3	Modèles de disques magnétisés en connexion avec des jets . . .	69
II	Interdépendance de l'Accrétion et de l'Ejection	75
1	Equations de la MHD et Cadre Conceptuel	77
1.1	Hydrodynamique et champs magnétiques	77
1.1.1	Equations fluides hydrodynamiques	77
1.1.2	Effets magnétiques	82
1.2	Cadre conceptuel	91
1.2.1	Equations d'un disque mince magnétisé	91
1.2.2	La diffusivité magnétique	101
2	Approche Analytique des Disques Magnétisés	105
2.1	Les paramètres du problème	105
2.1.1	Définition et rôle des paramètres	105
2.1.2	Ensemble des contraintes	111
2.1.3	Une échelle magnétique intermédiaire	116
2.2	Un vrai faux système	118
2.2.1	Les solutions de disques de Wardle & Königl	118
2.2.2	Ordering en h/r et échelle intermédiaire	121
2.2.3	Richesse et incomplétude	125
2.3	De la nécessité de l'auto-similarité	126
3	Structure Verticale Auto-Similaire et Comportement Local	131
3.1	Points critiques en présence d'un champ magnétique	131
3.1.1	Influence du magnétisme sur un écoulement unidimensionnel	131
3.1.2	Le cas d'un disque magnétisé bidimensionnel	134
3.1.3	Le lien entre les structures radiale et verticale du disque	139
3.2	Structure verticale des disques d'accrétion isothermes	140
3.2.1	Choix des paramètres	140
3.2.2	Profil de température	142
3.2.3	Les coefficients de transport du disque	144
3.2.4	La physique de l'éjection	145
4	Structure Radiale Auto-Similaire et Comportement Global	163
4.1	Structure radiale des disques d'accrétion	163
4.1.1	Gravité et lois de puissances	163

4.1.2	De la mésentente entre la MHD et le rayonnement	168
4.1.3	Convection ou rayonnement?	172
4.2	Interrelations entre le disque d'accrétion et ses jets	179
4.2.1	Bilan global d'énergie	179
4.2.2	Caractéristiques des jets	184
4.2.3	Signatures d'un disque d'accrétion magnétisé opaque	193
4.3	De la Réalité des Chiffres	199
4.3.1	Noyaux Actifs de Galaxies	201
4.3.2	Objets Stellaires Jeunes	203
5	Conclusion	207
	Bibliographie	211
	Annexes	231
A	Equations auto-similaires et points critiques	233
A.1	Système complet d'équations auto-similaires	233
A.2	Vitesses critiques de l'écoulement MHD	235
B	Articles	239

Chapitre 1

Introduction

C'est en voulant comprendre la formation du système solaire et du Soleil que l'hypothèse du disque d'accrétion a été initialement élaborée. Dès les années 20, l'influence d'un processus dissipatif sur un disque de matière en rotation différentielle autour du Soleil était connue (Jeffreys 1924). Les frottements visqueux entre deux anneaux consécutifs de matière accélèrent l'anneau extérieur et freinent l'anneau intérieur. Ainsi, les régions externes d'un tel disque s'éloigneraient du Soleil en emportant du moment cinétique tandis que les régions internes tomberaient vers lui, donnant lieu à un mouvement global d'accrétion. L'équation de l'évolution d'un tel anneau de matière fut même résolue avec une prescription pour une viscosité turbulente par Von Weizsäcker (1948), puis par Lüst (1952) dans un cas général.

Ce fut cependant la découverte d'objets célestes très puissants, comme les étoiles binaires X, les quasars ou les noyaux actifs de galaxies (NAG), qui a véritablement donné naissance au paradigme des disques d'accrétion. En effet, l'extraordinaire luminosité de ces objets n'était explicable que si la source d'énergie était d'origine gravitationnelle, la matière tombant dans un puits créé par un objet compact (l'efficacité de conversion de l'énergie de masse en radiation par les réactions de fusion nucléaires étant beaucoup plus petite que celle due à l'accrétion).

Dans le cas des NAG, il a été alors avancé qu'un trou noir (un autre paradigme, encore plus vieux) supermassif de plusieurs millions de masses solaires aurait attiré à lui la matière du milieu interstellaire (ainsi que des étoiles), qui se serait organisée en un disque de matière en rotation (Lynden-Bell 1969). Quant aux binaires X, le modèle développé pour expliquer leur rayonnement est devenu le modèle standard des disques d'accrétion (Shakura & Sunyaev 1973).

Cette idée est ensuite revenue dans le contexte de l'évolution stellaire (Lynden-

Bell & Pringle 1974). Lors de l'effondrement du nuage moléculaire parent en rotation lente, une jeune étoile va se former avec un disque de matière circumstellaire en rotation (Terebey et al. 1984). Après une première phase de condensation quasi-sphérique donnant naissance à une proto-étoile, c'est l'accrétion à travers le disque qui continue ensuite à alimenter celle-ci en masse, moment cinétique et énergie. Cette phase de la vie des étoiles, correspondant aux étoiles de type T-Tauri, durerait environ un million d'années (Bertout 1989). Ce serait ensuite à partir du matériau de ce disque que pourraient se former d'éventuelles planètes, comme cela pourrait être le cas pour l'étoile β -Pictoris (Lagage & Pantin 1994).

Si le processus d'accrétion paraît universel, celui de l'éjection de matière ne l'est pas moins. En effet, on observe des flots de matière très collimatés, rapides, souvent bipolaires, émergeant aussi bien d'étoiles jeunes en formation (Lada 1985) que des régions centrales des noyaux actifs de galaxies et quasars (Bridle & Perley 1984). D'où exactement proviennent ces jets, quel est le mécanisme physique qui leur donne naissance puis les maintient, comment peuvent-ils rester aussi collimatés sur de longues distances, sont autant de questions dont les réponses nécessitent une investigation de mécanismes physiques peu connus. Cependant, parmi les deux communautés d'astrophysiciens, extragalactique et formation stellaire, une image commune semble émerger dans laquelle l'éjection serait intimement liée à l'accrétion.

Dans la première partie de cette thèse, je fais une courte revue des observations d'étoiles jeunes et des noyaux actifs de galaxies, concernant à la fois les indications de la présence de disques d'accrétion et les propriétés des jets issus de ces objets (chapitre I-1).

Je présente ensuite un bref historique des divers modèles de jets développés à ce jour, avec l'établissement d'un consensus dans lequel le magnétisme jouerait un rôle déterminant dans leur collimation (chapitre I-2). Il existe en effet des arguments en faveur de la présence et de l'influence du champ magnétique dans les jets, mais également dans les disques. De plus, bien qu'aucun fait pris isolément ne soit décisif, l'ensemble des arguments suggère fortement une interdépendance entre l'accrétion et l'éjection, qui trouve naturellement une explication dans le cadre de modèles de disques magnétisés.

Ainsi, des modèles de plus en plus détaillés de jets magnéto-hydrodynamiques (MHD) ont vu le jour, prenant appui sur des disques d'accrétion hydrodynamiques. En effet, le flux de masse éjecté étant supposé négligeable devant le taux d'accrétion dans le disque, la présence du jet était supposée avoir peu d'influence sur le

disque. Mais si le magnétisme domine la physique des jets, il emporte également une fraction significative du moment cinétique du disque et donc perturbe nécessairement la structure de celui-ci. Il faut donc élaborer une nouvelle théorie des disques d'accrétion, dans laquelle accrétion et éjection sont interdépendants.

L'idée de départ est assez simple, avec deux ingrédients principaux: un disque de matière ionisée en rotation autour d'une masse centrale et des lignes de champ magnétique ouvertes qui le traversent. La rotation du disque va inévitablement induire une composante toroïdale du champ (i.e. les lignes se torsadent) qui, en régime stationnaire, aura trois effets majeurs:

1) la tension des lignes de champ exerce un couple sur le disque qui le freine et permet à la matière d'être accrétée vers l'objet central,

2) l'énergie mécanique extraite de la matière du disque est ensuite retransférée à celle du jet grâce à un flux de Poynting MHD, produisant ainsi une accélération du jet,

3) enfin, si le jet transporte du courant, la force de Lorentz associée au champ toroïdal confine le plasma et donne lieu à une auto-collimation naturelle du jet.

Ainsi, de la nécessité de mettre du champ magnétique dans les jets et de leur faire prendre appui sur un disque sont nées les structures MHD d'accrétion-éjection. Bien que les idées décrites ci-dessus soient connues depuis quelque temps (Blandford & Payne 1982, Pudritz & Norman 1983), la résolution de la structure ainsi que la détermination précise du processus d'éjection n'ont jamais été menées à terme.

Dans la seconde partie de cette thèse, j'aborde donc la théorie des disques d'accrétion magnétisés en connexion avec des jets. Je commence tout d'abord par rappeler le formalisme de la MHD, propre à décrire les interactions entre un fluide chargé et le champ magnétique, ainsi que les hypothèses de notre modélisation (chapitre II-1). Lors de l'étude analytique menée au chapitre II-2, la physique de l'éjection sera mise en évidence "avec les mains", ainsi que la nécessité de prendre en compte la bi-dimensionalité inhérente à de tels disques. Ceci sera alors rendu possible par l'utilisation de fonctions auto-similaires et la résolution numérique de l'ensemble des équations du disque.

Le chapitre II-3 décrit la structure verticale des disques d'accrétion dont les jets franchissent un point critique magnéto-sonique lent, et affine notre compréhension du mécanisme d'éjection. Une première exploration de l'espace des paramètres de ces structures permet de montrer que ce processus est robuste, s'établissant lorsque les énergies magnétique, thermique et cinétique (sans la rotation) sont comparables.

Le chapitre II-4, quant à lui, aborde les problèmes liés à la structure radiale du disque et en particulier la plage en rayon sur laquelle l'auto-similarité va s'appliquer. Cette étude sera valable lorsque la structure MHD est établie sur une large extension radiale, où le disque peut être considéré comme képlérien. Le bilan global d'énergie du disque y est discuté ainsi que les caractéristiques des jets, à savoir vitesses locale et moyenne, puissance mécanique, et les conditions de raccord des solutions de disques avec des solutions de jets auto-collimatés (Rosso & Pelletier 1994). Ce sera également dans ce chapitre que les valeurs des diverses grandeurs du disque stationnaire (densité, température, champ magnétique, vitesses) seront exposées, pour un taux d'accrétion donné.

Je concluerai ensuite par un résumé des principaux résultats et je rappellerai les diverses questions qui auront émergé lors de cette analyse.

Première partie

Syndrome de Magnétisme

Magnetic fields are to astrophysics as sex is to psychology.

H.C. van der Hulst

Chapitre 1

Du Visible à l’Invisible

Dans ce chapitre, je fais une courte revue des observations concernant les noyaux actifs de galaxies émetteurs radio (“radio loud”), ainsi que les étoiles en formation et leurs jets associés. Cette revue ne sera ni historique, ni exhaustive mais tentera de faire le point sur les données perçues comme “sûres” ou dépendantes d’un modèle, ainsi que sur le paradigme dominant. En effet, mis à part les observations directes par imagerie par exemple, toutes les autres nécessitent une interprétation et dépendent donc du cadre de pensée dans lequel on se place pour les rendre intelligibles. Ainsi, alors que les jets stellaires ou extragalactiques sont clairement observés, le disque d’accrétion reste une hypothèse de travail pour laquelle n’existent que des arguments de plausibilité.

1.1 Noyaux Actifs de Galaxies

Les noyaux actifs de galaxies (NAGs) sont une classe d’objets qui regroupe des radio galaxies, des galaxies de Seyfert (type 1 et 2), des quasars “radio loud” (forts émetteurs radio) et “radio quiet” (émission radio faible) et des objets particuliers comme les BL Lacs (voir la revue de Collin-Souffrin 1990). Tous ces objets ont la particularité d’avoir une émission intense (de 10^{14} à $10^8 L_{\odot}$, selon les objets¹) qui n’est pas comparable à celles des autres galaxies et qui n’est pas reproductible par une superposition de spectres stellaires (figures 1.1 et 1.2).

Cette émission est concentrée dans la région nucléaire centrale, est fortement variable et est associée à de fortes raies d’émission excitées par un continuum non stellaire (Netzer 1990). Une fraction de ces objets possède des jets à petite échelle

¹ $L_{\odot} = 3.86 \cdot 10^{33} \text{ erg.s}^{-1}$

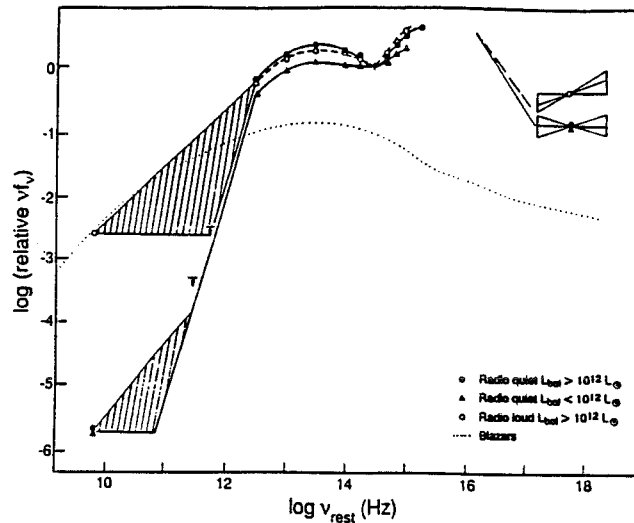


FIG. 1.1 - Distribution spectrale d'énergie moyenne pour un échantillon de 109 noyaux actifs de galaxies (Sanders et al. 1989). Les zones hachurées représentent le domaine possible d'indices spectraux.

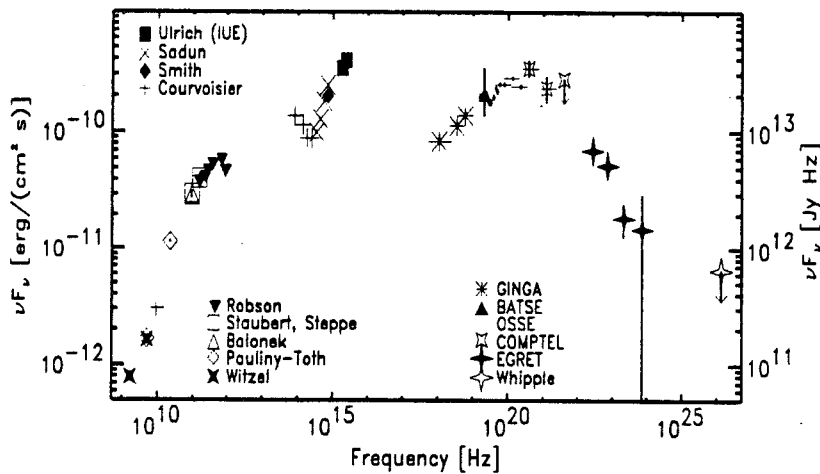


FIG. 1.2 - Distribution spectrale d'énergie pour le quasar 3C 273 de l'émission radio aux gamma, construite à partir d'observations quasi-simultanées (Lichti et al. 1994).

(de l'ordre du parsec, $1 \text{ pc} = 3.09 \cdot 10^{18} \text{ cm} = 2.06 \cdot 10^5 \text{ UA}$), visibles depuis peu grâce aux observations en VLBI (Very Long Baseline Interferometry) et à grande échelle (kilo- ou mégaparsec) observés tout d'abord au VLA (Very Large Array).

1.1.1 Le modèle unifié

Les différences entre les divers objets peuvent être expliquées dans le cadre d'un modèle unifié, grâce à deux effets (Krolik & Begelman 1988, Barthel 1989, Antonucci

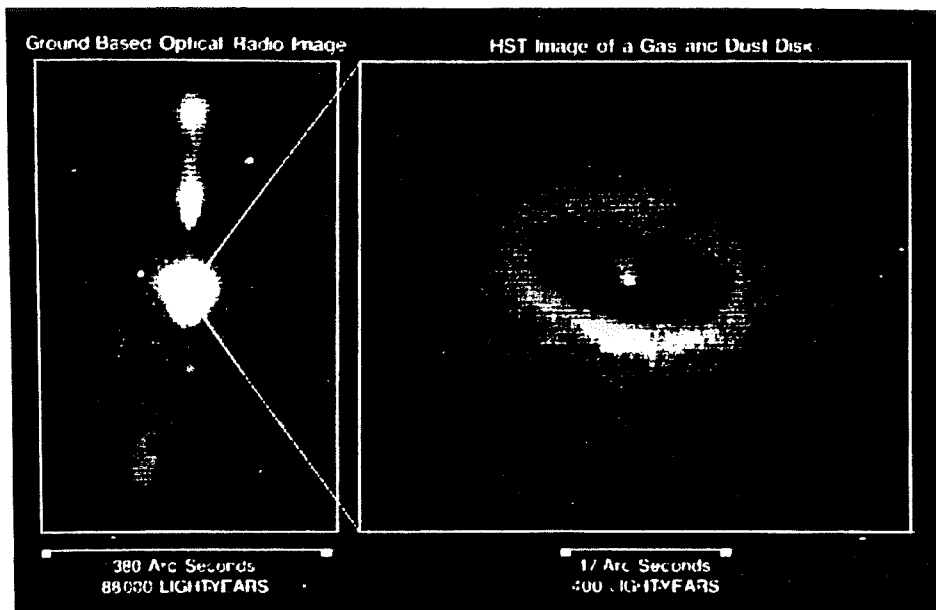


FIG. 1.3 - Image composite de NGC 4261 (3C270) à partir d'observations optique et radio au sol (à gauche) et image du noyau avec le télescope spatial (à droite). Un tore de poussières, d'un rayon de l'ordre de 10^{20} cm, atténue le rayonnement émis par la région centrale chaude non résolue. L'axe de ce tore est parallèle à la direction des jets radio (Macchetto 1994).

1994):

(i) la présence d'un tore de poussières géométriquement et optiquement épais, obscurcissant le noyau à certains angles et modifiant le spectre observé (voir figure 1.3).

(ii) un effet d'inclinaison entre l'axe d'un jet (lorsqu'il existe) et la direction de l'observateur (figure 1.4). Cet effet est crucial car les jets étant relativistes à petite échelle (voir plus bas), il peut y avoir une amplification (ou diminution) Doppler de l'émission du plasma.

1.1.2 Le paradigme du disque d'accrétion

Depuis Lynden-Bell (1969), il est communément admis que la source d'énergie des NAGs est l'accrétion de matière sur un trou noir supermassif (de l'ordre de 10^6 à $10^{10} M_{\odot}$) situé en son sein. La raison essentielle est qu'un tel processus libère de l'énergie gravitationnelle avec une efficacité supérieure à celle des réactions nucléaires (voir également la revue de Rees 1984).

La signature observationnelle d'un tel disque serait un excès dans l'UV proche

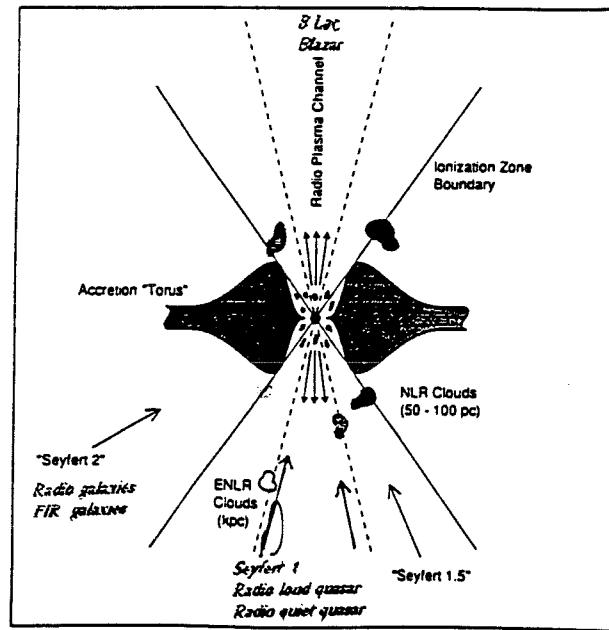


FIG. 1.4 - Modèle unifié des NAGs, où les différences entre les objets sont dues à un effet d'inclinaison. Les objets émetteurs radio ("radio-loud") sont représentés dans la partie supérieure du schéma, les autres ("radio-quiet") dans la partie inférieure (schéma issu de Collin-Souffrin 1990).

("big blue bump") au-dessus d'une loi de puissance caractérisant le spectre de ces objets (Bregman 1990, Collin-Souffrin 1992). Le modèle standard des disques d'accrétion (Shakura & Sunyaev 1973, Novikov & Thorne 1973), où un disque géométriquement mince et optiquement épais est en rotation képlérienne autour d'un trou noir (Schwarzschild ou Kerr), a été le plus utilisé pour reproduire cette partie du spectre (Malkan & Sargent 1982, Malkan 1983, Sun et Malkan 1989, Sanders et al. 1989).

La présence de raies d'émission larges ("Broad Line Region") trouve une explication naturelle dans le contexte d'un disque en rotation képlérienne (mais d'autres explications sont tout aussi viables). Dans ce contexte, l'ajustement *simultané* du continuum et des raies d'émission d'un disque illuminé par une source X (figure 1.5) permet alors d'obtenir des valeurs pour les masses, taux d'accrétion et inclinaisons du disque (Rokaki et al. 1992).

Cependant, des observations récentes à plusieurs longueurs d'ondes en optique, UV et X sont incompatibles avec un tel modèle (Collin-Souffrin 1992, Courvoisier 1994). En effet, l'optique et l'UV sont tout deux variables sans aucun délai, ce qui est en complète contradiction avec le modèle standard (Clavel 1994).

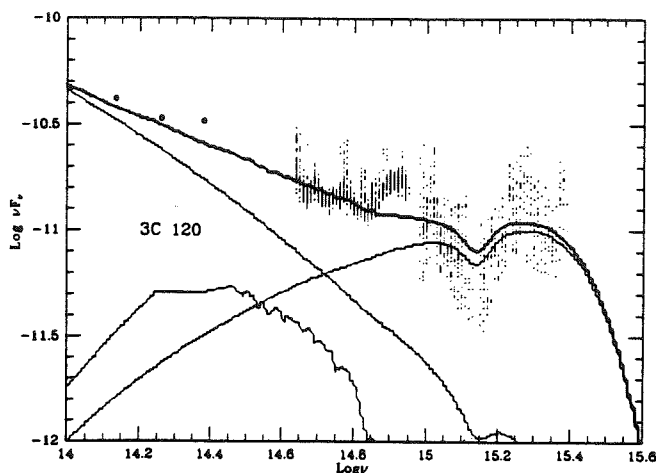


FIG. 1.5 - Reconstitution du spectre de 3C 120 avec trois composantes (Rokaki et al. 1992): contribution stellaire, émission du disque et loi de puissance non-thermique (les contributions dues au continuum de Balmer et aux raies du fer ne sont pas prises en compte).

Les corrélations entre la variabilité du continuum et celles des raies d'émission, et entre différentes longueurs d'onde du continuum posent un autre problème quant à l'origine de l'excès UV. Elles ne peuvent s'expliquer que si le disque est illuminé par une source X située au-dessus du disque, qui réémet ensuite en optique et UV. Cette source X pourrait même constituer la source majeure de puissance bolométrique, le disque étant dans ce cas passif (Collin-Souffrin 1991, 1992).

1.1.3 Les observations de jets extragalactiques

Seule une fraction des NAGs, de l'ordre de 10%, possède des jets développés, observés en radio (Bridle & Perley 1984, Leahy 1991).

Jets à l'échelle du parsec et sources compactes

Ces sources, localisées dans des régions de dimensions angulaires inférieures à la seconde d'arc, sont observées à l'aide de la VLBI (figure 1.6) et coïncident avec le noyau actif d'une radiogalaxie ou avec un quasar (en particulier les BL Lac).

Des mouvements superlumériques (jusqu'à des vitesses apparentes de l'ordre de $45c$) ont été détectés dans des objets comme 3C 120, 3C 273, 3C 345 (voir revue de Kellermann & Pauliny-Toth 1981). Rees (1966) a interprété ces mouvements apparents par un effet d'aberration relativiste lorsqu'un plasma avec un facteur de Lorentz de l'ordre de 10 se propage dans une direction faisant un angle petit avec

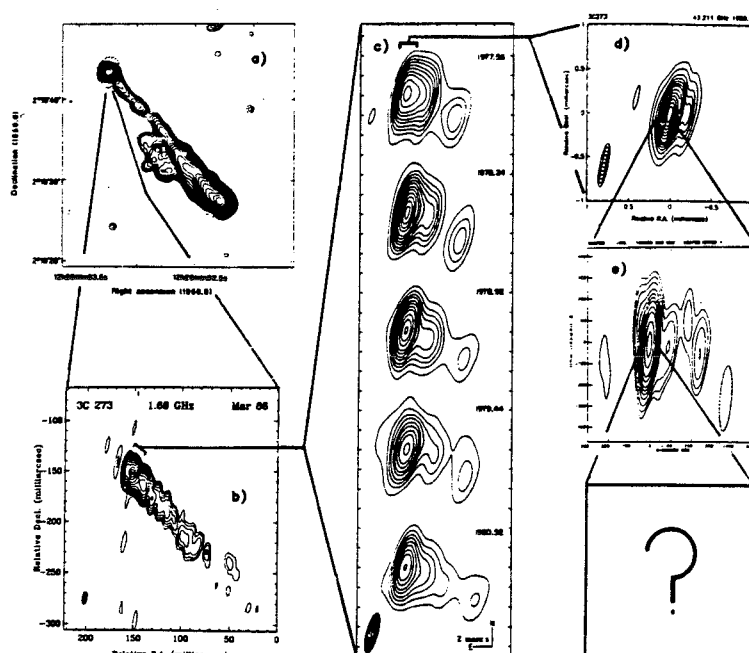


FIG. 1.6 - Quasar 3C 273 observé à plusieurs résolutions angulaires: de 408 MHz avec MERLIN (a), montrant le noyau actif et le jet coïncidant avec le jet optique, jusqu'à 100 GHz avec la VLBI (e), montrant la source compacte (Schilizzi 1991).

la ligne de visée. Cet effet s'observe aussi dans notre propre Galaxie², autour d'un "microquasar" (Mirabel & Rodriguez 1994, Mirabel et al. 1991, 1992).

A cette petite échelle, il existe donc un plasma qui est éjecté des régions centrales avec un mouvement d'ensemble ultra-relativiste. Il existe ensuite deux écoles: soit ce faisceau correspond au jet vu à grande échelle (voir par ex., Königl 1992), soit il s'agit d'une seconde composante plus ténue (voir Henri & Pelletier 1991).

Jets à grande échelle: sources étendues

Fanaroff & Riley (1974) ont introduit une classification des sources radio étendues largement utilisée aujourd'hui:

- Sources FR I de faible luminosité radio à 1.4 GHz ($< 10^{32}$ erg.s⁻¹). Elles présentent des jets bipolaires plus puissants au coeur qu'à leur extrémité ("edge-darkened"), très polarisés avec un champ magnétique dominant perpendiculaire à l'axe du jet. Leur angle de collimation s'ouvre (approximativement

²Il existe également des sources galactiques, comme les binaires de faible masse SS 433, Cyg X-3 ou Sco X-1, qui possèdent des signatures de jets rapides et de disques d'accrétion (Padman et al. 1991).

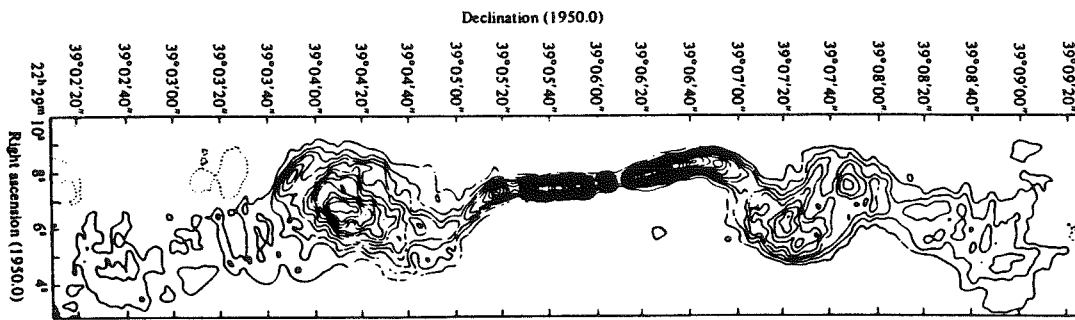


FIG. 1.7 - Carte VLA de 3C 449 (type FR I) à 1465 MHz (Perley et al. 1979).

paraboliquement) au fur et à mesure qu'ils progressent dans l'environnement intergalactique. De tels objets sont par exemple 3C 449 (figure 1.7), Cen A, NGC 5128.

- Sources FR II de forte luminosité ($> 10^{32}$ erg.s $^{-1}$). Ces jets puissants se terminent par un choc ("edge-brightened") avec le milieu intergalactique ("hot spots"), où leur puissance mécanique est convertie en rayonnement. Ces sources sont également fortement polarisées mais avec un champ dominant parallèle à l'axe du jet et une collimation pratiquement cylindrique. L'archétype de cette classe est la radio galaxie Cygnus A (figure 1.8).

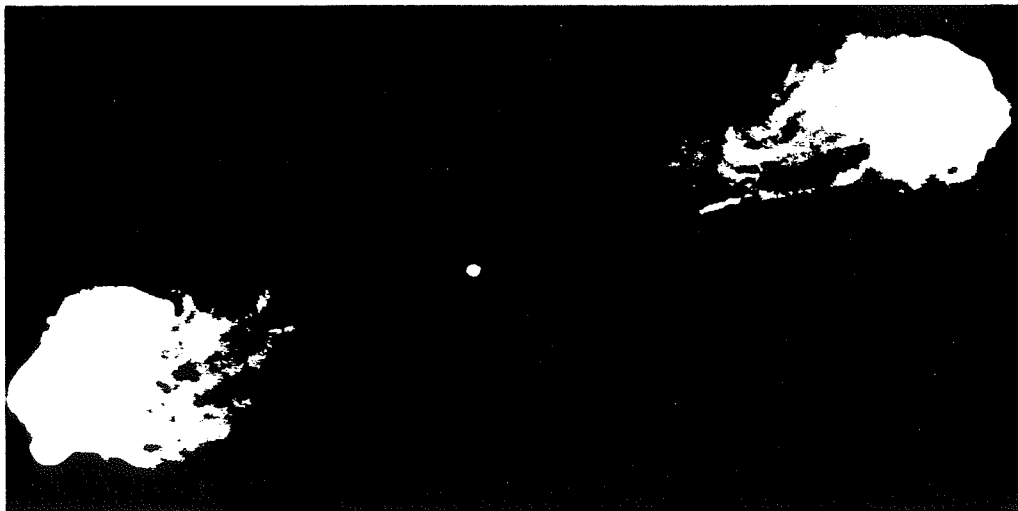


FIG. 1.8 - Carte de la radio galaxie Cygnus A (type FR II) observée à 6 cm avec le VLA, montrant le noyau actif duquel s'échappent deux jets symétriques se terminant dans un choc avec le milieu intergalactique (Perley et al. 1984). L'extension radio totale est 127", ce qui correspond à ~ 120 kpc.

Il existe un certain nombre d'arguments pour ou contre des vitesses relativistes dans les jets à grande échelle (Bridle & Perley 1984), mais il semble qu'un consensus émerge en faveur de jets subrelativistes (Fraix-Burnet, communication privée). Ainsi, Muxlow et al. (1988) et Roland et al. (1988) ont estimé que les chocs terminaux de la radio galaxie Cygnus A pouvaient être alimentés par un jet dense sub-relativiste ($v_j \lesssim 0.3c$).

1.2 Objets Stellaires Jeunes

L'observation des phénomènes qui entourent les étoiles jeunes en formation de faible masse (communément appelées étoiles T-Tauri du nom d'une étoile prototype du nuage du Taureau) permet de remonter aux origines de notre propre système solaire et ainsi de comprendre sa genèse. Pour plus de détails je renvoie le lecteur à des revues plus complètes: Bertout (1989) sur les étoiles T-Tauri en général, Bachiller & Gomez-Gonzalez (1992) et Cabrit (1993) sur les flots bipolaires, Montmerle et al. (1993) sur les indications et le rôle du champ magnétique, Bouvier (1991) sur l'évolution du moment cinétique de ces jeunes étoiles.

1.2.1 La genèse des disques circumstellaires

La formation d'une étoile de faible masse ($M_* \leq 2M_\odot$, $R_* \sim 2 - 3R_\odot$, $T_* \sim 4000$ K) et éventuellement d'un système proto-planétaire est actuellement supposée suivre trois phases (Adams et al. 1987, Strom 1994):

1. Phase d'effondrement (0 à 1 millions d'années). Une enveloppe de poussières et de gaz en rotation s'effondre, à partir d'une condensation centrale initiale qui va donner naissance à la proto-étoile. Le nuage s'aplatit sous l'effet de la force centrifuge et d'un champ magnétique à grande échelle (dont la direction est parallèle à l'axe de rotation du nuage), menant à la formation d'un disque de matière autour de la proto-étoile. Le coeur stellaire évolue sur des trajets (Masse, Rayon) déterminés par le taux d'accrétion à travers le disque (Stahler 1988).

La classification de Lada (1987), basée sur l'indice spectral dans l'infrarouge (2 à 100 μm) défini par

$$\alpha = \frac{d \ln(\lambda F_\lambda)}{d \ln(\lambda)}$$

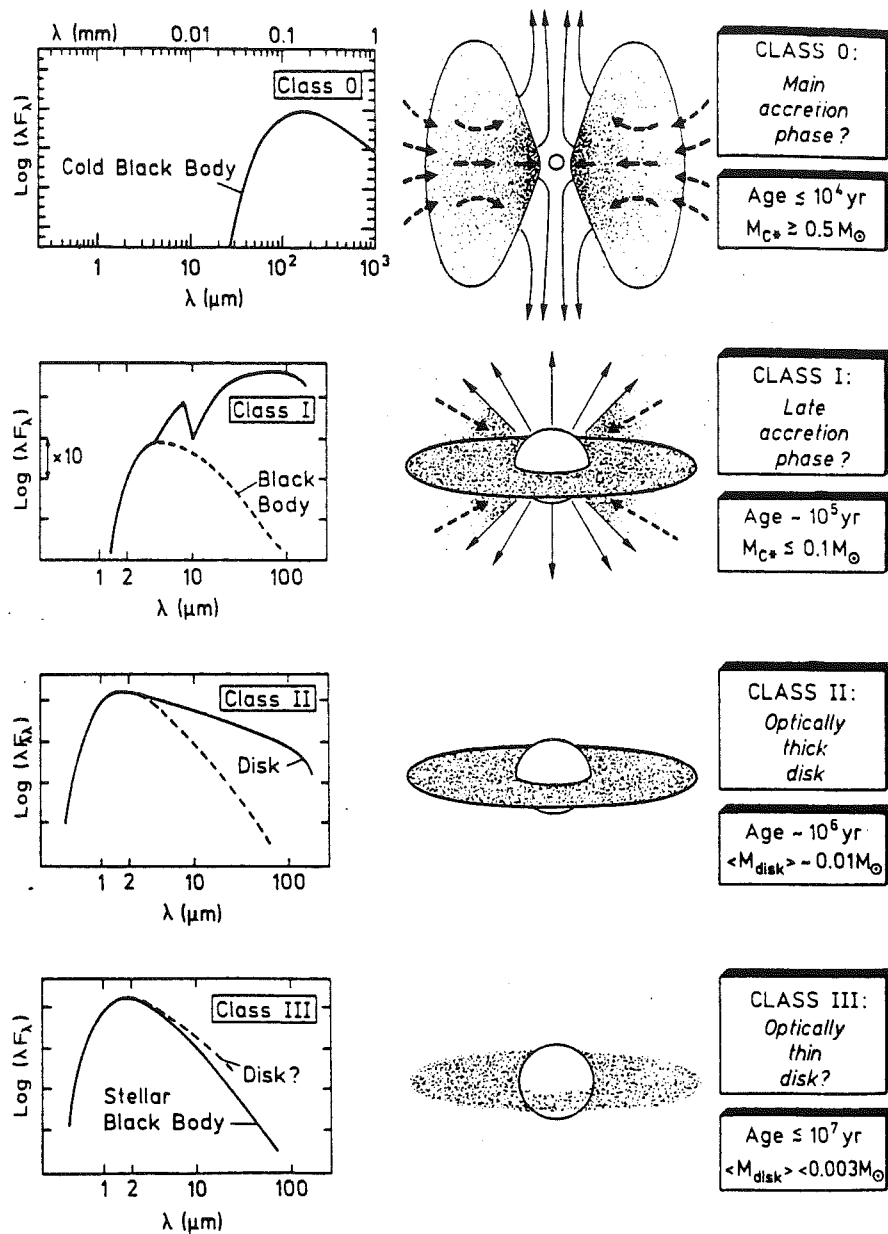


FIG. 1.9 - Séquence évolutive de formation d'une étoile de faible masse (André 1993).

permet de décrire les différents stades de l'évolution d'une étoile jeune (figure 1.9). Ainsi, ces sources très enfouies dans le nuage moléculaire parent et encore non visibles en optique passent par deux phases consécutives appelées classe 0 et classe I (André et al. 1993). Les objets de classe 0 sont ceux pour lesquels la condensation centrale est si dense qu'elle n'émet pas dans l'infrarouge mais plutôt dans le domaine millimétrique. C'est au cours de cette phase que se

produisent les flots moléculaires observés en CO les plus intenses et les plus collimatées (Bontemps et al. 1994). Au bout de quelques 10^4 années la densité de l'enveloppe a chuté et celle-ci émet alors un rayonnement dans l'infrarouge, d'indice spectral positif $0 < \alpha \lesssim 3$. Ces sources de classe I sont également associées à des flots moléculaires (Snell et al. 1980, Lada 1985), ainsi que parfois à des jets optiques avec leur cortège d'objets de Herbig-Haro (Dopita et al. 1982, Reipurth 1989). Cette éjection massive est importante car elle permet d'évacuer le moment cinétique des régions centrales.

2. Phase d'accrétion (de 1 à ~ 3 -10 millions d'années). L'effondrement a cessé et l'enveloppe a quasiment disparu, balayée par le vent stellaire. L'étoile devient alors optiquement visible (T-Tauri classique ou CTTS, "classical T-Tauri star"), mais est encore entourée d'un disque d'accrétion. Ces sources de classe II, qui ont un indice spectral infrarouge négatif $-2 \lesssim \alpha \lesssim 0$, ne possèdent en général pas de jets résolus à grande échelle, mais des indications spectroscopiques (voir plus bas) montrent qu'elles sont encore associées à des phénomènes d'éjection collimatée. La vitesse angulaire de la jeune étoile est auto-régulée par son interaction avec le disque, via une magnétosphère (Bouvier 1994).
3. Phase post-accrétion (jusqu'à environ 10 à 20 millions d'années). Le disque a disparu (ou au moins est devenu optiquement mince), il n'y a plus d'accrétion ni de jet énergétique (étoile nue ou WTTS, "weak-lined TTS"). Ces sources de classe III ont un indice spectral $-3 < \alpha \lesssim -2$. Leur spectre est essentiellement celui d'une étoile de faible masse (type spectral K à F), avec de faibles excès UV ou optique attribués à une forte activité magnétique. L'imagerie Doppler de la surface de ces étoiles dévoile des taches froides, probablement dues à l'émergence de forts tubes de flux magnétique hors de la photosphère turbulente (Joncour et al. 1994). L'étoile évolue maintenant librement, sa vitesse angulaire dépendant de sa contraction et de son ralentissement par un vent du type solaire. Des condensations peuvent se produire dans le disque circumstellaire dilué, formant des planétésimaux.

Evidemment, cette classification est trop restrictive et il existe de nombreux cas intermédiaires (comme les CTTS extrêmes, HL Tau et DG Tau par exemple, qui ont un spectre optique de classe II et arborent flot moléculaire et jet optique).

C'est à l'intérieur de ce paradigme que semblent se situer les recherches actuelles sur la formation et l'évolution des étoiles jeunes et des flots associés. Nous pouvons remarquer que le *champ magnétique* y joue un rôle important à toutes les phases:

Crucial dans l'équilibre des nuages moléculaires (Myers & Goodman 1988), il intervient dans la phase d'effondrement du nuage primordial en induisant une direction privilégiée (Mouschovias 1976, Lizano & Shu 1989), tout en s'opposant à cet effondrement ce qui nécessite un mécanisme efficace de perte de flux (Norman & Heyvaerts 1985). De plus, des mesures de polarisation (due aux grains alignés par le champ magnétique ambiant) semblent montrer que l'axe des jets est parallèle au champ magnétique (Strom et al. 1986, Novak et al. 1990).

Nous verrons au chapitre suivant que les modèles de jets les plus prometteurs font également appel au champ magnétique, pour la collimation mais aussi pour l'accélération de la matière à partir du disque ou de l'étoile.

Enfin, une interaction magnétosphérique entre l'étoile et son disque semble être l'explication la plus simple pour rendre compte de la distribution de vitesse angulaire observée dans ces étoiles. En effet, les étoiles T-Tauri tournent à des vitesses angulaires de l'ordre de 10 % de leur vitesse de rupture $(GM_*/R_*)^{1/2}$ (Vogel & Kuhl 1981, Bouvier et al. 1986), les CTTS ayant *en moyenne* une vitesse angulaire plus petite que celle des WTTS (Bouvier et al. 1993). Cette différence est obtenue naturellement si les CTTS sont effectivement freinées par leur disque (possible uniquement par une interaction magnétique), les WTTS étant accélérées lors de leur contraction le long d'un trajet convectif (Bouvier 1994).

1.2.2 Les observations de jets stellaires

Flots bipolaires moléculaires

Les flots moléculaires sont observés principalement dans les raies rotationnelles de CO, mais également avec des molécules moins abondantes (CS, HCN, SiO), permettant de "voir" ce qui se passe dans des régions du jet plus denses et à plus hautes vitesses (Lada 1985).

Les flots sont toujours bipolaires, avec un lobe en émission décalée vers le rouge et l'autre vers le bleu, situés de part et d'autre de l'objet central (voir figure 1.10).

Le facteur de collimation (rapport entre la longueur du flot R_{CO} et sa largeur) varie entre 2 et 5, les flots s'étendant de moins de 0.1 pc jusqu'à 5 pc (Bachiller & Gomez-Gonzalez 1992). Pour les composantes à hautes vitesses, observées avec des traceurs de chocs comme SiO, le facteur de collimation peut être beaucoup plus grand, jusqu'à ~ 40 dans le cas du flot moléculaire de L1448 (Guilloteau et al. 1994).

Les vitesses V_{CO} terminales mesurées (dépendant fortement de l'angle de visée) varient entre 2-10 km.s⁻¹ et jusqu'à 100 km.s⁻¹ pour les composantes centrales à

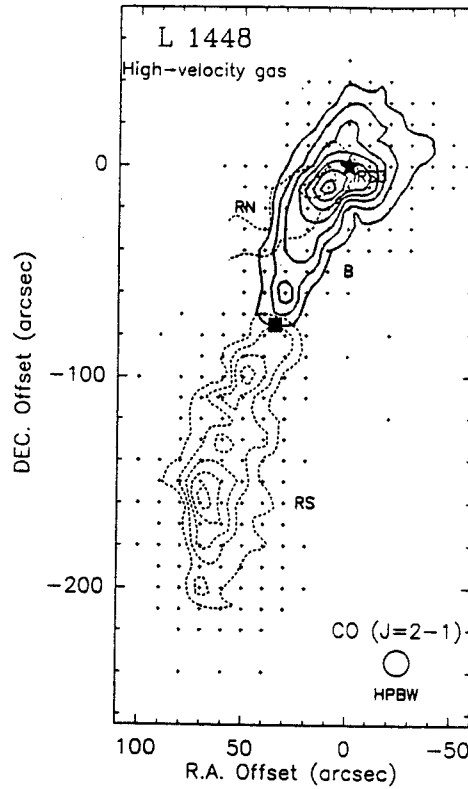


FIG. 1.10 - Carte CO $J = 2 - 1$ du flot moléculaire de L 1448 (Bachiller et al. 1990). Les contours continus représentent le lobe bleu (de -55 à 0 km s^{-1}), ceux en pointillés le lobe rouge (de 10 à 65 km s^{-1}).

haute vitesse, donnant ainsi un temps dynamique $\tau_D = R_{CO}/V_{CO}$ de l'ordre de quelques 10^3 à 10^5 années.

La masse moléculaire totale M_{CO} constituant le flot est obtenue en supposant que l'émission est optiquement mince, en équilibre thermodynamique à la température du nuage, et varie entre 10^{-2} et $10^2 M_{\odot}$, correspondant à un flux de masse

$$\dot{M}_j = \frac{M_{CO}}{\tau_D} \simeq 10^{-9} \text{ à } 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$$

La puissance mécanique de ces flots

$$L_{CO} = \frac{1}{2} \dot{M}_j V_{CO}^2 \sim 10^{-3} \text{ à } 10^{-2} L_{bol}$$

ainsi que le flux d'impulsion

$$\dot{P}_{CO} = \dot{M}_j V_{CO} \sim 10 \text{ à } 10^2 L_{bol}/c$$

sont corrélés à la luminosité bolométrique L_{bol} de la source enfouie (Lada 1985, Cabrit & Bertout 1992). Cette corrélation se produit sur 5 ordres de grandeur,

allant des étoiles jeunes enfouies de faible masse (T-Tauri) à faible luminosité ($L_{bol} < 10^2 L_{\odot}$) jusqu'aux étoiles massives de type OB à forte luminosité ($L_{bol} \sim 10^5 L_{\odot}$).

La détection de mouvements de matière plus rapides et plus collimatés sur l'axe du jet suggère que ces flots seraient en fait constitués de matériau moléculaire entraîné par un jet optique ionisé plus rapide (voir par exemple Bachiller & Gomez-Gonzalez 1992, Raga & Cabrit 1993).

Jets optiques

Les jets optiques (figure 1.11), détectés dans les raies interdites (voir plus bas) et plus récemment en H_2 à $2.12 \mu m$ (Zinnecker et al. 1994), s'étendent généralement jusqu'à $\sim 10^3$ à 10^4 UA de la source (Mundt et al. 1987, 1990), bien qu'une observation récente de Bally & Devine (1994) montrent qu'ils peuvent être bien plus grands (comme le "super jet" symétrique associé à HH34*, s'étendant de part et d'autre à 1.5 pc).

Ils ont des vitesses de l'ordre de 200 à 600 $km.s^{-1}$ et sont fortement collimatés (facteur de collimation de 5 à 30 ou plus, Mundt et al. 1987). Tout le long du jet sont observés des objets brillants de Herbig-Haro (voir Reiputh 1989), correspondant à des chocs internes au jet ou à des chocs entre le jet et le milieu dans lequel il se propage (multiples "bowshock" dus à des éjections sporadiques, Raga et al. 1990).

Les estimations de la masse emmenée par ces jets sont complètement dépendantes de la fraction d'ionisation³, grande inconnue fournie par les modèles de chocs radiatifs. Une autre source d'incertitude réside dans la correction utilisée pour corriger d'une éventuelle compression due au choc (Mundt et al. 1987). En tenant compte de ces différents facteurs, Hartigan et al. (1994) estiment pour les sources HH34, HH47 et HH11 des taux de perte de masse variant de 1 à $6 \cdot 10^{-7} M_{\odot}.yr^{-1}$, correspondant à une puissance mécanique de l'ordre de $1 L_{\odot}$. Il faut noter qu'il est probable que le jet soit globalement neutre, le jet optique ainsi que les objets de Herbig-Haro ne traçant alors pas l'ensemble du jet mais seulement les régions où des chocs le rendent suffisamment ionisé pour être perceptible.

³ $\dot{M}_j = \mu m_H \langle N \rangle V_j A$, où V_j est la vitesse du jet, A sa section (connue pour les jets résolus) et $\langle N \rangle$ la densité moyenne du jet. Cette densité peut être calculée à partir de la densité d'électrons N_e obtenue à partir du rapport de certaines raies et connaissant la fraction d'ionisation. Plus elle est faible, plus N_e sera petit devant $\langle N \rangle$ et donc plus \dot{M}_j sera élevé.

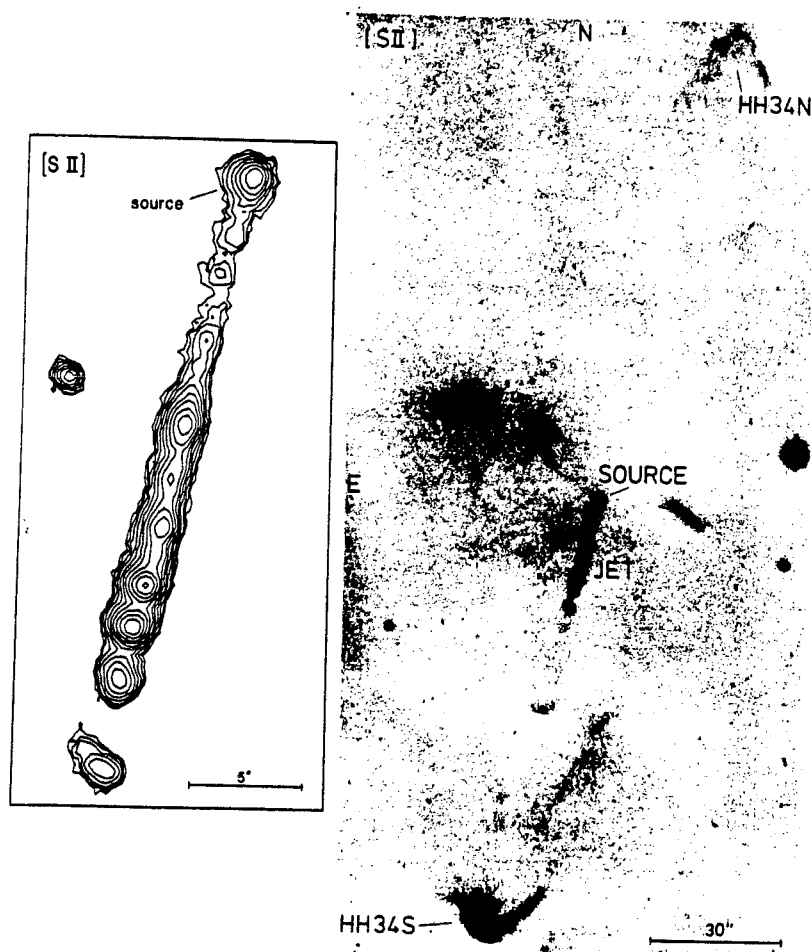


FIG. 1.11 - Image [S II] du jet issu de HH 34 (Bührke et al. 1988). Sur cette image, le jet sud se termine par un choc en arc formant l'objet de Herbig HH 34S (le jet nord par l'objet HH 34N), avec une succession de points brillants espacés quasi-périodiquement à proximité de la source. La présence d'un autre choc en arc entre la source et HH 34S suggère la possibilité d'une éjection sporadique.

Signatures spectroscopiques d'éjection

Des signatures de vents sont visibles dans les raies permises de Balmer, Ca II, Mg II, Na D, formées à proximité immédiate de l'étoile (Bertout 1989, Edwards et al. 1993). Ces raies optiquement épaisses présentent des profils P Cygni caractéristiques de mouvements complexes de matière ionisée. En particulier, la raie intense $H\alpha$ possède une absorption décalée vers le bleu, dont la vitesse par rapport à l'étoile varie entre -80 et -400 km.s^{-1} (figure 1.12). Cette absorption a été interprétée très tôt comme la présence d'un gaz froid en expansion rapide situé entre l'étoile et l'observateur (Herbig 1962).

L'analyse de ces raies semble montrer qu'elles ne se forment pas dans un vent stellaire à symétrie sphérique, mais plutôt dans un vent conique optiquement épais (voir Edwards et al. 1993). Les taux de perte de masse estimés à partir de ces raies (par le méthode décrite précédemment) varient entre 10^{-8} et $10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$, correspondant à une vitesse de jet moyenne de $200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ et à une puissance mécanique de l'ordre de 1% à 10 % de la luminosité bolométrique d'une étoile CTTS ($\sim 1 L_{\odot}$).

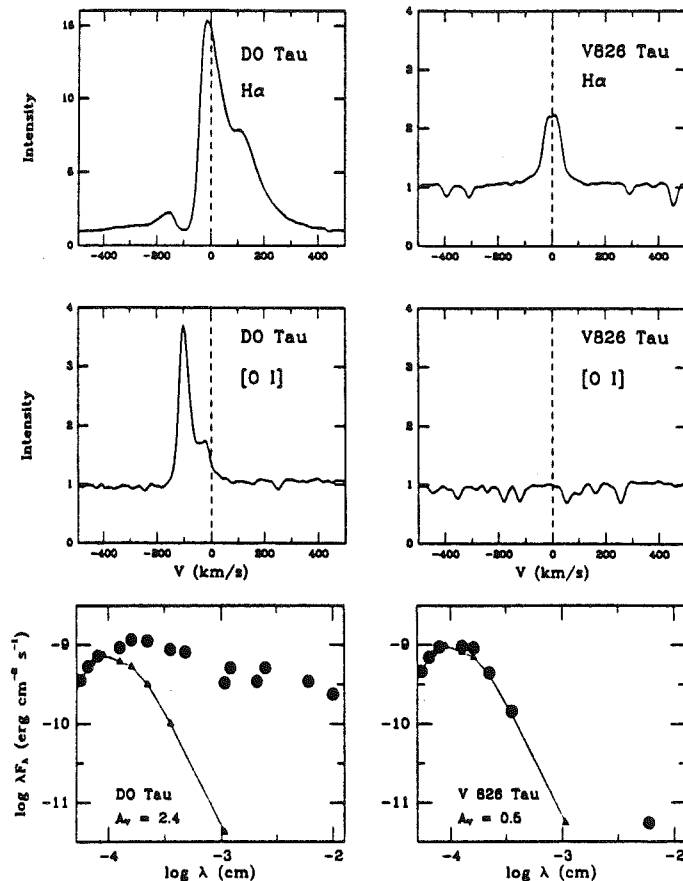


FIG. 1.12 - Profils de raies H α et [O I] λ 6300 et distributions spectrales d'énergie pour la CTTS D0 Tau et la WTTS V826 Tau. Les triangles reliés entre eux représentent la contribution attendue de l'étoile seule (Edwards et al. 1993).

Les raies interdites optiquement minces, [O I] λ 6300, [S II] λ 6716, 6731, [N II] λ 6584, beaucoup plus faibles que la raie H α , se forment dans les régions diluées plus lointaines ($\gg 1 \text{ UA}$) et montrent également des signes d'éjection de matière (Appenzeller et al. 1984, Edwards et al. 1987). Une composante à haute vitesse ($\gtrsim 200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) proviendrait d'un jet non résolu, tandis qu'une autre composante à

faible vitesse ($\lesssim 10 \text{ km.s}^{-1}$) proviendrait peut-être d'un vent issu du disque (Kwan & Tademaru 1988).

Alors que les mesures de vitesses des jets sont directes (mis à part l'effet de projection), celles de leur densité sont complètement dépendantes du scénario de formation de ces raies, ainsi que de la fraction d'ionisation (pour relier la luminosité de la raie à la densité d'électrons, puis à la densité moyenne). Cependant, les flux de masse déduits de modèles de chocs radiatifs redonnent sensiblement les mêmes taux de perte de masse que ceux déduits à partir de la raie $H\alpha$ (Edwards et al. 1987, Hartigan et al. 1994).

1.2.3 Indications de disques d'accrétion

L'hypothèse de la présence d'un disque d'accrétion autour des étoiles T-Tauri a été émise par Lynden-Bell & Pringle (1974). Ce disque aurait été formé lors de l'effondrement du nuage primordial, ce qui est confirmé par les simulations numériques de nuages en rotation (Terebey et al. 1984, Boss 1987, 1994, Tscharnuter & Boss 1993 pour une revue). Il n'y a cependant que des indications *indirectes* de la présence d'un disque de matière autour de la proto-étoile.

(1) L'aile rouge des raies interdites est systématiquement plus faible que l'aile bleue, ce qui indique qu'un matériau opaque à cette longueur d'onde ($0.6 \mu\text{m}$) lui fait écran (Appenzeller et al. 1984, Edwards et al. 1987). Ceci est l'indication la plus forte de la présence d'une distribution de masse autour de l'étoile, qui doit être aplatie pour permettre néanmoins de la voir. La taille minimale du disque obtenue par cette méthode varie entre 10 et 800 UA selon les sources, avec des masses de l'ordre de 0.01 à 0.1 M_{\odot} .

(2) La distribution spectrale d'énergie des étoiles CTTS reste la signature majeure d'un disque d'accrétion (figure 1.13). En effet, le modèle standard des disques visqueux (Shakura & Sunyaev 1973), prédit un indice spectral $\alpha = -4/3$ (correspondant à une température effective variant comme $r^{-3/4}$, où r est la distance à l'étoile) qui reproduit bien le spectre infrarouge de bon nombre de ces étoiles (Bertout et al. 1988). Une distribution de masse sphérique qui reproduirait le flux millimétrique des CTTS provoquerait une extinction de l'étoile centrale supérieure à celle qui est observée (Beckwith et al. 1990).

(3) Les raies photosphériques optiques des étoiles T-Tauri classiques sont en général plus faibles que celles d'étoiles de même température effective (voir Bertout 1989). Ce phénomène de remplissage des raies, appelé "veiling", est dû à la présence

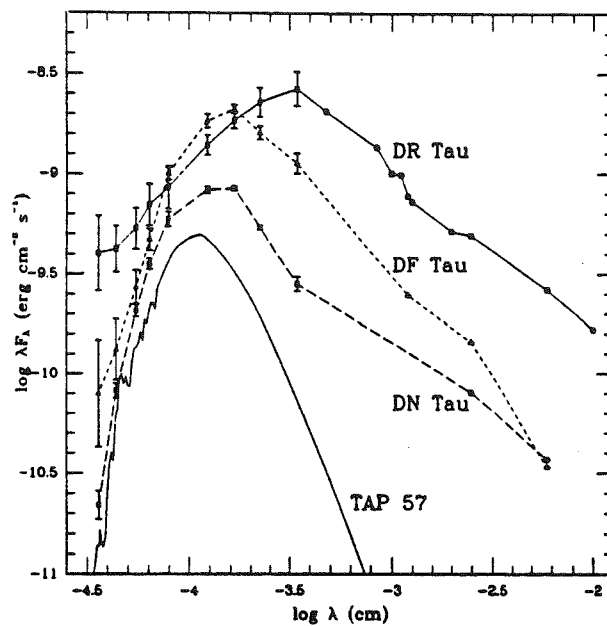


FIG. 1.13 - Distributions spectrales d'énergie pour la WTTS TAP 57 et les CTTS DN Tau, DF Tau et DR Tau, qui possèdent des excès infrarouge et ultraviolet signatures de la présence d'un disque (Bertout 1989).

d'un flux continu supplémentaire en optique et UV. Cette contribution peut être suffisamment forte pour combler certaines raies et ainsi, modifier le type spectral déduit des observations. Ce "veiling" trouve une explication naturelle dans le cadre du disque d'accrétion et plus précisément de la couche limite entre le disque et l'étoile. Cette couche limite, qui permet l'ajustement de la vitesse de rotation képlérienne du disque à celle, beaucoup plus petite, de l'étoile, aurait une température de l'ordre de 8000 à 10.000 K (Bertout et al. 1988). Dans des modèles d'interaction magnétique entre l'étoile et le disque, le rayonnement optique et UV serait produit lors du choc de la matière tombant sur l'étoile le long des surfaces magnétiques (Königl 1991).

(4) Les étoiles de type FU-Orionis sont supposées être des étoiles de type T-Tauri (CTTS) qui ont subi une augmentation de la luminosité bolométrique de plus de 5 magnitudes en moins de quelques mois (figure 1.14), attribuée à une violente instabilité dans le disque. Le spectre de l'étoile devient littéralement "noyé" par celui du disque, qui est alors bien reproduit par celui d'un disque d'accrétion standard (par ex., Hartmann & Kenyon 1987, Bell & Lin 1994). La largeur des raies en absorption est compatible avec une rotation képlérienne, avec des raies optiques en moyenne plus larges que celles dans l'infrarouge proche. Les taux d'accrétion déduits à partir du modèle standard sont de l'ordre de 10^{-5} à $10^{-3} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$, avec une perte de masse

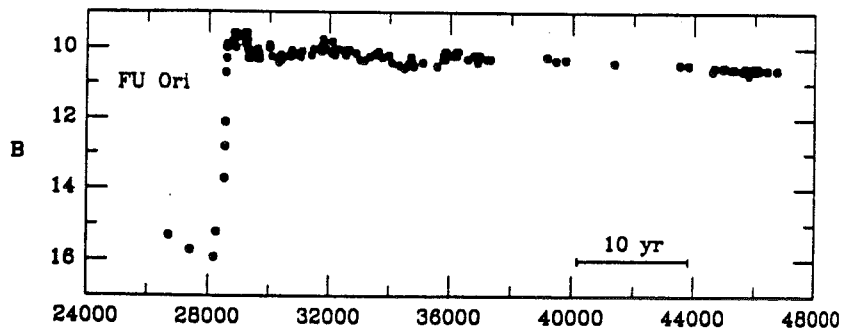


FIG. 1.14 - Courbe de lumière de l'étoile FU Orionis au cours du temps (Hartmann et al. 1993). Une augmentation de 5 magnitudes correspond à une amplification par un facteur 100 de la luminosité.

associée, calculée à partir de modélisations de la raie $H\alpha$, $\dot{M}_j \gtrsim 0.1\dot{M}_a$ (Crowell et al. 1987).

(5) Des cartes de polarisation permettent d'obtenir des contraintes sur la géométrie de structures à grande échelle. Ainsi, les observations sont reproduites à partir de diffusions multiples des photons issus de l'étoile sur de la matière circumstellaire, organisée en une structure aplatie. La taille d'un tel "disque" est de l'ordre de 10^3 à 10^4 UA (Bastien & Ménard 1990).

(6) Pour les sources enfouies, les indications de la présence d'un disque d'accrétion reposent sur i) la forme du spectre dans l'infrarouge moyen (Adams et al. 1987); ii) les observations d'un coeur compact par interférométrie millimétrique, indiquant la présence de matière dense circumstellaire d'une taille de l'ordre de quelques dizaines d'unités astronomiques (Keene & Masson 1990).

La détermination du taux d'accrétion ainsi que de tous les paramètres physiques du disque (colonne densité, densité, température, vitesses) dépend complètement du modèle. Pour les sources enfouies, le taux d'accrétion est simplement estimé à partir du bilan global du disque standard, en supposant que la luminosité infrarouge provient de la diffusion du rayonnement du disque par l'enveloppe

$$L_{IR} \simeq \frac{GM_*\dot{M}_a}{2R_*}$$

En utilisant cette méthode, Hartigan et al. (1994) trouvent des taux d'accrétion de l'ordre de $6 \cdot 10^{-6}$ à $10^{-5} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$.

Pour des sources visibles (CTTS), le taux d'accrétion est obtenu en soustrayant au spectre total celui issu de l'étoile. L'ajustement des excès infrarouge et ultra-violet de ce nouveau spectre par celui d'un disque d'accrétion standard et d'une couche limite permet alors de remonter aux propriétés des disques (Bertout et al.

1988). Les taux d'accrétion obtenus par cette méthode varient plutôt entre $5 \cdot 10^{-8}$ et $5 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$.

Cette méthode pose plusieurs difficultés. Tout d'abord, la présence du continuum optique et UV responsable du "veiling" introduit une incertitude dans le spectre intrinsèque de l'étoile. Ensuite, toutes les T-Tauri ne peuvent être modélisées simplement par un modèle de disque standard. Ainsi, sur un échantillon de 86 étoiles, Beckwith et al. (1990) trouvent un indice spectral infrarouge distribué dans l'intervalle $[-2, 0]$ (-2 correspondant à l'indice d'un disque standard). Il faut alors invoquer soit (i) la réillumination d'un disque passif s'évasant de façon *ad-hoc* par le rayonnement de l'étoile (Kenyon & Hartmann 1987), soit (ii) un processus de chauffage non-visqueux également *ad-hoc* produisant une loi de température $T \propto r^{-q}$ avec $q = 1/2$ au lieu de $3/4$ (Adams et al. 1988), soit (iii) une troisième composante de poussière à haute altitude, comme un jet issu du disque ou une enveloppe résiduelle en effondrement, qui réillumine par diffusion les régions externes du disque et augmente ainsi le rayonnement infrarouge lointain (Natta 1993).

1.2.4 Interrelations entre accrétion et éjection

Nous avons vu quels sont les indicateurs d'accrétion ainsi que les divers traceurs d'éjection. Dans le schéma évolutif présenté au début de cette section, il est clair que l'éjection est plus puissante pour des sources de classe I que pour les sources plus évoluées de classe II. Cependant ceci pourrait être lié à l'étoile elle-même et il est important de discerner s'il existe des interrelations entre les traceurs de jets et ceux d'accrétion.

1. Cabrit et al. (1990) ont effectivement trouvé dans les CTTS une telle corrélation entre les signatures de jets (luminosité de la raie $H\alpha$ pour le jet à petite échelle et luminosité dans la raie interdite $[O\ I]$, pour le jet à plus grande échelle) et celle du disque (excès infrarouge après soustraction de la contribution stellaire). Les deux luminosité des raies sont bien corrélées entre elles, mais pas avec celle de l'étoile (figure 1.15). Ils concluent donc que l'éjection est alimentée par l'énergie mécanique issue d'un disque d'accrétion et estiment $\dot{M}_j \sim 0.1 \dot{M}_a$.
2. En utilisant les mêmes méthodes de détermination du taux d'accrétion et de perte de masse dans les jets que dans les CTTS, les valeurs estimées pour les étoiles de type FU-Orionis sont de deux ordres de grandeur supérieures, dans

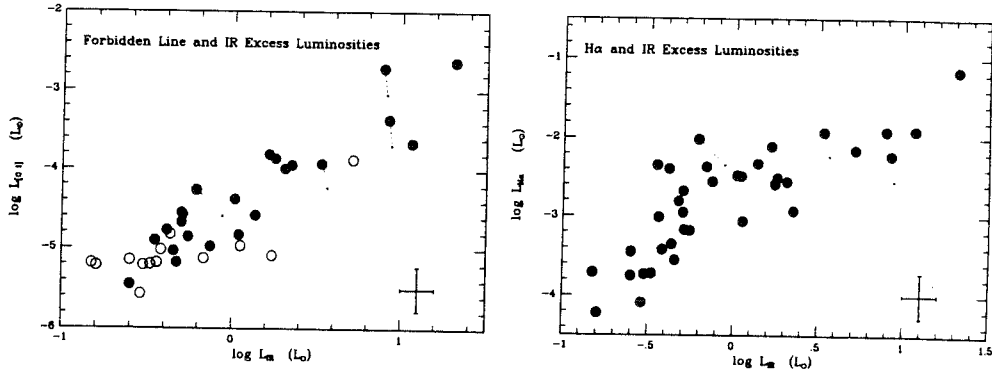


FIG. 1.15 - Corrélation entre les luminosités des raies $H\alpha$ et $[O I]\lambda 6300$ et l'excès infrarouge, pour un échantillon de 36 étoiles. La croix à droite indique la barre d'erreur moyenne sur les luminosités (Cabrit et al. 1990).

le rapport $\dot{M}_j \sim 0.1 \dot{M}_a$.

- Bien que comportant certaines incertitudes (voir Masson & Chernin 1994), il existe une corrélation entre les paramètres des flots moléculaires et la luminosité bolométrique des sources enfouies (Lada 1985, Cabrit & Bertout 1992). Cette luminosité étant supposée provenir de l'accrétion, cette corrélation indique une relation étroite entre accrétion et éjection dans les sources de classes 0 et I.

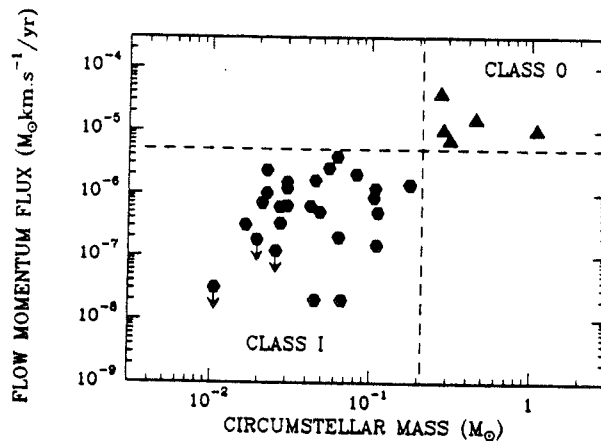


FIG. 1.16 - Corrélation entre le flux d'impulsion du flot moléculaire et la masse circumstellaire de la source enfouie (i.e. le flux millimétrique), pour un échantillon de 28 classes I et 5 classes 0 de faible luminosité, $L_{bol} < 100L_{\odot}$ (Bontemps et al. 1994).

- Bien que la grande majorité des sources enfouies possède un flot moléculaire certaines n'ont pas de flot bien développé. A partir d'observations à 1.3 mm

sur un échantillon de 25 sources enfouies de faible luminosité ($L_{bol} < 10^2 L_{\odot}$), Cabrit & André (1991) ont mis en évidence que la puissance d'un flot moléculaire est fortement corrélée à la masse circumstellaire. Bontemps et al. (1994) ont ensuite affiné ce résultat en montrant qu'il y avait en fait une continuité entre les sources de classe 0 et celles de classe I, les premières étant celles qui ont les jets les plus puissants et le flux millimétrique (traceur de la masse) le plus fort (figure 1.16).

Au fur et à mesure que les observations s'affinent, il apparaît donc de plus en plus clairement que les deux processus d'accrétion et d'éjection sont interdépendants. Nous allons voir dans le chapitre suivant l'évolution des idées et les différents modèles élaborés pour expliquer la formation et la collimation des jets, ainsi que les conséquences de ces idées sur notre "vision" des régions centrales, inaccessibles à l'observation directe.

Chapitre 2

Des Modèles de Jets aux Modèles de Disques

La découverte de jets rapides très collimatés dans des contextes astrophysiques très différents est à l'origine de nombreux modèles qui tentent de répondre aux trois questions fondamentales que ces jets provoquent:

- 1) D'où provient la matière qui les compose?
- 2) Quelle est leur source d'énergie?
- 3) Quel est le processus de collimation?

Dans ce chapitre, je décris les modèles de jets les plus connus à travers les mécanismes physiques invoqués pour répondre au moins à l'une des questions précédentes. Cette description mettra alors en relief le consensus actuel qui reconnaît la difficulté de produire ces jets sans l'intervention du magnétisme.

De nombreux processus physiques ont été proposés pour rendre compte de l'accélération et la collimation des jets astrophysiques.

L'*accélération* peut être obtenue grâce à i) un gradient de pression, ii) une expansion dans une tuyère ("nozzle"), iii) un flux d'énergie magnétique.

La *collimation* des jets peut être extrinsèque (gradient de pression du milieu extérieur) ou bien intrinsèque (confinement magnétique ou absence de décollimation pour des jets supersoniques, ce qui nécessite alors une collimation initiale dans la région subsonique).

Alors que les modèles de disques d'accrétion ont relativement peu de contraintes observationnelles (chapitre 1), tout modèle de jet est généralement falsifiable grâce aux observations directes des jets (notamment par leur degré de collimation et les vitesses observées). Ainsi, ce sont surtout des contraintes de cohérence théorique

interne et la possibilité de former des jets qui permettent de discriminer les différents modèles de disques. A l'heure actuelle, il n'existe aucun modèle de jet qui réponde de façon satisfaisante aux trois questions précédentes, en interaction cohérente avec l'environnement proche du jet (disque et/ou objet central).

Dans le contexte des noyaux actifs de galaxies (NAGs), les modèles de jets suivants ont été successivement développés (par ordre chronologique):

- Modèles électromagnétiques impliquant des processus de hautes énergies et la présence d'un champ magnétique fort;
- Jets issus de disques d'accrétion géométriquement épais, avec un entonnoir permettant une collimation initiale des jets;
- Jets issus de disques d'accrétion géométriquement minces, képlériens et magnétisés.

Pour les objets stellaires jeunes, il demeure une ambiguïté concernant l'origine de la matière constituant les jets bipolaires. Alors qu'autour d'un trou noir la matière du jet ne peut provenir que du disque, il n'y a pas encore de consensus pour les jets d'étoiles en formation et il existe trois classes de modèles:

- Jets d'origine stellaire du type vent solaire,
- Jets issus d'une couche limite entre le disque et l'étoile,
- Jets issus de disques minces képlériens, magnétisés.

Dans ce qui suit, je décris brièvement les divers modèles en essayant de mettre en évidence les diverses difficultés qu'ils ont rencontré (pour plus de détails voir les revues de Begelman et al. 1984, Pudritz 1990, Wiita 1991, Königl & Ruden 1993).

2.1 Noyaux actifs de galaxies

Blandford & Rees (1974) furent les premiers à proposer un modèle pour les jets extragalactiques (figure 2.1). Dans ce modèle, un point central chaud éjecte de façon isotrope de la matière qui interagit ensuite avec un nuage plus dense en rotation, gravitationnellement lié à l'objet central. Des instabilités de Rayleigh-Taylor se développent à l'interface et la matière diluée du jet "percole" à travers le nuage, dans la direction de moindre résistance définie par son axe de rotation. L'écoulement est

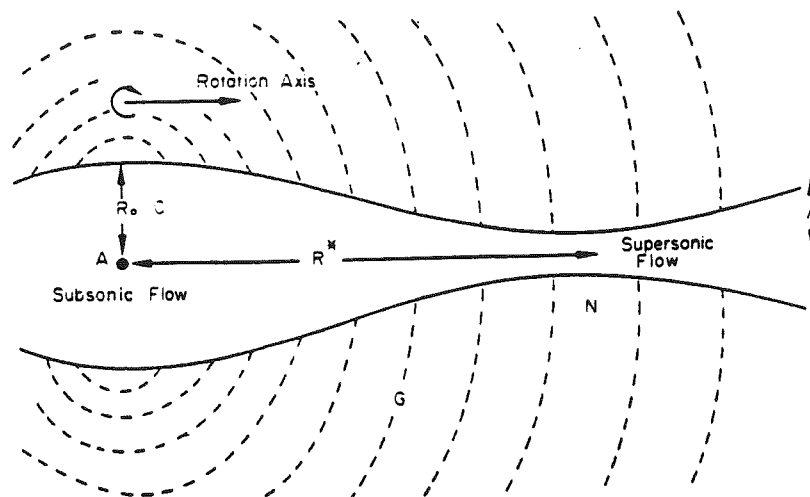


FIG. 2.1 - D'après Blandford & Rees (1974), un plasma chaud est émis de façon isotrope d'une région active (A) dans une cavité centrale (C). L'écoulement est confiné par la pression d'un nuage en rotation gravitationnellement lié (G), dont les isobares sont dessinés en pointillés. Il est continûment accéléré et devient transsonique en N, restant collimaté au-delà.

alors similaire à celui d'une tuyère ("De Laval nozzle"), la pression extérieure (introduite de manière ad-hoc) jouant le rôle de la section de la tuyère. Le fluide ne devient supersonique que pour des formes particulières de cette pression, qui doit être ajustée à l'énergie du flot. Norman et al. (1981) ont montré par des simulations hydrodynamiques qu'un tel processus est effectivement possible, mais qu'il ne peut rendre compte des jets les plus puissants et demande un ajustement très précis des conditions extérieures (sinon de virulentes instabilités de Kelvin-Helmholtz se déclarent).

Les modèles suivants se sont ainsi orientés vers la formation de jets collimatés et supersoniques dès leur origine (ceci a été ensuite confirmé par les observations VLBI ultérieures).

2.1.1 Processus électromagnétiques

Les premières idées de formation de tels jets (Lovelace 1976, Blandford 1976) sont issues des travaux de vents à partir de magnétosphères de pulsars (Goldreich & Julian 1969). Un disque d'accrétion conducteur traversé par un champ magnétique se comporte comme un pulsar axisymétrique ("unipolar inductor"): les lignes de champ magnétique étant en isorotation avec la matière, un champ électromoteur poloidal $\mathbf{E}_p = -\Omega r \mathbf{e}_\phi \times \mathbf{B}_p$ est créé dans le disque et provoque une gigantesque différence

de potentiel entre les bords interne et externe du disque, de l'ordre de 10^{20} V. Ceci induit alors un courant dans le disque qui doit être fermé par une magnétosphère conductrice. Celle-ci étant supposée peu dense il n'y a pas d'électro-neutralité locale. Ainsi, si le champ magnétique est aligné avec le vecteur rotation ($\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{B} > 0$), un flot de protons emportent le courant hors du disque tandis que des électrons, éjectés dans les régions internes, alimentent le disque en courant. La situation inverse se produit lorsque le champ magnétique est anti-parallèle ($\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{B} < 0$).

L'inertie négligeable du plasma permet alors de décrire la magnétosphère par une structure "force-free", où la force électromagnétique sur les particules est nulle,

$$\mathbf{F}_{em} = \rho^* \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0$$

la divergence du champ électrique étant contrôlée par la densité de charges ρ^* . Une telle magnétosphère produit alors un champ électrique $\mathbf{E}_{\parallel} = -B_{\phi} \mathbf{J}_p / \rho^*$ parallèle au champ magnétique, capable d'accélérer les particules jusqu'à des vitesses relativistes et de former ainsi des faisceaux d'électrons ou de positrons. Cette composante résulte de la torsion des lignes de champ (B_{ϕ}) engendrée à proximité du "cylindre" de lumière. Pour chaque ligne de champ magnétique, tournant à une vitesse angulaire rigide Ω , il existe un rayon $r_L = c/\Omega$ au-delà duquel la vitesse de rotation devient superluminique. Il se dessine alors sur la structure magnétique une surface, qui est un vrai cylindre lorsque toutes les lignes ont même vitesse angulaire. A proximité de cette surface, la matière ne peut plus être en isorotation avec le champ (il faut alors prendre en compte son inertie) et provoque une torsion de la ligne.

Cependant, ce mécanisme d'accélération électrostatique du plasma est fortement improbable. En effet, les photons issus du disque devraient donner lieu à une densité de paires d'électrons-positrons, de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle qu'il faut pour maintenir l'approximation "force-free" (Phinney 1983). Il faut alors tenir compte de l'inertie du plasma électriquement neutre et donc utiliser le formalisme de la MHD relativiste.

Benford (1978) a le premier envisagé le circuit électrique global requis pour un jet magnétisé, où un courant de retour relie la magnétosphère de l'objet central aux chocs terminaux des radio sources doubles. Dans ce contexte, il a étudié la stabilité d'un faisceau de particules traversé par un courant. Ce faisceau serait éjecté d'une magnétosphère et engendrerait son propre courant (et donc un champ magnétique). La présence de ces courants modifie notablement la dynamique du faisceau de particules dès lors que la densité d'énergie du champ engendré devient comparable à celle de la matière. En particulier, il a mis en évidence que ces courants induisent

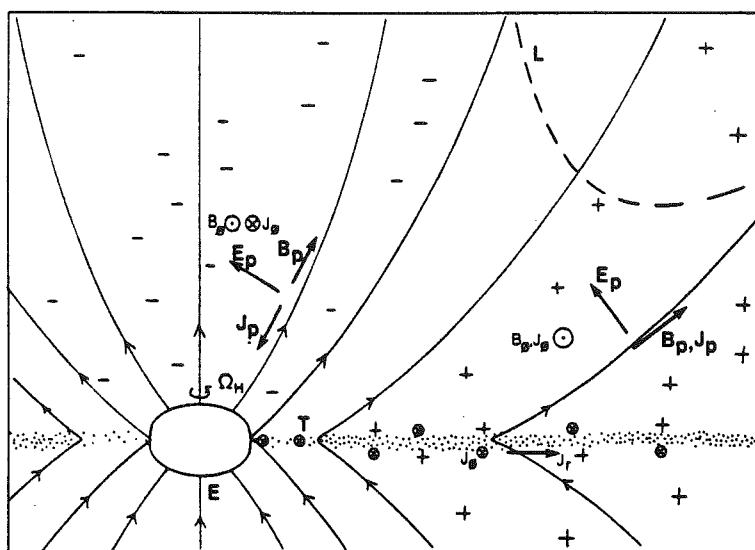


FIG. 2.2 - Magnétosphère d'un trou noir de Kerr entouré d'un disque d'accrétion, pour des lignes de champ paraboliques (Blandford & Znajek 1977). Le champ toroïdal est produit par un courant qui circule sur l'axe vers le trou noir et rejoint le disque par une zone de transition (T), dont la structure reste à spécifier. Les lignes de champ magnétique qui traversent le disque introduisent une modification du "cylindre" de lumière (L), défini par les lignes ancrées dans le trou noir (Blandford 1976). L'énergie de rotation du trou noir est extraite par les lignes de champ magnétique qui le traversent et est transférée en énergie cinétique des particules, dans une zone d'accélération mal définie.

une force de confinement transverse au jet, équilibrée par la pression interne du jet. De plus, il a montré que ces courants pouvaient stabiliser les jets vis-à-vis des instabilités de Kelvin-Helmholtz, déclenchées à l'interface entre le jet et le milieu extérieur.

Blandford & Znajek (1977) ont élaboré un modèle se basant sur un mécanisme d'extraction électromagnétique de l'énergie d'un trou noir de Kerr en rotation rapide (figure 2.2). Dans ce modèle, des lignes de champ magnétique traversent le trou noir, lui extraient son énergie et la transfèrent au plasma dilué de la magnétosphère d'un disque d'accrétion (la présence du disque permet également de maintenir le champ magnétique dans le trou noir). Ce mécanisme est analogue à celui de Penrose (1969)¹, si l'on considère que des particules en-deçà de l'horizon interagissent avec

¹Si une masse située dans l'ergosphère d'un trou noir, c'est à dire entre son horizon et le rayon de dernière orbite circulaire stable, se divise en deux parties et si l'une des deux tombe dans l'horizon, celle qui reste récupère une énergie supplémentaire provenant de l'énergie de rotation du trou noir.

des particules situées loin du trou noir par l'intermédiaire du champ magnétique.

Damour (1978) a montré l'analogie du trou noir avec une sphère conductrice en rotation dans un champ magnétique. Un circuit électrique peut alors s'établir avec le disque d'accrétion et un flux de Poynting permet de transporter de l'énergie. Phinney (1983) a ainsi démontré que l'efficacité maximale du processus d'extraction d'énergie du trou noir (Blandford & Znajek 1977) était atteinte lorsque l'impédance Z_∞ de la charge terminale du circuit était adaptée à celle du trou noir $Z_{TN} = (\mu_o/\epsilon_o)^{1/2} \simeq 377$ Ohms (voir aussi Thorne et al. 1986). Un tel processus pourrait effectivement donner lieu à des jets relativistes collimatés.

Récemment, Punsly & Coroniti (1990) ont mis en évidence une difficulté concernant ce processus. Comme l'horizon du trou noir se trouve nécessairement en-deça du point critique magnétosonique lent pour la matière tombant dans le trou, celui-ci n'est plus relié causalement à l'écoulement et ne peut plus être également la source du courant requis pour le circuit ("unipolar inductor"). Les deux régions de l'écoulement (disque d'accrétion et jet à l'infini) ne pouvant pas communiquer, une solution stationnaire franchissant les divers points critiques ne peut pas s'établir. Cependant, il est possible que l'information sur le moment cinétique du trou noir se propage à travers la métrique plutôt qu'à travers le champ, et cela bien au-delà de l'horizon puisque le trou noir met également en rotation l'espace proche (Blandford 1992). Ainsi, la difficulté d'un traitement MHD en relativité générale ainsi que les incertitudes concernant les divers mécanismes invoqués ne permettent pas encore le complet développement d'un tel modèle.

2.1.2 Disques épais super-critiques

Lorsqu'un disque d'accrétion est alimenté par un flux de masse super-critique, c'est à dire $\dot{M}_a \gtrsim \dot{M}_{\text{Edd}}$ avec $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/c^2$ (où $L_{\text{Edd}} = 4\pi m_p GM/\sigma_T c$ est la luminosité d'Eddington, de l'ordre de 10^{46} erg.s⁻¹ pour un trou noir de $10^8 M_\odot$), la pression de radiation devient trop importante et il ne peut plus rester mince (Shakura & Sunyaev 1973). Ces auteurs avaient déjà proposé que dans de telles conditions il en résulterait de l'éjection de matière. Lynden-Bell (1978) a suggéré que cette éjection était favorablement produite dans les entonnoirs ("funnels") créés autour de l'axe de rotation du disque épais, "gonflé" par la pression de radiation. La résolution de la structure de tels disques n'est pas facile car ils sont bi-dimensionnels non-képlériens. En général, il faut se donner une distribution plausible du moment cinétique spécifique du disque et supposer que le chauffage visqueux interne est

globalement équilibré par le rayonnement à la surface du disque (Abramowicz et al. 1980, Jaroszynsky et al. 1980, Paczynsky & Wiita 1980). La forme du disque est alors une équipotentielle due aux forces de gravité et centrifuge dont l'angle d'ouverture de l'entonnoir dépend de la prescription sur le moment cinétique.

Tous les modèles de jets propulsés par la pression de radiation fortement anisotrope dans ces entonnoirs, en ne considérant que des particules test (Abramowicz & Piran 1980, Sikora & Wilson 1981, Narayan et al. 1983) ou en faisant un traitement hydrodynamique (Fukue 1982, 1983, Calvani & Nobili 1983, Nobili et al. 1985), ont échoué à produire des jets rapides. Ils obtiennent un facteur de Lorentz $\gamma \sim 2$, tandis que les observations VLBI de mouvements superluminiques requièrent des facteurs de l'ordre de 10 (voir chapitre précédent). De plus, la collimation obtenue n'est pas suffisante donnant des angles d'ouverture de l'ordre de 10° à 20° , tandis que les observations indiquent des angles de collimation inférieurs à 10° . Ce résultat a été confirmé plus récemment par les simulations numériques axisymétriques effectuées par Eggum et al. (1988). Commencant leurs simulations à partir d'un disque mince, visqueux, super-critique, ces auteurs obtiennent un disque épais composé de quatre zones distinctes: (A) un cœur convectif, (B) une zone d'accrétion vers le trou noir, (C) une photosphère (délimitant ainsi les bords de l'entonnoir avec un angle d'ouverture 25° à 35°) fournissant matière et énergie à (D) un jet subrelativiste, optiquement mince (figure 2.3). Cependant, ces simulations, qui couplent hydrodynamique et transfert de rayonnement, ne prennent pas en compte l'advection d'énergie interne, négligeant donc un terme de transport important lorsque le disque est épais.

Ferrari et al. (1984, 1985a,b), en suivant la démarche de Blandford & Rees (1974) et en utilisant des résultats issus de la théorie des vents stellaires, ont montré que le fluide subissait une accélération dans l'entonnoir analogue à celle d'une expansion dans une tuyère. Non seulement la forme mais également la hauteur de l'entonnoir influencent très fortement l'écoulement et introduisent des points critiques soniques multiples. De plus, pour des paramètres typiques il existe une multiplicité de solutions de jets associées à une même condition aux limites à la base du jet, avec la possibilité de formation de chocs. Il est alors peu probable que de tels jets, qui ne peuvent être décrits par une approche stationnaire car subissant de fortes variations temporelles, puissent décrire les jets observés à grande échelle.

Papaloizou & Pringle (1984, 1985) ont étudié analytiquement la stabilité des disques épais à des perturbations *non-axisymétriques* et ont ainsi découvert une instabilité avec un temps de croissance dynamique. Cette instabilité, qui correspond

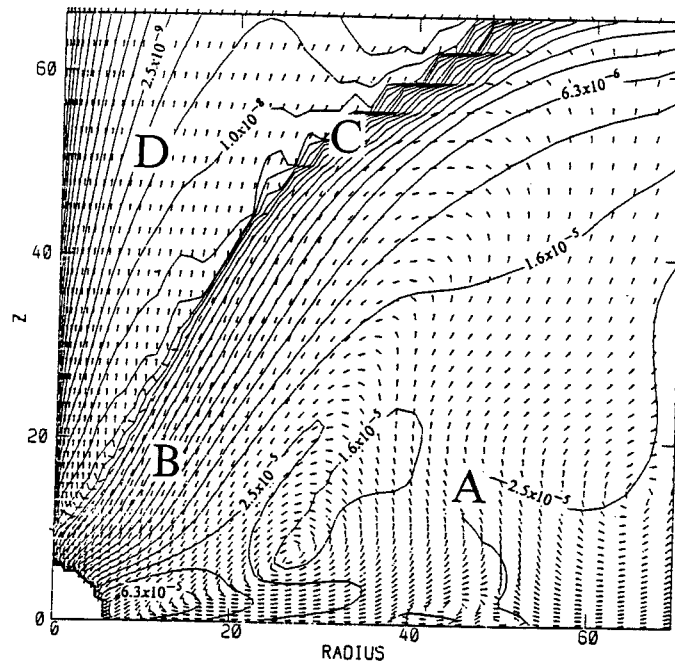


FIG. 2.3 - Contours de densité et vecteurs vitesse d'un disque axisymétrique, géométriquement épais super-Eddington avec $\dot{M}_a = 4\dot{M}_{\text{Edd}}$. Les quatre zones décrites dans le texte sont représentées, r et z étant en unités de GM/c^2 (Eggum et al. 1988).

à des ondes qui se réfléchissent aux bords interne et externe du disque épais, est très virulente et pourrait amener sa destruction. La situation n'est cependant pas très claire car ces calculs nécessitent de fortes approximations et il est possible que la prise en compte du mouvement d'accrétion sur le trou noir, qui doit devenir supersonique, empêche la réflexion de l'onde au bord interne du disque et limite ainsi sa croissance (Blaes 1987).

Par ailleurs, Turolla & Zaninetti (1986) ont considéré analytiquement l'interaction d'un jet optiquement épais (pour lequel l'accélération par la pression de radiation est la plus efficace) avec les surfaces de l'entonnoir. Ils ont ainsi mis en évidence que des instabilités de Kelvin-Helmholtz peuvent détruire le jet et convertir sa puissance cinétique en luminosité.

Zurek & Benz (1986) ont effectué des simulations numériques 3-D de disques épais, non-visqueux, isentropiques. Ils ont montré qu'un tel disque, avec un moment cinétique initialement constant, évolue sous l'effet de ces instabilités (qui agissent donc comme une viscosité effective) vers une situation où le moment cinétique est redistribué dans le disque. L'angle d'ouverture de l'entonnoir s'élargit de telle sorte qu'il devient difficile d'obtenir les angles requis pour l'accélération par pression de radiation. Récemment, Hawley (1990) a confirmé par des simulations numériques 3-

D les résultats de l'analyse 2-D, montrant la destruction du disque. Les instabilités du disque saturent par couplage non-linéaire des modes en formant des "planètes", sortes de bulles de fluide ellipsoïdales en rotation autour du trou noir.

Cependant, au-delà des difficultés théoriques et des instabilités (souvent calculées dans des conditions idéalisées) dont souffrent les disques épais, il apparaît surtout que ce type de modèles ne peut produire ni des jets rapides (pour les composantes VLBI), ni une collimation suffisante (pour le jet à grande échelle).

2.1.3 Disques épais sous-critiques

S'inspirant à la fois d'un modèle de disque d'accrétion à deux températures (Shapiro et al. 1976) et du processus d'accélération de matière par extraction de l'énergie de rotation d'un trou noir (Blandford & Znajek 1977), Rees et al. (1982) ont proposé une alternative au modèle de disque épais ci-dessus, applicable au cas de certaines radio galaxies où l'émission du noyau semble être négligeable devant la puissance cinétique des jets (figure 2.4).

Si le disque est alimenté par un taux d'accrétion sous-critique tel que

$$\dot{M}_a < 50 \alpha_v^2 \dot{M}_{\text{Edd}}$$

où α_v est le paramètre de viscosité du disque standard (voir chapitre 1, partie II), il devient suffisamment peu dense pour que le couplage par interactions coulombiennes entre les ions et les électrons devienne inefficace. Le disque n'est alors plus thermalisé et les électrons se refroidissant très rapidement, on obtient un disque optiquement mince et géométriquement épais à deux températures ($T_i \gg T_e$, où $k_B T_i \sim m_p c^2 r_g / r$ et $k_B T_e \sim m_e c^2$), soutenu contre la gravité par la pression du gaz (ions).

De tels disques forment alors également des entonnoirs autour de leur axe de rotation, analogues à ceux des disques super-critiques. Cependant, étant sous-critiques la pression de radiation dans l'entonnoir n'est pas suffisante pour accélérer des jets, qui nécessitent une autre source d'énergie. Rees et al. (1982) ont ainsi proposé que des lignes de champ magnétique advectées et confinées par le disque traversent le trou noir en rotation rapide et extraient son énergie de rotation en la transférant à la matière de l'entonnoir (voir aussi Phinney 1983). Ce plasma donnerait lieu à un jet auto-collimaté par la tension magnétique (Blandford 1976, Chan & Henriksen 1980).

Ce modèle doit faire face cependant à plusieurs problèmes: i) tout d'abord, la complexité de l'ensemble des phénomènes invoqués rend la modélisation difficile

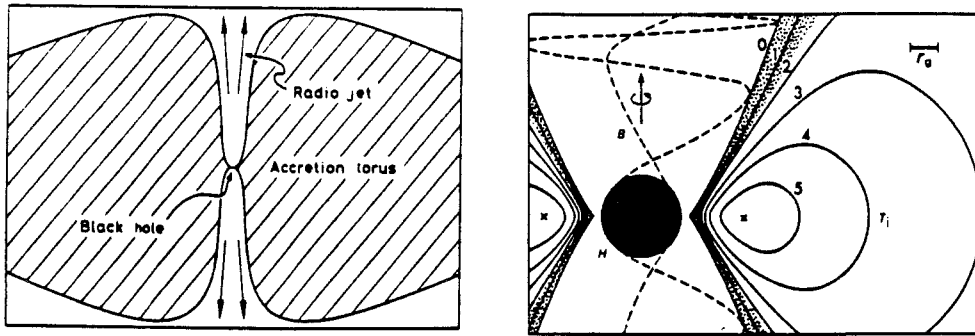


FIG. 2.4 - A gauche, image globale d'un disque sub-Eddington, géométriquement épais et optiquement mince, formant des jets relativistes dans l'entonnoir défini par les bords du disque (Rees et al. 1982). A droite, le trou noir central en rotation rapide, traversé par des lignes de champ magnétique (pointillés) qui lui extraient son énergie de rotation par le processus de Blandford & Znajek (1977). Les contours définissent des isothermes en unités de 10^{11} K (température des ions). Un courant poloïdal circule le long de l'axe, le courant de retour et un fort courant toroïdal circulant sur les bords du disque (zone grisée).

(disque épais magnétisé, élucidation du processus de Blandford & Znajek (1977) dans ce contexte); ii) ensuite, ce modèle est également soumis aux instabilités des disques épais, citées plus haut; iii) finalement, la non-thermalisation du disque pourrait être mise en défaut par des processus turbulents non pris en compte (Begelman & Chiueh 1988).

Begelman et al. (1987) ont montré que la prise en compte de la création de paires dans le disque (due aux hautes températures, $T_i(r_g) \sim 10^{12}$ K), qui induisent des collisions supplémentaires entre les espèces où les ions perdent leur énergie au profit des électrons, entraîne un refroidissement du disque. Il est alors possible d'obtenir à nouveaux dans les rayons internes un anneau de matière opaque et mince. Une telle situation est probablement instable, l'anneau opaque continuant de s'étendre vers l'extérieur en "refroidissant" le disque épais grâce aux photons qu'il émet.

Au vu de l'ensemble des difficultés rencontrées par ce modèle, il semble incertain voire improbable qu'il puisse décrire les jets observés.

2.1.4 Disques minces magnétisés

Chan & Henriksen (1980) ont été les premiers à considérer l'effet d'un champ magnétique faible à grande échelle sur la collimation d'un jet de matière issu d'un objet central (disque épais). En utilisant une formulation auto-similaire qui leur

permet de traiter la bi-dimensionalité du problème, ils ont démontré que le champ confine effectivement le plasma et peut même introduire des oscillations du rayon du jet (voir aussi Achterberg et al. 1983).

Cependant, ce sont Blandford & Payne (1982) qui ont réellement ouvert le champ d'investigation des jets auto-collimatés par un champ magnétique. Des lignes de champ magnétique ouvertes (configuration bipolaire) traversent de part en part un disque d'accrétion képlérien, mince. Ces lignes prélèvent énergie et moment cinétique du disque² et les transfèrent à la matière du jet qui est ainsi accélérée. Au-dessus du disque, la matière est gelée au champ magnétique et se comporte comme des perles enfilées le long de fils rigides en rotation (Henriksen & Rayburn 1971). Ce processus ne se produit que pour des lignes de champ inclinées de plus de 60° vis-à-vis de la verticale (voir section 3.2, partie II). Comme la force magnétique est nulle le long des lignes de champ, cette accélération est supposée provenir d'un mécanisme centrifuge.

L'étude du comportement asymptotique des équations des jets magnétisés a permis de montrer que dans le cas classique commun aux objets jeunes et aux NAGs (Herwaerts & Norman 1989) comme dans le cas relativiste propre aux NAGs (Chiueh et al. 1991), ceux-ci étaient toujours collimatés. Si le jet transporte un courant la collimation obtenue est cylindrique, tandis que pour un courant asymptotiquement nul la collimation des jets est parabolique. Ces propriétés ne sont valables que si les jets franchissent convenablement les différentes surfaces critiques (Alfvén et magnéto-sonique rapide). C'est dans le traitement 2-D des surfaces critiques (dont la position est *a priori* inconnue) que réside toute la difficulté des modèles de jets magnétisés. Ainsi, le traitement auto-similaire effectué par Blandford & Payne (1982) permet de ramener le problème 2-D à un problème à 1-D où les diverses grandeurs physiques du jet sont supposées varier comme des lois de puissance du rayon sphérique dans une direction donnée. Ils ont résolu semi-analytiquement la structure du jet pour une distribution du champ magnétique sur le plan du disque variant comme

$$B_z(r, 0) \propto r^{-5/4}$$

c'est à dire pour $u_r \propto \Omega_K r \propto C_s \propto V_A$ dans le disque (où C_s et V_A sont respectivement la vitesse du son et la vitesse d'Alfvén). Ils obtiennent ainsi des jets subrelativistes issus de disques d'accrétion képlériens, qui deviennent ensuite auto-collimatés dans la région super-Alfvénique. Cependant, leur prescription sur le flux

²Qui n'a ainsi plus besoin de viscosité anormale comme dans les modèles précédents, le moment cinétique étant emmené par les jets.

magnétique a rejeté la surface magnéto-sonique rapide à l'infini³. L'inconvénient majeur de ce type de solutions auto-similaires (mis à part le fait qu'elles sélectionnent des solutions particulières) est dû au fait qu'il faut introduire des coupures *à la main* aux petits et aux grands rayons dans le disque, parce que ce type de solutions ne tient pas compte des conditions aux limites latérales.

La plupart des modèles ultérieurs de jets MHD issus de disques ont donc essayé de construire des solutions plus générales, l'idéal étant de pouvoir s'affranchir de l'hypothèse d'auto-similarité. Je ne décris dans cette partie que les modèles de jets relativistes élaborés pour les noyaux actifs de galaxies. Le cas des jets classiques (newtoniens), étant commun aux noyaux actifs de galaxies et aux objets stellaires jeunes, fait l'objet d'une autre partie.

Jets MHD relativistes

Le problème complet consiste donc à résoudre une situation stationnaire 2-D (axisymétrique), en tenant compte de l'inertie du plasma et en satisfaisant simultanément la conservation de l'énergie de l'écoulement (équation de Bernoulli, qui donne la vitesse du plasma pour un champ magnétique fixé) et l'équilibre transverse des surfaces magnétiques (équation de Grad-Shafranov, qui permet de calculer les surfaces magnétiques connaissant les mouvements du plasma). Il n'existe actuellement aucune solution de jets qui remplisse l'ensemble de ces conditions. En particulier, la façon dont se produit la répartition entre le flux d'énergie cinétique et le flux de Poynting MHD, ainsi que le degré de collimation atteint en fonction de cette répartition, ne sont pas encore compris.

Camenzind (1986a) a établi les équations de la MHD idéale relativiste dans une métrique axisymétrique quelconque. Il a montré que dans le cas relativiste comme dans le cas classique, l'équation de Bernoulli contient deux surfaces critiques magnéto-soniques lente et rapide, tandis que la surface d'Alfvén est une surface critique pour l'équation de Grad-Shafranov. Il n'existe aucune autre surface critique et le "cylindre" de lumière (défini par $r_L = c/\Omega_*$, où Ω_* est la vitesse angulaire d'une sur-

³L'auto-similarité introduit une modification du point critique magnéto-sonique rapide (voir discussion sur les points critiques section 3.1, partie II). Ainsi, un modèle peut donner lieu à des jets qui, en utilisant l'expression habituelle de la vitesse magnéto-sonique rapide (FM), deviennent super-FM mais ne franchissent pas le véritable point critique des équations correspondant à un point FM modifié (il est rejeté à l'infini). Le franchissement du point critique imposant une contrainte, il n'est pas certain que ce type de solution donne lieu à des jets qui vont jusqu'à l'infini avec une vitesse non-nulle.

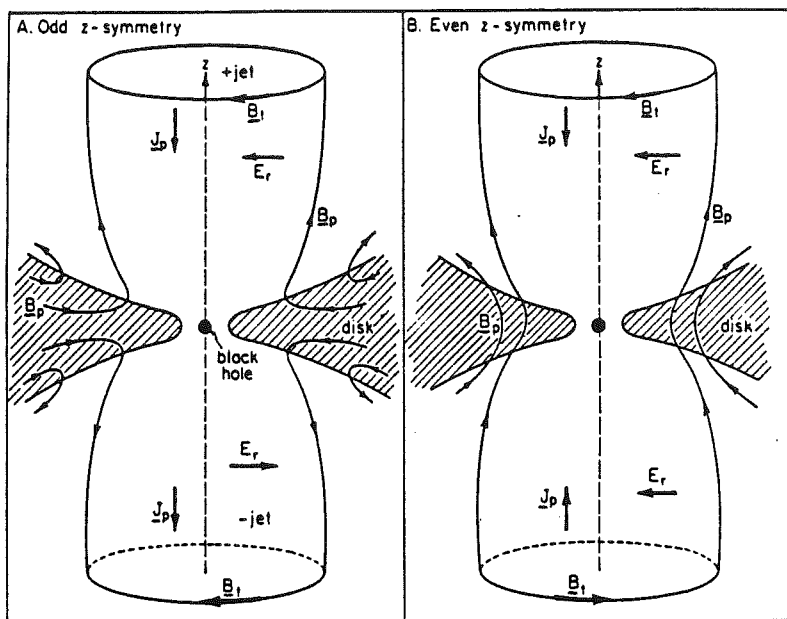


FIG. 2.5 - Configurations magnétiques donnant lieu à des jets symétriques de part et d'autre du plan du disque (dessin issu de Lovelace et al. 1987): cas A, configuration quadrupolaire (symétrie impaire du champ); cas B, configuration bipolaire (symétrie paire).

face magnétique donnée) n'est critique que dans le cas "force-free", où le plasma est si dilué que $V_A \simeq c$. L'écoulement le long d'une surface magnétique peut être alors décrit par 5 constantes sur ces surfaces: la vitesse angulaire Ω_* , le flux de masse par unité de flux magnétique, l'énergie totale, le moment cinétique total et l'entropie par unité de flux magnétique. L'étude de l'écoulement le long d'une surface magnétique permet ensuite de ramener le problème à un cas uni-dimensionnel (en la variable $x = r/r_L$) connaissant la géométrie de ces surfaces.

Il a ensuite appliqué ce formalisme dans le cas d'une métrique de Minkowski, en se fixant le champ magnétique (monopôle) et en calculant l'écoulement le long des surfaces magnétiques (Camenzind 1986b). Il a montré que le facteur de Lorentz asymptotique (de l'ordre de 1 à 5) atteint par le jet super-magnéto-sonique rapide était déterminé par son énergie totale. L'influence du plasma sur le champ n'a pas été prise en compte.

L'équation de Grad-Shafranov permet de calculer la forme des surfaces magnétiques connaissant le courant toroïdal. Ce courant dépend dans le cas général du courant poloïdal dans le disque, de l'inertie de la matière. Une approximation linéaire sur le courant poloïdal a permis à Lovelace et al. (1987) de résoudre quasi-

analytiquement cette équation dans la limite “force-free”. Ils ont ainsi obtenu des jets qui ne peuvent se collimater qu’à l’intérieur du cylindre de lumière ($r_\infty < r_L$). Cette solution de jets est raccordée à une solution *compatible* (ansatz) avec l’équation d’induction du champ à l’intérieur du disque, dans le cas d’une configuration magnétique quadrupolaire (figure 2.5). Cependant, les observations montrent que les rayons des jets sont supérieurs au rayon du cylindre de lumière, ce qui signifie qu’une approximation linéaire est trop grossière.

Appl & Camenzind (1993a,b) ont montré dans la même limite “force-free” 1-D, mais en imposant un profil ad-hoc du courant radial sur le disque, que des jets pouvaient effectivement se collimater au-delà du cylindre de lumière. De plus, ils ont mis en évidence que le profil du courant détermine de façon cruciale la forme des surfaces magnétiques ainsi que le rayon du jet. Par ailleurs, de tels jets relativistes doivent être initialement collimatés par la pression extérieure jusqu’à ce que le confinement magnétique prenne le relais.

La résolution numérique 2-D de l’équation de Grad-Shafranov dans un cas “force-free” a été tout d’abord menée par Camenzind (1987), lorsque les lignes de champ proviennent de la magnétosphère d’un rotateur rapide ou d’une petite plage en rayon d’un disque d’accrétion. Dans ce cas, les surfaces magnétiques sont en rotation rigide et la surface d’Alfvén (qui est le cylindre de lumière) est parfaitement connue. La structure magnétique est obtenue en séparant les régions de part et d’autre de la surface critique et en résolvant par une méthode de relaxation un problème aux conditions aux limites. Or, comme le franchissement stationnaire de la surface d’Alfvén sélectionne les conditions physiques du jet en aval, les conditions aux limites imposées sont *a-priori* en contradiction avec la condition de régularité. Les solutions de surfaces exhibées présentent donc une discontinuité à la surface d’Alfvén.

Fendt et al. (1994) ont résolu ce problème en modifiant itérativement les conditions aux limites imposées aux bords externes de leur contour d’intégration. Ils obtiennent ainsi des conditions en aval dans le jet compatibles avec la surface d’Alfvén. Il devient beaucoup plus délicat d’utiliser une telle méthode lorsque les surfaces ne sont pas en rotation rigide, car la surface d’Alfvén n’est plus simplement déterminée. La structure magnétique étant alors connue (dans la limite “force-free” où la rétro-action de l’écoulement sur le champ est négligée), ils peuvent calculer ensuite les caractéristiques de l’écoulement. La résolution couplée des structures 2-D du champ et de l’écoulement est beaucoup plus complexe.

Li (1993) a construit des solutions quasi 2-D non auto-similaires de jets MHD (avec inertie), confinés par la pression extérieure (le courant total du jet est nul), à

partir d'une méthode très différente. A partir d'une surface magnétique proche de l'axe (dont la forme est arbitraire), il construit numériquement de proche en proche (résolution 1-D dans la direction locale normale à la surface) les surfaces extérieures, en satisfaisant à la fois la conservation de l'énergie et du moment cinétique ainsi que l'équilibre transverse décrit par l'équation de Grad-Shafranov. Cependant, la prescription initiale sur la forme de la première surface détermine le comportement de tout le jet. De plus, il n'y a aucune raison pour que la pression résultante à la dernière surface magnétique soit compatible avec celle du milieu extérieur (cette condition aux limites n'est pas prise en compte dans la construction avec les lois de conservation du jet).

Li et al. (1992) et Contopoulos (1994) ont généralisé le modèle classique de Blandford & Payne (1982) au cas relativiste. La vitesse caractéristique étant dans ce cas la vitesse de la lumière, l'auto-similarité qu'ils ont choisie impose que toutes les composantes de la vitesse varient de la même façon sur les surfaces magnétiques. En particulier, ils ne peuvent inclure les effets de gravité et de pression et donc ne peuvent traiter la région d'accélération centrale. De plus, la vitesse angulaire à la base du jet vérifiant $\Omega \propto r^{-1}$, leurs solutions sont incompatible avec un disque d'accrétion képlérien. Aussi, bien que ces modèles permettent de tester sur une plus grande plage le comportement asymptotique des jets MHD obtenus par Heyvaerts & Norman (1989) et Chiueh et al. (1991), ils ne peuvent décrire le jet dans son ensemble, depuis la région d'accélération proche du disque jusqu'à la région au-delà de la surface magnéto-sonique rapide.

Modèle à deux écoulements

Muxlow et al. (1988) et Roland et al. (1988) ont montré, à partir d'une analyse du spectre synchrotron des points chauds terminaux des jets issus de la radio galaxie Cygnus A, que les jets pouvaient être constitués de matière en mouvement d'ensemble subrelativiste ($v_j \sim 0.35c$) transportant la majeure partie de l'énergie mécanique issue de l'objet central. Les mouvements superluminiques observés à l'échelle VLBI seraient alors non pas la signature d'une éjection massive de plasma ultra-relativiste qui devrait céder son énergie au milieu interstellaire (mais aucune signature de cette interaction n'est observée) mais plutôt la signature d'une seconde composante rapide constituant le cœur des jets.

Les jets extragalactiques seraient donc composés de deux écoulements (Pelletier 1985): (1) un jet MHD dense, subrelativiste, issu d'un disque d'accrétion magnétisé

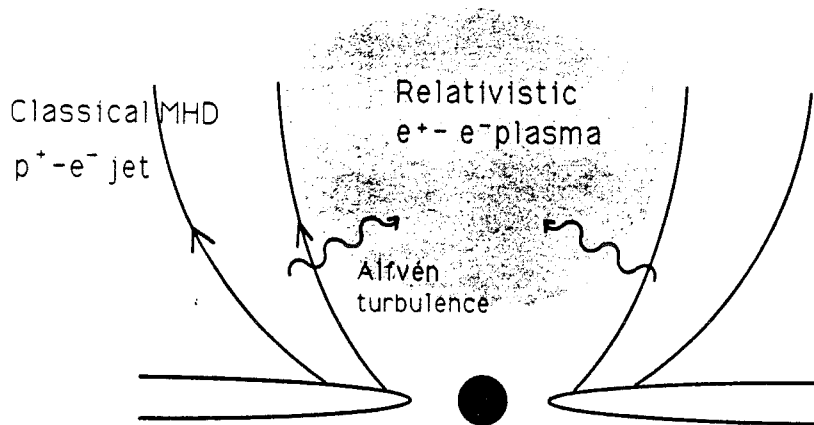


FIG. 2.6 - Vue schématique d'un noyau actif de galaxie émetteur radio ("radio-loud") avec deux écoulements. Un jet MHD subrelativiste dense s'échappe d'un disque d'accrétion képlérien, traversé par des lignes de champ magnétique ouvertes. Dans la région interne diluée du jet, un plasma de paires d'électrons-positrons, produit à partir des gamma issus par effet Compton Inverse des photons UV et X du disque, est accéléré jusqu'à des vitesses relativistes (par une turbulence d'ondes d'Alfvén, par exemple) et forme un faisceau collimaté par le jet extérieur (Henri & Pelletier 1991).

et donnant lieu aux jets à l'échelle du kiloparsec observés au VLA; (2) un faisceau d'électrons-positrons peu dense, ultra-relativiste, accéléré et confiné par le jet MHD dense et donnant lieu aux composantes VLBI à l'échelle du parsec ou inférieure.

Ce modèle à deux écoulements ("two-flow model") a été ensuite développé par Sol et al. (1989), Henri & Pelletier (1991), Pelletier & Sol (1992). Ce faisceau peut être chauffé par une turbulence d'ondes d'Alfvén (engendrée dans le jet dense MHD) et accéléré par l'évasement des surfaces magnétiques jusqu'à des facteurs de Lorentz de l'ordre de 10 (figure 2.6). Puis, il est détruit plus loin dans le jet par l'excitation d'ondes d'Alfvén et de Langmuir (Pelletier et al. 1988), lorsque la composante du champ magnétique parallèle à l'écoulement devient inférieure à la valeur critique $B_c = 3.2 \cdot 10^{-3} n^{1/2}$ G, où n est la densité locale du plasma. De plus, la présence d'un tel faisceau permet d'expliquer l'émission aux hautes énergies des quasars et des NAGs et en particulier une cassure dans le spectre, grâce à un effet d'opacité du faisceau différente selon la distance au trou noir (Marcowith et al. 1994).

Le travail présenté dans cette thèse, élaboré dans le cadre classique newtonien, se place naturellement dans le contexte de ce modèle pour les NAGs. Ce type de faisceau ne prélevant qu'une petite fraction de l'énergie disponible dans le jet, les

analyses du faisceau d'une part et de la structure MHD d'accrétion-éjection d'autre part peuvent être menées séparément.

2.2 Objets stellaires jeunes

Le développement des modèles de jets collimatés d'étoiles jeunes a suivi de près celui des jets extragalactiques.

Ainsi, Cantó (1980) puis Barral & Cantó (1981) ont proposé que l'étoile était la source d'une perte de masse isotrope, confinée par une pression anisotrope du milieu extérieure. Dans ce modèle, l'étoile est supposée entourée par une enveloppe auto-gravitante épaisse en forme de disque, qui canalise l'écoulement et le redirige vers l'axe de rotation de l'étoile (qui est également celui du disque), formant ainsi un jet. Celui-ci perd alors la majeure partie de son énergie interne dans le choc oblique avec le milieu extérieur, mais pas son impulsion ("momentum-driven outflow"). Le calcul hydrodynamique de l'écoulement n'est pas effectué et l'hypothèse la plus forte réside dans l'existence d'une situation de choc stationnaire, où la pression extérieure équilibre la pression dynamique de l'écoulement.

Königl (1982) a repris l'idée de Blandford & Rees (1974) d'accélération et collimation d'un vent isotrope issu de l'étoile par un processus analogue à celui d'une tuyère ("energy-driven outflow"). Dans ce modèle, le flot ne perd pas son énergie interne dans un choc et est donc susceptible de la reconvertir en énergie cinétique. La structure à grande échelle, nécessaire pour confiner l'écoulement et définir un axe privilégié où le flot est accéléré, serait la réminiscence du nuage primordial, aplati par la rotation seule (Boss 1987) ou bien aidée par un champ magnétique à grande échelle (Mouschovias 1976, Nagasawa & Nakano 1985). Un tel modèle souffre évidemment des mêmes difficultés que celui de Blandford & Rees (1974), à savoir: (1) l'accélération des jets est fortement dépendante de la forme de la tuyère modélisée par la distribution de pression extérieure et (2) l'extrême sensibilité de l'écoulement aux instabilités destructrices de Kelvin-Helmholtz.

Ainsi, même si le milieu extérieur est capable de produire une collimation des jets issus des régions centrales, il est fortement improbable que ce soit la seule source de confinement. Les modèles suivants ont donc essayé de produire des jets dont les propriétés sont moins dépendantes des conditions extérieures non maîtrisées.

2.2.1 Jets issus de l'étoile

Les étoiles en formation étant des objets très lumineux, la première idée pour expliquer la formation des jets fut celle de jets stellaires poussés par la pression de radiation de l'étoile ou produits par l'expansion thermique de son enveloppe chaude.

Quelle que soit la source d'opacité de la matière du jet, l'impulsion due à la pression de radiation de l'étoile ($\sim L_*/c$, où L_* est la luminosité de l'étoile et c la vitesse de la lumière) est beaucoup plus petite que l'impulsion terminale $\dot{M}_j v_\infty$ observée dans les jets (DeCampli 1981, Königl 1986). L'accélération par la pression de radiation de l'étoile semble de ce fait hautement improbable.

Dans les modèles de vents stellaires en expansion thermique, la condition de stationnarité relie la température de la couronne de l'étoile à la distance (et donc le taux de perte de masse à travers la loi de densité) où le flot devient supersonique (Parker 1958, voir aussi la section 3.1 de la partie II). Afin de donner lieu à une perte de masse significative ($\dot{M}_j > 10^{-9} M_\odot \text{yr}^{-1}$), la densité au point critique doit être suffisamment élevée, impliquant alors une température telle que les pertes radiatives du gaz coronal chaud serait de plusieurs ordres de grandeur supérieures à la luminosité de l'étoile (DeCampli 1981).

Un gradient de pression des ondes, engendrées par les mouvements turbulents à l'intérieur de l'enveloppe convective de l'étoile, pourraient également accélérer la matière de l'atmosphère (DeCampli 1981, Hartmann et al. 1982, Lago 1984). La longueur d'amortissement des ondes soniques étant trop petite, seules les ondes d'Alfvén se propageant le long des lignes de champ seraient pertinentes dans le processus d'éjection (ce type d'ondes a auparavant été considéré dans le cas du Soleil, Alazraki & Couturier 1971). En négligeant les effets dissipatifs, l'efficacité d'un tel mécanisme (qui requiert un champ magnétique de l'ordre du kilogauss à la surface de l'étoile) donne lieu à une puissance mécanique fournie aux jets $L_j \sim \dot{M}_j v_\infty^2$ de l'ordre de 10 % de la puissance des ondes. Or, les observations montrent que la puissance des jets varie entre 1 et 10 % de la luminosité bolométrique. Un mécanisme d'accélération par ondes nécessiterait alors une puissance dans ces ondes (et donc dans la turbulence qui les engendre) comparable à celle rayonnée par l'étoile, ce qui paraît douteux.

Les jets ne pouvant être accélérés par leur énergie interne, il faut alors rechercher une autre source d'énergie. Mestel (1968) a montré que si une étoile, ayant des lignes de champ magnétique ouvertes, tourne à une vitesse proche de sa vitesse de rupture (vitesse képlérienne), elle engendre un vent sans la nécessité d'une couronne

chaude étendue. Dans ce processus, le champ magnétique joue un rôle essentiel, en transférant à la matière l'énergie de rotation de l'étoile. De plus, la présence du champ induit une force de confinement qui permet de résoudre le problème de la collimation des jets. La difficulté réside dans le couplage entre le champ et la matière et les premiers travaux dans ce domaine (appliqués au Soleil) ont supposé des géométries simple pour le champ magnétique stellaire (par ex. radiale, Weber & Davis 1967).

Ainsi, Hartmann & McGregor (1982), en utilisant une configuration magnétique radiale, ont montré que pour des paramètres typiques d'une étoile T-Tauri, celle-ci devrait effectivement tourner à une vitesse proche de sa vitesse de rupture pour donner lieu aux pertes de masse attendues.

Cependant, les observations montrent que les étoiles jeunes tournent en général à un dixième de leur vitesse de rupture (Vogel & Kuhl 1981, Bouvier et al. 1986), à une phase où il y a encore éjection. Un tel mécanisme ne peut donc être à l'origine des taux de perte de masse, tels que ceux qui sont déduits des observations de jets.

Draine (1983) a proposé l'idée selon laquelle les jets moléculaires observés étaient non pas issus de l'étoile, mais plutôt constitués de matière entraînée par une onde d'Alfvén de torsion. Cette onde serait due au fait que les lignes de champ magnétique de l'étoile, appartenant initialement au nuage parent et concentrées dans l'objet central lors de l'effondrement, seraient torsadées par la rotation de l'étoile. Cette torsion se propagerait sous forme d'une onde d'Alfvén qui entrainerait avec elle la matière environnante. Cependant, ce régime transitoire repose sur le fait que les processus dissipatifs ont été négligés. En particulier, Pudritz & Silk (1987) ont montré, dans un calcul simplifié de l'effondrement d'un nuage magnétisé, que la diffusion ambipolaire ne donnait jamais lieu à des configurations magnétiques fortement torsadées (ils obtiennent $B_\phi \lesssim B_z$), absolument nécessaires ici.

Ainsi, il semble que le couplage entre le champ magnétique et la rotation de l'étoile soit indispensable à la formation de jets stellaires et doit être élucidé en utilisant le formalisme de la MHD. La difficulté du traitement correct de ces jets est alors du même ordre que celui des jets MHD issus du disque, mis en évidence précédemment pour les jets relativistes. Il existe un certain nombre de travaux sur le sujet concernant en particulier le vent solaire, que je ne mentionnerai pas ici (voir à ce propos l'excellente revue de Sauty 1993).

Sakurai (1985) a généralisé au cas 2-D le modèle 1-D de Weber & Davis (1967). En utilisant une configuration magnétique semblable à celle d'un monopôle et en commençant l'intégration numérique avec les solutions de Weber & Davis (1967), il

a montré que la génération d'un champ toroïdal induit une modification de l'écoulement qui, de radial devient axial. A grande distance de l'étoile, la plupart des lignes de champ (et donc de l'écoulement) sont sur l'axe, la pression du plasma équilibrant la compression due à la tension magnétique toroïdale. Il a été ainsi le premier à exhiber des solutions 2-D de jets bipolaires stellaires collimatés, franchissant les divers points critiques. Cependant, ces solutions furent obtenues pour une configuration magnétique peu réaliste.

Une autre approche (analytique) consiste à rechercher des solutions autosimilaires de l'ensemble des équations MHD du vent stellaire, en se fixant les distributions de densité et de pression et à paramétrer les surfaces magnétiques (Tsinganos & Trussoni 1991, Tsinganos & Sauty 1992a,b, Trussoni & Tsinganos 1993). Ces divers modèles permettent de s'affranchir de l'hypothèse du vent polytropique en résolvant *a posteriori* l'équation d'énergie et en l'utilisant comme test de la viabilité des solutions obtenues. De plus, ces modèles explorent et traitent les hétérogénéités dans la répartition du chauffage et des processus d'accélération, permettant ainsi de décrire une éjection non-radiale mais s'échappant par exemple, de trous coronaux.

Bien que ces modèles soient prometteurs (notamment dans la compréhension de ce qui se passe sur l'axe du jet), l'argument le plus fort contre les modèles de jets stellaires repose sur la corrélation observée entre les signatures d'éjection et celles d'accrétion, qui tendent à montrer que ces deux processus sont intimement reliés (voir Cabrit 1989, Cabrit et al. 1990). De plus, il semble actuellement difficile de produire par un jet stellaire seul la perte de masse requise par les observations de jets bipolaires.

2.2.2 Jets issus d'une couche limite entre le disque et l'étoile

Dans cette partie, je ne parlerai pas des modèles traitant de l'interaction entre le disque d'accrétion et l'étoile, par l'intermédiaire soit d'une magnétosphère stellaire comme dans les modèles d'étoiles à neutrons magnétisées (Ghosh et al. 1977, Ghosh & Lamb 1979a,b), soit par une couche limite hydrodynamique où la vitesse de rotation du disque s'adapte à celle de l'étoile (voir Regev 1990). Comme je l'ai dit plus haut, la présence de jets rapides nécessite souvent de reformuler les modèles de telle sorte qu'ils prennent en compte de façon cohérente le processus d'éjection. Je n'aborderai donc ici que les modèles de couche limite qui forment des jets.

L'intérêt de la couche limite vis-à-vis de l'éjection réside dans le fait qu'elle se trouve au plus profond du puits gravitationnel et contient donc suffisamment

d'énergie pour pouvoir alimenter les jets observés. Toute la difficulté réside dans le transfert de cette énergie pour engendrer un mouvement poloïdal de matière, puis dans le processus de collimation du jet.

Torbett (1984) a proposé que des jets accélérés par une forte enthalpie pouvaient être formés par le choc entre le disque d'accrétion et l'étoile. Si le temps caractéristique de diffusion radiative est plus long que le temps dynamique d'accrétion, la matière conserve son énergie interne et il en résulte un mouvement d'expansion verticale, analogue à celui du vent de Parker (1958). Ce type de modèle possède donc les mêmes problèmes que ceux d'un simple vent thermique, nécessitant ainsi de très fortes températures (i.e des taux d'accrétion dans le disque de l'ordre de $10^5 M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$, correspondant à des luminosités d'accrétion de $\sim 10^2 L_{\odot}$, qui ne sont pas observées dans la plupart des T-Tauri) pour donner lieu aux pertes de masse observées (DeCampli 1981). De plus, dès que la matière s'étend hors du disque et se dilue, le temps de refroidissement radiatif devient très court et l'énergie interne de la matière est rayonnée, la privant ainsi de sa source d'accélération (Hartmann 1986).

Dans une approche hydrodynamique, Bertout & Regev (1992) résolvent la structure d'une couche limite uni-dimensionnelle en utilisant une méthode de développement asymptotique ("matched asymptotic expansion") permettant le raccord des solutions de la couche avec celles du disque. Ils ne trouvent de solutions stationnaires optiquement épaisses que lorsqu'ils permettent une perte de masse verticale *ad-hoc*. En effet, en absence de perte de masse, le flux d'énergie radial du disque vers l'étoile abaisse la température de la couche limite et interdit le raccord thermique avec l'étoile. Plus le taux d'accrétion du disque est élevé ($\dot{M}_j > 10^{-7} M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$) et moins il doit y avoir de masse réellement accrétée, tout le reste devant être éjecté. Ce comportement est très dépendant à la fois des conditions aux limites imposées à la surface de l'étoile (en pression et en température) et de l'équation d'énergie utilisée. Un traitement bi-dimensionnel est donc nécessaire afin de confirmer si de telles conditions physiques donnent bien lieu à des mouvements verticaux. Si c'est le cas, il est possible et même probable que la matière se redistribue sur l'étoile, pouvant éventuellement alimenter un vent stellaire. La formation de jets fortement collimatés nécessite alors l'introduction d'autres ingrédients physiques, comme le champ magnétique de l'étoile.

Dans le modèle proposé par Shu et al. (1988), le jet provient de la région équatoriale de l'étoile en contact avec un disque visqueux, où les forces d'attraction gravitationnelle et centrifuge se compensent exactement (les équipotentielles y for-

ment un point X). Si l'étoile possède un champ magnétique avec des lignes ouvertes ancrées à son équateur⁴, la matière est expulsée par la force centrifuge le long des lignes de champ magnétique ("X-celerator"), pour être ensuite collimatée par la tension magnétique due au champ toroïdal (Blandford & Payne 1982). Cependant, ce processus d'éjection n'est possible que si l'étoile de masse M_* et de rayon R_* tourne à une vitesse proche de sa vitesse de rupture $(GM_*/R_*)^{1/2}$. Or, les observations d'étoiles T-Tauri montrent clairement qu'elles tournent seulement à une vitesse de l'ordre de 10 % de celle-ci (Vogel & Kuhl 1981, Bouvier et al. 1986, 1993), ce qui rend ce mécanisme fortement improbable.

Pringle (1989) a émis l'idée que la couche limite, où la rotation différentielle est la plus virulente, pouvait être la source d'un effet dynamo intense et ainsi être fortement magnétisée. Le champ magnétique engendré serait principalement toroïdal et de l'ordre de $B_\phi^2/\mu_o \sim \rho\Omega_K^2 hr$. A la surface de la couche limite, l'énergie du champ dominerait celle de la matière et pourrait donner lieu à de l'éjection. Cependant, non seulement le mécanisme par lequel ce champ éjecte la matière reste à spécifier, mais il est improbable qu'un tel champ puisse rester de façon stationnaire dans le disque. En effet, il serait certainement soumis soit à des instabilités résistives, menant à la reconnexion des lignes de champ et à la dissipation de l'énergie magnétique dans le disque, soit à une expulsion du flux magnétique hors du disque par le mécanisme de Parker (analogue à une poussée d'Archimède, voir section 2.1, Partie II).

Camenzind (1990) a transposé aux étoiles jeunes un modèle proposé dans le contexte des étoiles à neutrons magnétisées. Dans ce modèle, la magnétosphère de l'étoile détruit la partie interne du disque d'accrétion, qui n'a ainsi plus de couche limite "hydrodynamique" mais présente des colonnes d'accrétion le long des tubes de flux (voir aussi Königl 1991). Cette coupure est supposée se produire lorsqu'il y a approximativement équilibre entre la pression du disque et celle du champ magnétique dipolaire, c'est à dire à quelques rayons stellaires pour un champ à la surface de l'étoile de quelques kilogauss. La magnétosphère étant en rotation rigide avec l'étoile, les lignes de champ qui traversent le disque au-delà du rayon de co-rotation (R_{co} est tel que $\Omega_* = (GM_*/r_{co}^3)^{1/2}$, où Ω_* est la vitesse angulaire de l'étoile) accélèrent celui-ci et freinent l'étoile, tandis que les lignes qui traversent le disque en-deça de ce rayon le freinent et accélèrent l'étoile⁵. Il suppose alors que la matière issue

⁴Initialement ces lignes pourraient provenir de la configuration dipolaire de l'étoile, ouvertes par la matière éjectée.

⁵L'évolution temporelle du moment cinétique du système étoile-disque a été récemment étudiée par Cameron & Campbell (1992), sous des hypothèses simplificatrices concernant la dynamo stellaire

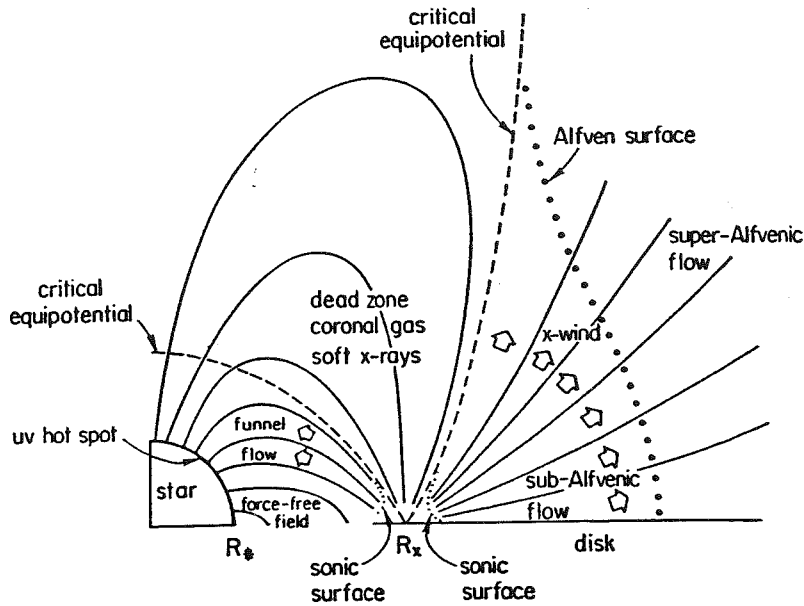


FIG. 2.7 - Interaction entre la magnétosphère de l'étoile et le disque d'accrétion (Shu et al. 1994). Les deux régions séparées par l'équipotentielle critique (interceptant le disque en $r_x \simeq r_{co}$) sont reliées entre elles par une viscosité anormale, permettant le transport du moment cinétique de la région interne (étoile et disque, reliés par des colonnes d'accrétion) vers la région externe (disque et vent).

de la région située au-delà de r_{co} , accélérée par le champ de l'étoile, n'est plus en équilibre képlérien et est éjectée hors du disque par la force centrifuge. Cette matière suit les lignes de champ puis, du fait de son inertie, les ouvre en établissant ainsi un ensemble de surfaces magnétiques permettant la collimation du jet. Cependant, dès lors que les lignes de champ sont ouvertes elles ne peuvent plus exercer sur le disque un couple positif donnant lieu à une accélération centrifuge de la matière. En régime stationnaire, un tel mécanisme devient alors analogue à celui d'un jet issu d'un disque mais où les lignes ouvertes proviennent du champ dipolaire stellaire et non pas du champ du disque. Le calcul de la structure du disque et de son interaction avec la magnétosphère de l'étoile reste à faire.

Shu et al. (1994a), dans une version améliorée de l'"X-celerator" supposent que la magnétosphère de l'étoile est suffisamment forte pour instaurer une corotation de la matière du disque en des rayons en-deça du rayon de corotation. Cette région en rotation rigide avec l'étoile, et donc l'étoile elle-même, est freinée par des processus visqueux à l'œuvre dans le disque autour du rayon r_{co} . Cette viscosité, qui serait due

et l'interaction entre le champ et le disque.

à des instabilités magnétiques du type Balbus & Hawley (1991), permettrait ainsi un flux de moment cinétique vers l'extérieur de cette zone. Ce flux donnerait lieu au-delà de r_{co} à une petite région maintenue en rotation super-képlérienne, permettant une accélération centrifuge des jets. De même que dans le modèle de Camenzind (1990), la matière est supposée ouvrir les lignes de champ et donner ainsi lieu à des jets auto-collimatés (figure 2.7). Dans cette vision, l'éjection de matière se produit sur un petit anneau au-delà de r_{co} , et l'accrétion se fait à travers des colonnes d'accrétion le long de la magnétosphère stellaire, à partir d'une petite fraction de disque en-deça de r_{co} . Ce scénario est extrêmement intéressant mais les divers éléments qui lui sont vitaux (viscosité et diffusivité magnétique adéquates, possibilité d'instaurer l'isorotation, structure du disque autour et légèrement au-delà du point X) ne sont pas connus ou compris. Dans les papiers suivants (Shu et al. 1994b, Najita & Shu 1994), ces auteurs se sont attachés à résoudre la structure du jet en MHD idéale, où la matière est en rotation super-képlérienne. Le calcul de la structure du disque n'est pas effectué.

2.3 Structures magnétiques d'accrétion-éjection

Dans cette partie, je décris les propriétés des jets MHD classiques (newtoniens) supposés issus d'un disque d'accrétion, puis des modèles de disques magnétisés en connexion avec des jets. Ces modèles sont en général transposables d'un environnement à l'autre (objets jeunes et trous noirs). Le point commun de tous ces modèles est l'hypothèse que les processus interdépendants d'accrétion et d'éjection se produisent sur une large extension radiale du disque.

2.3.1 Modèles de jets MHD classiques

Bien que le modèle de Blandford & Payne (1982) ait été initialement conçu pour expliquer les jets radio extragalactiques, il s'applique également aux jets des étoiles jeunes en formation.

Ainsi, Pudritz & Norman (1983) ont proposé que les jets d'étoiles massives en formation pouvaient être alimentés par l'enveloppe d'un disque moléculaire circum-stellaire auto-gravitant ($\sim 10^2 M_{\odot}$), en rotation rapide et traversé par des lignes de champ magnétique. A une époque où les disques étaient une conjecture et les indications de leur présence plutôt douteuses, cette idée imposait les disques d'accrétion comme élément indispensable au processus d'éjection. Lorsque l'étoile centrale se forme, elle ionise son environnement proche qui devient ainsi sensible au champ

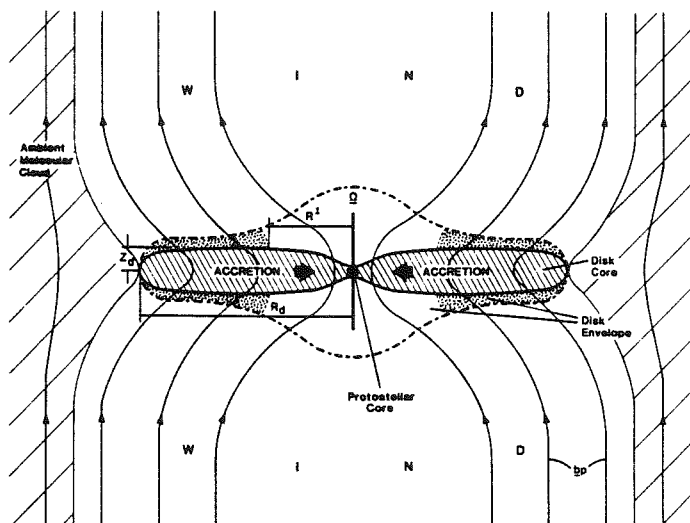


FIG. 2.8 - Disque moléculaire dense ($n \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ pour une masse totale $M \sim 10^2 M_\odot$) en rotation ($v_\phi \sim 4 \text{ km s}^{-1}$) et d'extension $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}$, traversé par des lignes de champ magnétique ($B \sim 10^{-2} \text{ G}$ sur le plan) qui lui extraient son moment cinétique et donnent lieu à un vent (Pudritz 1985).

magnétique. En particulier, ils ont montré que jusqu'à une fraction de ionisation $X = \rho_i/\rho_n \simeq 10^{-7}$, le couplage ion-neutre était suffisamment bon et une approche à un fluide permet alors de rendre parfaitement compte du comportement de l'écoulement. Cependant dans une description plus fine, le moment cinétique emporté par le jet dépend de la fraction d'ionisation au point d'Alfvén, ce qui implique une possibilité d'auto-régulation de l'éjection par le flux ionisant de l'étoile (dans leur cas, une étoile massive du type O ou B).

Pudritz (1985, 1986) a ensuite développé l'idée selon laquelle l'accrétion et l'éjection étaient des processus interdépendants, le jet emportant le moment cinétique du disque moléculaire à un moment de son évolution contrôlant ainsi l'accrétion, à un taux dépendant de la luminosité UV de l'étoile due à l'accrétion. Il obtient alors une éjection à deux composantes, l'une proche ($r \lesssim 10^2 \text{ UA}$) fortement ionisée et l'autre plus lointaine ($r \lesssim 10^3 \text{ UA}$), emportant du matériau neutre avec une perte de masse de l'ordre de $10^{-4} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ pour une luminosité d'accrétion de l'ordre de $10^4 L_\odot$. Pudritz & Norman (1986) ont appliqué ce modèle aux cas des jets d'étoiles jeunes T-Tauri peu massives et des FU-Orionis. Bien que reproduisant les ordres de grandeur observés, leurs modèles s'inscrivent dans un schéma évolutif du nuage magnétisé en contraction (figure 2.8), dont les conditions physiques sont difficiles à clarifier (par ex., il n'est pas encore en équilibre képlérien).

Sakurai (1987), en utilisant la même méthode numérique 2-D que dans le cas d'un

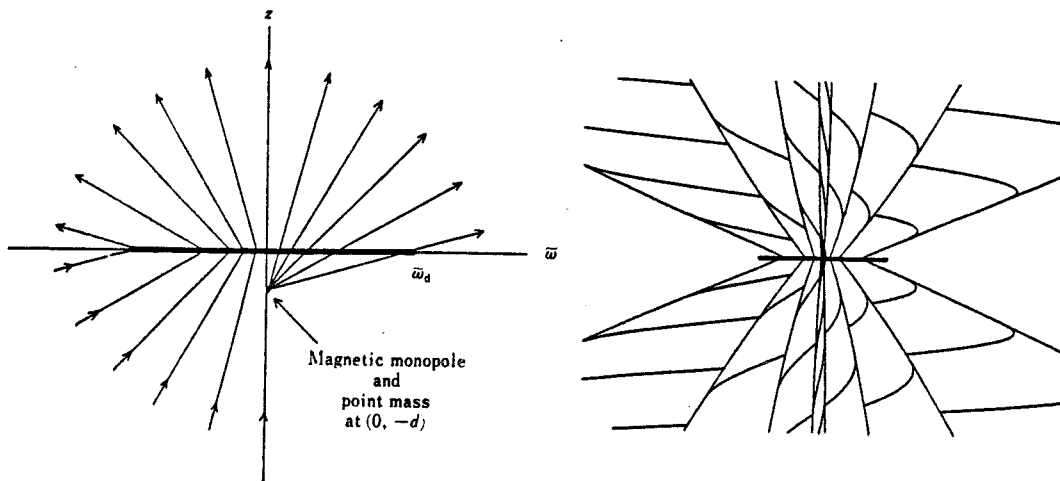


FIG. 2.9 - A gauche, géométrie du modèle de Sakurai (1987) avec l'utilisation d'un monopôle magnétique placé en $z = -d$ pour calculer la configuration du champ en $z > 0$. Celle pour $z < 0$ découle de la symétrie par rapport au plan du disque. Le champ gravitationnel est également supposé créé par une masse ponctuelle placée en $z = -d$. A droite, vue tridimensionnelle montrant la structure hélicoïdale des lignes de champ.

jet MHD stellaire (Sakurai 1985), a démontré que la croissance du champ toroïdal était effectivement responsable de la collimation des jets issus d'un disque (figure 2.9). A la différence de son étude précédente, la rotation des lignes de champ n'est plus rigide mais suit une loi képlérienne. Il utilise encore un monopôle pour simuler le champ magnétique, ce qui limite sérieusement la généralité de ses conclusions. Cependant, il met déjà en évidence que le jet ne peut être accéléré par la force centrifuge seule à proximité du disque, car un gradient de pression vertical doit contrebalancer la force de marée présente dans ses simulations. Un fort courant négatif circule le long de l'axe du jet et engendre le champ toroïdal, responsable de la collimation.

Lovelace et al. (1991, 1993) ramènent le problème 2-D à un problème 1-D en intégrant les grandeurs du jet sur sa section. Ainsi, ils traitent non pas les grandeurs locales mais les valeurs moyennes de la densité, vitesses et composantes du champ magnétique. Ils ne résolvent donc pas l'équation d'équilibre transverse local des surfaces magnétiques (Grad-Shafranov), mais un bien plus simple ensemble d'équations portant sur la conservation de l'impulsion (moyenne) dans les trois directions (r , ϕ , z). Une telle approche ne peut pas rendre compte des jets transportant un courant (car dans ce cas il faut tenir compte du gradient du champ toroïdal) et ils supposent donc que le jet est confiné par la pression du milieu extérieur. Ils obtiennent

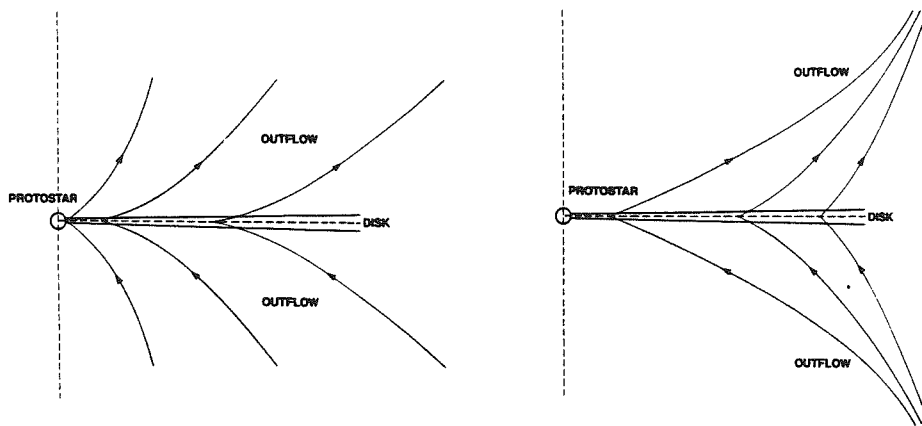


FIG. 2.10 - Comportement général non auto-similaire des lignes de champ magnétique, avec une distribution de flux variant en r^β sur le disque d'accrétion képlérien. A gauche, géométrie en "fleur de lotus" pour $\beta > 3/4$. A droite, géométrie en "gaine" cylindrique pour $\beta < 3/4$ (Pelletier & Pudritz 1992).

des solutions de jets où la force principale dans l'accélération de la matière est le gradient vertical de pression magnétique, associée au champ toroïdal. Ils concluent alors que le *mécanisme* d'éjection est différent du mécanisme centrifuge des jets de Blandford & Payne (1982). Nous verrons dans la partie II de cette thèse qu'il n'en est rien et que ces deux processus sont tous deux à l'œuvre dans le mécanisme MHD d'accélération.

Appl & Camenzind (1992) ont montré dans une étude asymptotique 1-D de jet super-magnéto-sonique rapide collimaté cylindriquement, que des jets transportant un courant sont plus stables vis-à-vis d'instabilités (axisymétriques ou non) magnétiques ou de Kelvin-Helmholtz que des jets MHD sans courant ou même des jets hydrodynamiques. Ce résultat est important car il indique que les jets les plus stables sont également ceux qui permettent la meilleure auto-collimation, nécessitant alors l'établissement d'un circuit électrique à grande échelle (Benford 1978).

Pelletier & Pudritz (1992) ont généralisé les solutions auto-similaires 2-D de jets de Blandford & Payne (1982) issus de disques d'accrétion képlériens (figure 2.10). Ils prennent une distribution du flux magnétique sur le disque variant comme r^β (pour Blandford & Payne, $\beta = 3/4$) et mettent clairement en évidence les interrelations entre les caractéristiques des jets (vitesses terminales, flux de masse, comportement autour du point d'Alfvén), la forme des surfaces magnétiques et la distribution du flux magnétique sur le disque.

Contopoulos & Lovelace (1994) et simultanément Rosso & Pelletier (1994), ont

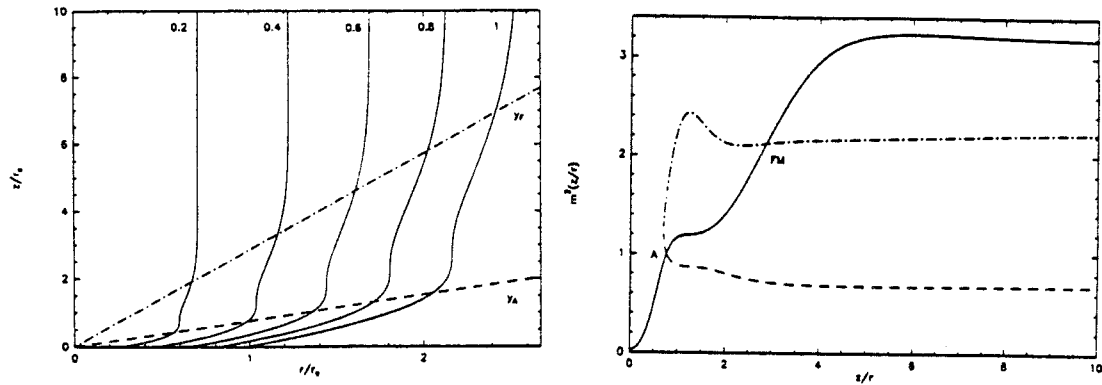


FIG. 2.11 - A gauche: lignes de champ magnétique poloidales calculées par Rosso & Pelletier (1994), pour $\beta = 1.25$, $\mu_A = 2.05$ et $\mu_* = 0.2$ (voir section 4.2.2, partie II). Les deux lignes hachurées correspondent aux deux surfaces critiques: Alfvén ($y_A = z_A/r = 0.76$) et magnétosonique rapide ($y_{FM} = z_{FM}/r = 2.88$). Pour ce jeu de paramètres, le jet est auto-collimaté cylindriquement au-delà de la surface d'Alfvén. A droite: variations du nombre de Mach Alfvénique poloidal $m^2 = u_p^2/V_{Ap}^2$ en fonction de z/r pour les mêmes paramètres. La solution de jet est celle qui franchit les deux points critiques (trait continu), les deux autres branches correspondant à une solution sub-Alfvénique (pointillés) et sub-magnétosonique rapide (tirets et points) à grande distance.

résolu les équations MHD complètes du jet en utilisant des solutions auto-similaires de la forme $A(r, z) = r_o^\alpha f(z/r_o)$, où A est une grandeur quelconque du jet et r_o est le rayon où la surface magnétique intercepte le disque. En particulier, le flux magnétique varie sur le plan du disque comme r^β . Contopoulos & Lovelace (1994) obtiennent alors une équation différentielle du second ordre qu'ils résolvent en propageant leur solution de la surface du disque à l'infini, en ajustant un paramètre pour franchir la surface d'Alfvén. Rosso & Pelletier (1994) reformulent élégamment le problème en utilisant un Lagrangien, qu'ils minimisent sous contraintes pour franchir les divers points critiques (Alfvén et magnétosonique rapide, voir figure 2.11). Les solutions de Contopoulos & Lovelace (1994), dans lesquelles la gravité a été négligée, dépendent de façon critique du paramètre β . Pour $\beta < \beta_{crit} \sim 0.86$ ils obtiennent des jets super-magnétosoniques rapides⁶ (super-FM) et collimatés. Pour $\beta_{crit} < \beta \leq 1$, il n'y a pas de collimation et pour $\beta > 1$ leurs solutions restent sub-magnétosonique

⁶En utilisant l'expression de la vitesse FM non-modifiée par l'auto-similarité. Le vrai point critique ne semble pas être franchi mais plutôt rejeté à l'infini, comme pour les solutions de Blandford & Payne 1982.

rapides et présentent des oscillations. Il reste à voir les correspondances entre les deux modèles (par ex., Rosso & Pelletier trouvent des configurations super-FM, collimatées cylindriquement pour $\beta = 5/4$) et surtout, déterminer les contraintes que ce type de solutions imposent sur les solutions de disques MHD⁷.

Dans ce type de solutions auto-similaires l'axe du jet ne peut pas être décrit, ce qui est gênant car c'est sur l'axe que doit circuler le courant principal permettant de collimater les jets. Dans le contexte des étoiles jeunes, les modèles de jets stellaires permettent de traiter cette zone et offrent ainsi la possibilité d'un raccord entre les deux approches. Dans le contexte des noyaux actifs de galaxies, il est probable qu'il faille utiliser le formalisme de la relativité et décrire l'interaction entre le disque et le trou noir dans l'ergosphère.

2.3.2 Simulations numériques

Les simulations numériques 2-D de disques magnétisés dépendants du temps sont fortement attendues dans la communauté. En particulier, elles devraient permettre de mettre en évidence s'il est possible d'obtenir un régime stationnaire d'accrétion-éjection à partir de régimes transitoires et d'étudier les instabilités de ces structures.

Uchida & Shibata (1985) et Shibata & Uchida (1986) prennent un disque infiniment conducteur (MHD idéale) axisymétrique, traversé par des lignes de champ magnétique poloïdales ancrées dans le nuage moléculaire environnant. Le disque est supposé être encore en effondrement, c'est à dire qu'il est mis en rotation sub-keplérienne. Le mouvement radial courbe les lignes de champ qui sont ensuite fortement torsadées par la rotation du disque (figure 2.12). Ils observent alors une onde d'Alfvén torsionnelle qui part du disque et pousse devant elle (verticalement) la matière du disque ("sweeping magnetic twist"). Le mécanisme mis en évidence dans ces simulations est basé sur un fort gradient de pression magnétique associé au fort champ toroïdal engendré.

Aucune solution stationnaire n'a pu être obtenue, le champ continuant à être torsadé tant que dure la simulation. Ce comportement est évidemment non physique, dû au traitement en MHD idéale du disque (voir aussi Newman et al. 1992). Or, des instabilités résistives devraient se déclencher et permettre l'établissement d'un régime stationnaire (voir prochaine section).

Récemment, Stone & Norman (1994) ont montré les simulations les plus per-

⁷En l'occurrence, leurs solutions sont également compatibles mathématiquement avec celles des disques étudiés dans cette thèse.

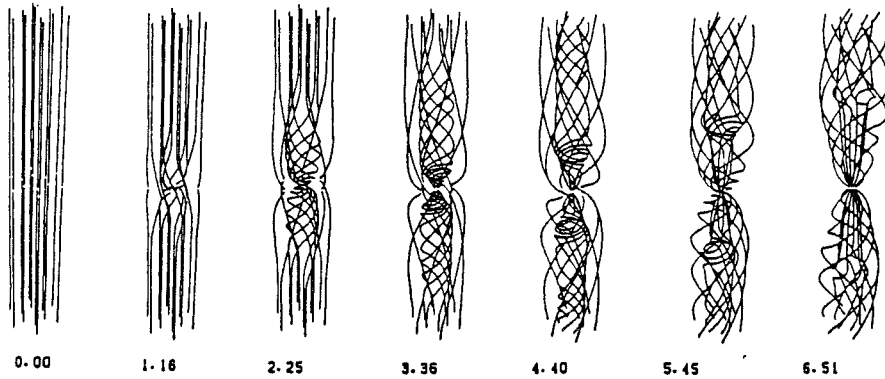


FIG. 2.12 - Vue tridimensionnelle des lignes de champ magnétique ancrées dans le nuage et fortement torsadées par la rotation du disque. Une onde d'Alfvén torsionnelle se développe et se propage le long des lignes de champ (Shibata & Uchida 1986).

formantes de disques magnétisés en MHD idéale traversés par des lignes de champ bipolaires (figure 2.13). Lorsque le disque est sub-képlérien, ils retrouvent le même comportement que celui trouvé par Uchida & Shibata (1985). Lorsque le disque est supposé képlérien, ils observent un mouvement radial d'accrétion ainsi que la formation de jets, dans deux cas limites étudiés (champ fort et champ faible).

Lorsque le champ est dominant, ils interprètent le mouvement radial comme étant le résultat du couple exercé par le champ sur la matière (Mouschovias & Paleologou 1980), similaire à celui d'une roue de Barlow. Ils supposent alors que le flux de masse vertical observé est dû à la force centrifuge et cherchent à vérifier à la surface d'Alfvén le critère de Michel (1969): $u_p \propto \Omega_* r_A$ (voir section 4.2, partie II), où u_p est la vitesse du flot au rayon d'Alfvén r_A et Ω_* est la vitesse angulaire de la ligne de champ. Comme ce critère (simpliste) n'est pas vérifié sur toute la surface (qui n'est pas stationnaire), les auteurs concluent que le jet n'est pas d'origine magnéto-centrifuge.

Dans le cas d'un champ faible, ils retrouvent un comportement similaire à celui obtenu lors des calculs de l'instabilité de cisaillement, effectués par Balbus & Hawley (1991). Au centre du disque, il se produit un mouvement global vers l'arrière, tandis qu'à sa surface une couche de matière est rapidement accrétée. Il est évident que dans de telles conditions, le champ magnétique subit de violentes reconnections. Ainsi, bien qu'ils aient utilisé le formalisme de la MHD idéale, leurs simulations montrent clairement qu'il y a une diffusivité numérique qui permet à la matière de traverser les lignes de champ et à celles-ci de se reconnecter.

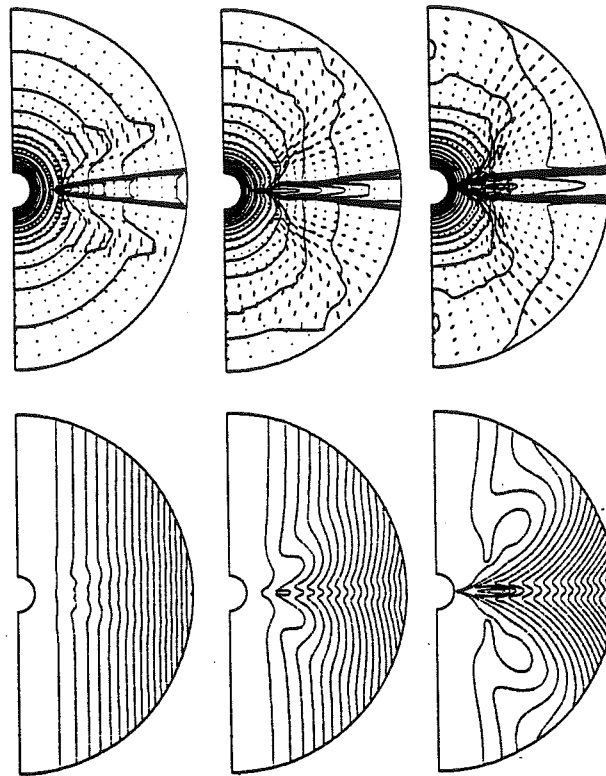


FIG. 2.13 - Simulation numérique à partir du code ZEUS-2D, de l'évolution temporelle d'un disque d'accrétion képlérien, traversé par des lignes de champ magnétique (Stone & Norman 1994). Le champ étant supposé faible (pression du gaz de l'ordre de 10 fois celle du champ), le disque est instable vis-à-vis de l'instabilité de cisaillement et le champ subit de violentes reconnections. En haut sont représentés des contours logarithmiques de densité (lignes continues) ainsi que les vecteurs vitesse (tirets). En bas, le champ magnétique poloïdal.

Bien qu'aucune solution stationnaire n'ait été également obtenue dans ce régime "idéal", il est possible que les instabilités résistives entrevues lors de ces simulations le permettent. Ces résultats sont extrêmement motivants car ils suggèrent que l'éjection de matière est inévitable à partir d'un disque magnétisé (champ fort ou faible). Il reste à comprendre si (et par quel processus) un régime stationnaire peut s'établir.

2.3.3 Modèles de disques magnétisés en connexion avec des jets

Puisque ces jets MHD emportent le moment cinétique du disque ainsi que l'énergie mécanique libérée, ils doivent exercer une rétro-action importante sur la dyna-

mique du disque. Ainsi, même pour une perte de masse dans les jets négligeable devant le taux d'accrétion du disque, il n'est pas justifié de raccorder des solutions MHD de jets à la surface d'un disque visqueux standard (Shakura & Sunyaev 1973). L'étude complète de la structure d'accrétion et de son interdépendance avec l'éjection nécessite de revoir totalement la théorie des disques d'accrétion. Il n'existe encore à ce sujet que très peu de travaux.

Königl (1989) a été le premier à prendre une configuration de champ magnétique bipolaire réaliste, c'est à dire prenant en compte la torsion des lignes de champ (composantes radiale et azimutale) due à la rotation képlérienne du disque. Une telle situation n'est stationnaire que si la matière accrétée est capable de traverser les surfaces magnétiques. La diffusivité magnétique requise est supposée être la diffusion ambipolaire dans le cas d'un disque circumstellaire et d'origine turbulente dans le cas d'un disque de NAG. En utilisant la même auto-similarité que Blandford & Payne (1982), Königl résoud numériquement les équations d'induction du champ dans le disque (structure verticale) en prenant en compte le transport du moment cinétique de la matière par le champ. Cependant, il néglige tout mouvement vertical dans le disque et suppose l'équilibre radial et vertical assurés et compatibles avec les prescriptions d'auto-similarité.

Wang et al. (1990) ont étudié l'action d'un champ magnétique bipolaire sur un disque d'accrétion à partir d'un ansatz sur le flux magnétique, compatible avec l'équation d'induction du champ dans le disque (Lovelace et al. 1987). La structure du disque n'est pas calculée (seuls les signes des forces magnétiques sont discutés) mais un raisonnement sur le circuit électrique global leur permet de conclure que le flux d'énergie magnétique issu d'un tel disque est supérieur à celui issu d'un disque traversé par un champ quadrupolaire. Dans une approche identique, Wang et al. (1992) ont considéré la possibilité que le champ magnétique puisse être asymétrique vis-à-vis du plan équatorial du disque et ses conséquences sur le bilan global du disque et des jets (notamment le rayonnement asymétrique des deux jets amenant la non-détectabilité du moins puissant).

Chakrabarti & Bhaskaran (1992), s'inspirant du travail de Königl (1989), prennent une variation radiale *ad-hoc* pour le moment cinétique spécifique du disque (mais non-képlérien) et cherchent des solutions auto-similaires, sous la forme de polynômes du quatrième ordre pour le flux magnétique et le champ toroïdal (les mouvements verticaux ainsi que la variation verticale de u_r et Ω négligés). Ils raccordent ensuite leurs solutions à celles de jets en MHD idéale. Cependant, la non-linéarité du problème est telle qu'ils ne peuvent prétendre obtenir des solutions réalistes de

disques.

Dans une approche similaire à celle de Lovelace et al. (1987), Khanna & Camenzind (1992) ont résolu les équations d'induction stationnaires du champ pour un écoulement imposé ($u_r(r)$, $\Omega(r)$ et diffusivité $\nu_m(r)$ connus) du disque képlérien jusqu'à l'horizon d'un trou noir en rotation. Ils ont montré qu'une configuration bipolaire permet une accélération efficace de jets rapides tandis que pour une configuration quadrupolaire qui est plus facilement obtenue dans les calculs de dynamo cinématique, seuls des jets lents sont obtenus. Ceci est dû à un flux de Poynting plus important dans le cas bipolaire puisqu'il y a plus de surfaces magnétiques ouvertes. Cependant, un effet dynamo supplémentaire, dû à la rotation même du trou noir, pourrait engendrer un flux bipolaire dans la région de l'espace mise en rotation.

Wardle & Königl (1993) ont élaboré un modèle (le plus complet à l'heure actuelle) de disque froid isotherme en connexion avec des jets, autour d'une étoile jeune en formation. Ils prennent une configuration magnétique bipolaire et supposent que la diffusion ambipolaire est la principale source de diffusivité. Ils résolvent alors les équations de conservation de l'impulsion (en r , ϕ et z , coordonnées cylindriques) pour trois fluides (neutres, ions et électrons) et d'induction du champ magnétique en un rayon fixé. Une approximation brutale dans l'équation de conservation de la masse leur permet de s'affranchir de la bi-dimensionalité du problème et d'exhiber ainsi une structure verticale de disque, raccordable aux solutions auto-similaires de jets de Blandford & Payne (1982). Bien que le comportement global de la matière soit celui attendu, Wardle & Königl n'ont pas prouvé la possibilité de former des jets à partir d'un disque mais l'ont imposé à travers leur approximation. De plus, l'utilisation d'un traitement à trois fluides et de la diffusion ambipolaire ne permet pas de comprendre clairement le mécanisme physique qui mène à l'éjection d'une partie de la masse hors du disque. Ceci restreint d'ailleurs leurs solutions à des régimes froids où un traitement multi-fluide est nécessaire. Je reviendrai plus en détails sur ce modèle au chapitre 2, partie II.

Plus récemment, Cao & Spruit (1994) ont cherché à déterminer l'influence de l'inclinaison des lignes de champ par rapport au plan du disque sur le type de jet obtenu. Cette inclinaison dépendant directement de l'importance de la diffusivité du disque et leur description du disque reposant sur la MHD idéale, leurs solutions sont donc rigoureusement incohérentes. Cependant, leur analyse peut être vue comme la limite d'un disque infiniment mince, ne faisant alors qu'illustrer le critère sur l'inclinaison des lignes de champ établi auparavant par Blandford & Payne (1982). Ainsi, pour une grande inclinaison (lignes très courbées vers le plan du disque) le

jet franchit un point critique magnéto-sonique lent à proximité de la “surface” du disque et le flux de masse est élevé. Pour des lignes plus raides le flux de masse est beaucoup plus petit et le point critique est franchi bien plus haut, à condition que l’enthalpie du gaz soit suffisante.

Lubow et al. (1994a) ont résolu l’évolution temporelle de l’équation d’induction du champ magnétique⁸ dans le disque, où l’advection par le mouvement radial u_r de la matière (non résolu de façon cohérente mais imposé) est contrebalancée par une diffusivité anormale ν_m . L’action du champ sur le disque est complètement négligée (pas d’extraction de moment cinétique, pas de jet) l’étude portant ici sur l’angle d’inclinaison final des lignes de champ vis-à-vis de la verticale, en fonction de la diffusivité. Ils obtiennent ainsi une équation intégral-différentielle sur le flux magnétique à la surface du disque et montrent que le critère d’accélération centrifuge (Blandford & Payne 1982) est satisfait dès lors que la diffusivité est telle que $\mathcal{D} = 2\nu_m/3hu_r \lesssim 1$, où h est l’échelle de hauteur du disque. Cette contrainte peut s’écrire $l(r) \lesssim \sqrt{hr}$, où $l(r)$ est l’échelle de variation du flux magnétique (Ferreira & Pelletier 1994). Autrement dit, seules des diffusivités pour lesquelles les surfaces magnétiques sont courbées à une échelle intermédiaire, permettent une accélération centrifuge.

Une étude préliminaire de la stabilité des structures disque-jets a été également menée par Lubow et al. (1994b). Cette étude n’est pas une analyse précise de stabilité de la structure car beaucoup trop grossière: des relations aux ordres de grandeur entre les différentes quantités physiques sont obtenues à partir de l’ensemble des équations du disque et du jet, les surfaces magnétiques étant supposées paraboliques dans le disque, le flux de masse négligeable devant le taux d’accrétion dans le disque et la densité suivant une gaussienne (équilibre hydrostatique). Avec ces approximations, les auteurs trouvent deux relations $\dot{M}_j \sim f(u_r)$ indépendantes entre le flux de masse vertical \dot{M}_j et la vitesse radiale d’accrétion u_r dans le disque, qui doivent être toutes deux satisfaites pour une solution de disque donnant lieu à des jets. Ces deux courbes ont trois intersections possibles, correspondant à trois modèles de disques:

(i) $u_r = \dot{M}_j = 0$, correspondant à un petit nombre de Reynolds magnétique $\mathcal{R}_m \sim h/r \ll 1$ ou des lignes magnétiques raides,

(ii) $l \sim \sqrt{hr}$ compatible avec une accélération centrifuge du type Blandford & Payne (1982),

(iii) $l \sim h$, correspondant à une éjection complète de la matière du disque,

⁸Seulement le champ poloïdal, ils ont posé $B_\phi = 0$ dans la limite d’un disque infiniment mince.

impossible à réaliser dans le cadre de leurs approximations.

La seule solution viable dans ce schéma (ii) semble être instable: la moindre perturbation augmentant la vitesse d'accrétion u_r , entraîne une augmentation de la courbure des lignes de champ, qui induit une perte de masse accrue et maintient l'augmentation de la vitesse. Cependant, les auteurs n'ont pas tenu compte de la compression magnétique dans leurs estimations, qui augmente d'autant plus que les lignes sont courbées. Or, une courbure plus forte des surfaces magnétiques *diminue* le flux de masse plutôt que ne l'augmente comme ils l'ont supposé (voir chapitre 3, partie II). Avant de conclure, il faut donc mener une véritable étude de stabilité en perturbant une structure réaliste d'accrétion-éjection à l'équilibre.

Avant de rentrer dans le cœur de cette thèse, nous pouvons résumer ce que cette revue théorique nous a appris et en particulier, quel est notre état des connaissances dans ce domaine:

i) Aussi bien dans les noyaux actifs de galaxies que dans les étoiles jeunes en formation, seul le champ magnétique offre une explication simple à la fois pour l'accélération et la collimation des jets. Tous les autres processus invoqués précédemment nécessitent des conditions trop particulières ou ne peuvent pas reproduire les observations.

ii) L'hypothèse du disque d'accrétion sur lequel prennent appui les surfaces magnétiques fournit un cadre intéressant et performant pour l'origine des jets (même si ceux-ci proviennent d'une couche limite).

iii) L'étude des diverses configurations magnétiques 2-D et des écoulements associés est rendue très difficile par la présence de diverses surfaces critiques. Seuls quelques cas particuliers ou des comportements asymptotiques ont été élucidés.

iv) Le raccord entre les conditions physiques des jets MHD et le disque (ou la couche limite) n'a jamais été effectué en prenant en compte l'ensemble des contraintes physiques. Ainsi, personne n'a d'idée précise sur la possibilité réelle de formation de jets MHD.

v) Le mécanisme physique qui permet de former des jets accélérés par un flux de Poynting MHD à partir d'un mouvement d'accrétion n'est pas encore compris (sont alternativement invoqués l'accélération centrifuge ou le gradient de pression associé au champ toroïdal).

Le travail présenté dans cette thèse se place dans le contexte des points i) et ii) et donne des éléments de réponse aux points iv) et v). L'ensemble des travaux a fait l'objet des articles qui sont placés en annexe.

Deuxième partie

Interdépendance de l'Accrétion et de l'Ejection

*Si belle et si parfaite que l'homme puisse trouver sa raison,
il peut être tout aussi sûr qu'elle ne constitue en tout cas
qu'une des fonctions intellectuelles possibles et qu'elle ne
cadre qu'avec l'aspect des phénomènes qui lui correspond.*

C.G. Jung

Chapitre 1

Equations de la MHD et Cadre Conceptuel

La magnétohydrodynamique traite de l'interaction entre un plasma, c'est à dire un ensemble de particules chargées, suffisamment dense pour être considéré comme un fluide, et un champ magnétique. L'extraordinaire richesse de cette approche réside dans sa non-linéarité intrinsèque: l'écoulement déforme le champ qui, en réponse, modifie l'écoulement. Elle utilise le formalisme des équations fluides de l'hydrodynamique, auxquelles s'ajoutent des effets propres aux interactions électromagnétiques.

Dans la première partie de ce chapitre, je rappelle brièvement les équations de l'hydrodynamique afin de spécifier les notations, puis j'introduis les effets magnétiques et dérive les équations de la MHD, en mettant en évidence les diverses hypothèses qui la sous-tendent. Le but de cette partie est d'introduire aux concepts de la MHD, un lecteur familier à l'hydrodynamique.

J'applique ensuite ce formalisme, dans la seconde partie, à un disque d'accrétion stationnaire autour d'une masse centrale, traversé par une configuration magnétique bipolaire axisymétrique et discute de certaines propriétés de ce système.

1.1 Hydrodynamique et champs magnétiques

1.1.1 Equations fluides hydrodynamiques

La conservation de la masse et de l'impulsion pour un fluide de densité volumique ρ , vitesse \mathbf{u} , pression totale P , soumis à un potentiel gravitationnel ϕ_G et à des contraintes visqueuses décrites par le tenseur symétrique du second ordre \mathbf{T} ,

s'écrivent

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (1.1)$$

Conservation de l'impulsion

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla P + \rho \nabla \phi_G + \nabla \cdot \mathbf{T} \quad (1.2)$$

Dans le potentiel gravitationnel ϕ_G , seule la contribution due à l'objet central est prise en compte. La gravité propre du disque est négligeable dès lors que

$$\frac{4\pi G \rho}{\Omega_K^2} \ll 1 \quad (1.3)$$

où Ω_K est la vitesse de rotation képlérienne. Ce critère est en général vérifié à proximité de l'objet central, pour une densité inférieure à la densité critique $M_*/4\pi r^3$, M_* étant la masse de l'objet central.

Une équation d'état, $P = f(\rho, T)$, relie la pression totale à la densité du fluide et à sa température. Pour un gaz parfait, elle s'écrit comme la somme des contributions du gaz et des photons

$$P = nk_B T + a_s T^4 \quad (1.4)$$

où n est la densité de particules, $a_s = 4\sigma/3c$ et σ est la constante de Stephan. En général, on se place dans un régime dominé soit par la pression du gaz, soit par la pression de radiation.

Pour un gaz parfait, l'enthalpie par unité de masse H est directement reliée à la pression par

$$H = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho}, \quad (1.5)$$

où γ est l'indice adiabatique. C'est une grandeur thermodynamique importante, car elle représente une sorte de réservoir d'énergie (interne et travail des forces de pression) dans lequel le fluide peut puiser et la convertir en énergie cinétique (voir section 4.2).

L'équation de conservation de l'énergie prend souvent plusieurs formes. La forme la plus simple associe la variation temporelle de l'énergie totale d'un élément de fluide à son transport vers ou hors de celle-ci,

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q}_{tot} = 0, \quad (1.6)$$

E étant la densité d'énergie totale du fluide (interne + cinétique + potentielle) et \mathbf{q}_{tot} la somme des flux d'énergie, dus à divers processus. On a ainsi

$$E = U + \frac{1}{2}\rho u^2 + \rho\phi_G \quad (1.7)$$

avec la densité d'énergie interne $U = 3nk_B T/2 + 3a_s T^4$, tandis que le terme de transport s'écrit

$$\mathbf{q}_{tot} = \left(\frac{1}{2}u^2 + \phi_G + H\right)\rho\mathbf{u} + \mathbf{S}_{rad} + \mathbf{q}_{cond} + \mathbf{q}_{turb} - \mathbf{u}\cdot\mathbf{T} \quad (1.8)$$

Le premier terme décrit le transport de l'énergie mécanique et de l'enthalpie ($U + P = \rho H$) par advection avec la matière, le second terme le transport par les photons, le troisième celui par conduction thermique¹, le quatrième est un terme de transport effectif lorsque le disque est turbulent (ou cela peut être, par exemple, un transport convectif) et le dernier terme est le transport d'énergie d'un élément fluide à un autre grâce à la viscosité.

L'équation de conservation de l'impulsion montre comment l'énergie mécanique du fluide varie, selon les diverses forces en présence. Plutôt que d'utiliser la conservation de l'énergie totale, il suffit donc d'écrire une équation portant sur l'énergie interne du fluide, qui ne sera pas une équation conservative mais qui décrira quelle est la part de l'énergie totale du fluide qui est transférée en énergie interne. Pour cela, la puissance mécanique, calculée à partir de l'équation (1.2), est retranchée à l'équation (1.6). On obtient ainsi l'équation de chauffage du disque

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot (U\mathbf{u} + \mathbf{S}_{rad} + \mathbf{q}_{turb}) = -P\nabla \cdot \mathbf{u} + (\mathbf{T} \cdot \nabla)\mathbf{u} . \quad (1.9)$$

L'énergie interne du disque varie donc en fonction du temps en fonction des pertes radiatives et/ou d'un transport anormal d'énergie et des termes de chauffage, dus au travail des forces de pression et aux frottements visqueux.

La viscosité des disques d'accrétion

Le tenseur de viscosité peut s'écrire d'une manière générale (voir Landau & Lifchitz 1954)

$$\mathbf{T}_{ij} = \eta_v \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) + \zeta_v \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (1.10)$$

¹Il est toujours négligeable devant le transport radiatif à moins que la conductibilité thermique ne soit anormale, ce qui serait alors modélisé par le terme de transport \mathbf{q}_{turb} . Donc, ce terme est dans tous les cas négligé.

pour un fluide isotrope de coefficient de viscosité dynamique η_v (“shear viscosity”) et de seconde viscosité ζ_v (“bulk viscosity”). Cette seconde viscosité est due aux degrés de liberté internes d’un gaz non parfait, qui peut ainsi être sujet à des modifications internes lors d’une variation de son volume. Puisque ce terme du tenseur des contraintes est isotrope il peut se rajouter au terme de pression dans l’équation d’impulsion, apportant ainsi une correction proportionnelle à $\nabla \cdot \mathbf{u}$,

$$P_{\text{complet}} = P + \zeta_v \frac{D \ln \rho}{Dt}$$

où $D./Dt$ est la dérivée lagrangienne. La pression P intervenant ici est celle obtenue à l’équilibre thermique, lorsque se sont relaxés tous les processus d’excitation, ionization ou dissociation des atomes ou molécules constituant le gaz. Lorsque ce temps de relaxation est très petit devant le temps caractéristique d’évolution du gaz $\sim (D \ln \rho / Dt)^{-1}$ (comme c’est le cas dans l’approximation du gaz parfait), cette seconde viscosité peut être négligée.

Contrairement à la force visqueuse (que je n’écris pas ici), l’expression du terme de chauffage visqueux est simple et s’écrit

$$(\mathbf{T} \cdot \nabla) \mathbf{u} = T_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\eta_v}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 + \zeta_v \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2. \quad (1.11)$$

Dans un disque de matière en rotation quasi-képlérienne, la rotation différentielle introduit un frottement visqueux entre deux anneaux de matière adjacents. Ces frottements tangentiels vont alors permettre le transfert de moment cinétique de l’anneau intérieur plus rapide vers l’anneau extérieur plus lent. Ainsi, par ce processus de frottements visqueux, le moment cinétique de la matière est transporté radialement vers l’extérieur du disque, tandis que la matière qui a perdu de l’énergie mécanique est accrétée vers l’objet central. Cependant, il n’existe aucune viscosité “normale” connue qui permet ce transport au niveau escompté. Par exemple, pour un fluide complètement ionisé (Spitzer 1962) elle vaut

$$\eta_v = 2.21 \cdot 10^{-16} \frac{T^{5/2}}{\ln \Lambda} \text{ kg.m}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (1.12)$$

où $\ln \Lambda$ est le logarithme Coulombien (il varie entre 5 et 20 pour les plasmas astrophysiques). Pour une valeur aussi petite de la viscosité, le nombre de Reynolds \mathcal{R}_e , qui décrit l’influence relative du terme d’inertie et du terme visqueux,

$$\mathcal{R}_e = \frac{r u_r}{\nu_v}, \quad (1.13)$$

est beaucoup plus grand que l'unité ($\nu_v = \eta_v/\rho$ est la viscosité cinématique). Ceci implique que les frottements visqueux dus à une quelconque viscosité moléculaire sont complètement négligeables devant les autres forces (voir discussion p.66 dans Frank, King & Raine 1985). Ainsi, seul un processus turbulent, hydrodynamique pur ou dans lequel un champ magnétique à petite échelle jouerait également un rôle, pourrait donner lieu à la viscosité requise.

Dans un disque d'accrétion axisymétrique, dans lequel le mouvement dominant est celui de rotation autour de l'objet central, seule la composante $T_{r\phi}$ du tenseur des contraintes visqueuses joue un rôle pertinent (et ζ_v n'intervient pas). Shakura & Sunyaev (1973) ont proposé une écriture de cette composante de la forme

$$T_{r\phi} = T_{\phi r} = -\alpha_v P \quad (1.14)$$

proportionnelle à la pression totale² avec $\alpha_v < 1$, ce qui correspond à la viscosité cinématique

$$\nu_v = \frac{2}{3}\alpha_v C_s h, \quad (1.15)$$

où $C_s^2 = P/\rho$ est une mesure de la vitesse du son dans le disque. Cette prescription "alpha" est la clef de voûte du modèle de disques d'accrétion visqueux (devenu depuis le modèle standard). La force visqueuse agissant sur un disque se réduit alors à un couple de friction

$$\nabla \cdot \mathbf{T} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 T_{r\phi}) \mathbf{e}_\phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \eta_v r^3 \frac{\partial \Omega}{\partial r} \mathbf{e}_\phi \quad (1.16)$$

tandis que le terme de chauffage visqueux s'écrit

$$(\mathbf{T} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \eta_v \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2 \quad (1.17)$$

D'autres prescriptions de la viscosité ont été utilisées (voir la revue de Pringle 1981) mais sans détrôner celle-ci, du fait de son caractère opératoire (toute notre méconnaissance des processus physiques qui donnent lieu à la viscosité requise est exprimée par le paramètre α_v). Une viscosité "bêta" a également été introduite, pour laquelle le tenseur des contraintes serait proportionnel à la pression du gaz uniquement, et non plus à la pression totale. Cette viscosité serait due à la présence de tubes de flux magnétique à petite échelle, étirés jusqu'à leur reconnexion par la rotation différentielle du disque. Ainsi, une partie de la masse serait transférée vers

²Cette forme est intéressante car elle permet de modéliser d'autres formes de viscosité, en utilisant la pression du gaz par exemple (voir plus bas).

les rayons internes tandis qu'une autre partie vers l'extérieur du disque, emmenant le moment cinétique. Ces tubes étant également soumis à l'instabilité de Parker (voir section 2.1) seraient expulsés verticalement hors du disque, donnant alors naissance à une couronne chaude magnétisée (Eardley & Lightman 1975, Galeev et al. 1979, Coroniti 1981, Sakimoto & Coroniti 1981, 1989, Stella & Rosner 1984, Burm 1985). Cette expulsion du flux dépendant de la pression du gaz, cette "viscosité" effective doit dépendre directement de la pression du gaz plutôt que de la pression de radiation (une telle prescription ne se différencie de la prescription "alpha" que pour la région dominée par la pression de radiation). Je reviendrai au chapitre 4 sur ces deux prescriptions de la viscosité.

1.1.2 Effets magnétiques

A ces équations hydrodynamiques, il faut maintenant prendre en compte les effets propres au champ magnétique. Celui-ci n'ayant d'influence que sur des particules chargées, la matière fluide du disque doit être suffisamment ionisée pour que l'interaction magnétique ait une quelconque importance. Les équations de la MHD, utilisées ici, sont obtenues en considérant un plasma complètement ionisé, constitué des deux espèces ions et électrons. Un traitement plus élaboré à trois fluides prenant en compte la présence de particules neutres, devrait être alors fait lorsque la fraction d'ionisation du plasma devient faible. Dans ce qui suit, nous considérons que cette fraction est suffisamment élevée pour qu'il y ait un bon couplage collisionnel neutres-électrons (voir Pudritz 1985).

Bien qu'électriquement chargé à petite échelle, les grandes échelles spatiales intervenant dans ce problème permettent de considérer le plasma du disque comme étant électriquement neutre. En effet, les charges qui entourent une particule test créent un champ électrique qui écranter celui de la particule. Ainsi, au-delà de la sphère de Debye de rayon $\lambda_{Deb} \sim \sqrt{k_B T_e / 4\pi e^2 n_e}$, le champ résultant est nul. L'électro-neutralité est alors vérifiée si la taille caractéristique L_o du milieu est telle que

$$L_o \gg \lambda_{Deb} \quad (1.18)$$

Cas des disques d'accrétion magnétisés: je vais un peu anticiper ici sur les résultats de la section 4.3. Les valeurs typiques de densité et de température sont

$$n \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$T \sim 2 \cdot 10^3 \text{ K}$$

à une distance $r \sim 10R_{\odot} \sim 10^{12}$ cm de l'étoile centrale dans le cas des disques proto-stellaires, et

$$n \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$T \sim 10^4 \text{ K}$$

à $r \sim 300r_g \sim 10^{16}M_8$ cm pour un disque autour d'un trou noir de 10^8 masses solaires. La taille caractéristique L_o est alors l'épaisseur du disque, qui varie entre 10^{-3} et 10^{-1} fois la distance r .

Pour les valeurs ci-dessus, la longueur de Debye est de l'ordre de quelques microns³, bien inférieure à L_o .

Pour que l'approximation fluide soit justifiée, le plasma doit être également dominé par les effets collectifs, ce qui nécessite qu'un grand nombre de particules occupe la sphère de Debye,

$$n_e \lambda_{Deb}^3 \gg 1 . \quad (1.19)$$

Cette contrainte est vérifiée dès lors que

$$n_e \ll 10^5 T^3 \text{ cm}^{-3} \quad (1.20)$$

c'est à dire $n_e \ll 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ pour une étoile jeune et $n_e \ll 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ autour d'un objet compact. Le plasma des disques magnétisés satisfait sans difficulté ce critère. L'électro-neutralité entraîne immédiatement $n_e \simeq n_i \simeq n$, et on peut alors établir la conservation de l'impulsion pour le plasma, de densité moyenne

$$\rho = (m_i + m_e)n \simeq m_i n , \quad (1.21)$$

et de vitesse moyenne la vitesse barycentrique

$$\mathbf{u} = \frac{m_i \mathbf{v}_i + m_e \mathbf{v}_e}{(m_i + m_e)} \simeq \mathbf{v}_i . \quad (1.22)$$

A cause de leur faible inertie, le déplacement des électrons est complètement négligeable dans la dynamique du plasma et ils contribuent uniquement à maintenir un courant

$$\mathbf{J} = en(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) . \quad (1.23)$$

³En fait, la densité intervenant dans la longueur de Debye est celle des électrons qui, aux températures considérées, doit être légèrement inférieure à la densité n utilisée. Cependant, à l'échelle L_o du disque, tout écart à la neutralité reste complètement négligeable.

En additionnant la conservation de l'impulsion pour les deux espèces, ions et électrons, on obtient

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla P + \rho \nabla \phi_G + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \nabla \cdot \mathbf{T} , \quad (1.24)$$

où la pression totale intervenant ici est $P = P_i + P_e$ et l'électro-neutralité locale du plasma a entraîné l'annulation de la force électrique totale. L'effet du champ magnétique sur le plasma est donc une force supplémentaire, la force de Lorentz, qui peut s'écrire

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = -\nabla \frac{B^2}{2\mu_0} + \mathbf{B} \cdot \nabla \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \quad (1.25)$$

comme la somme d'une pression magnétique hydrostatique et d'une tension magnétique le long des lignes de champ. La force magnétique étant nulle le long d'une ligne de champ (la pression équilibre la tension), tout mouvement du plasma le long de cette ligne ne peut être dû qu'à une autre force (gradient de pression du plasma, inertie etc...).

La description mono-fluide utilisée ici n'est cependant compatible avec l'hypothèse d'un gaz parfait $P = f(\rho, T)$, que si l'on peut définir une seule température pour le milieu. Soit la pression de l'une des composantes du plasma domine celui-ci, soit le milieu est thermalisé ($T_i = T_e = T$). Dans ce cas, le plasma doit être suffisamment collisionnel afin qu'il y ait une fonction de distribution unique, maxwellienne, décrivant l'ensemble des particules. Ceci est vérifié dès lors que le libre parcours moyen λ_{coll} des particules est tel que

$$L_o \gg \lambda_{coll} . \quad (1.26)$$

Ce libre parcours moyen peut être estimé par $\lambda_{coll} \sim C_{se} \tau_{coll}$, où $C_{se} = \sqrt{k_B T / m_e}$ est la vitesse thermique des électrons et τ_{coll} un temps caractéristique de collision. Pour un plasma complètement ionisé, ce temps vaut (Spitzer 1962)

$$\tau_{ei} \simeq 2.66 \cdot 10^5 \frac{T_e^{3/2}}{n_e \ln \Lambda} \text{ s} \quad (1.27)$$

ce qui donne un libre parcours moyen collisionnel

$$\lambda_{ei} \simeq 10^5 \frac{T_e^2}{n_e \ln \Lambda} \text{ cm} , \quad (1.28)$$

de l'ordre de quelques millimètres, négligeable devant L_o (la densité est exprimée en cm^{-3} et la température en degrés K). Pour un plasma partiellement ionisé, un calcul

plus détaillé prenant en compte les neutres, donne un temps de collision électrons-neutres (Cowling 1976) plus long

$$\tau_{en} \simeq 5.11 \cdot 10^{15} \frac{T_e^{-1/2}}{n_n} \text{ s} , \quad (1.29)$$

et un libre parcours moyen correspondant

$$\lambda_{en} \simeq 10^{15} n_n^{-1} \text{ cm} , \quad (1.30)$$

de l'ordre du mètre, également bien plus petit que l'échelle de hauteur du disque.

Arrivés à ce point, nous sommes en mesure de décrire l'influence du champ sur le plasma. Mais celui-ci, par l'intermédiaire des courants qu'il engendre, influence à son tour le champ magnétique.

Equations de Maxwell

Les équations électromagnétiques de Maxwell décrivent les interrelations entre le champ magnétique \mathbf{B} et le champ électrique \mathbf{E} . Pour un plasma isotrope peu dense elles s'écrivent

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_o \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.31)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.32)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.33)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho^*}{\epsilon_o} \quad (1.34)$$

où $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$ est la perméabilité magnétique du vide, $\epsilon_o \simeq 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ est la permittivité du vide et ρ^* est la densité de charges.

La première de ces équations montre que le courant \mathbf{J} est dû à la fois à l'auto-induction et à un champ électrique variable. Or, ce dernier effet (en utilisant la troisième équation de Maxwell) est de l'ordre de

$$\frac{E_o}{c^2 t_o} \sim \frac{U_o B_o}{c^2 t_o} \sim \left(\frac{U_o}{c}\right)^2 \frac{B_o}{L_o} , \quad (1.35)$$

où $U_o = L_o/t_o$ est une vitesse caractéristique du plasma. Ainsi, pour $U_o \ll c$, c'est à dire pour toute variation lente des grandeurs du plasma, on peut négliger le champ électrique dû aux courants de déplacement. Ceci est une approximation clef de la

MHD non-relativiste, qui conduit à interpréter alors le courant comme étant dû uniquement à l'auto-induction

$$\mathbf{J} = \nabla \times \frac{\mathbf{B}}{\mu_o} . \quad (1.36)$$

La conservation de la charge (issue de la quatrième équation de Maxwell), qui s'écrit

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.37)$$

montre que la variation temporelle de la charge est de l'ordre de $(U_o/c)^2$ fois le second terme. La conservation de la charge peut alors se réduire dans ce régime quasi-statique à

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 , \quad (1.38)$$

ce qui implique que le courant circule sur des boucles fermées, aucun effet d'accumulation de charges n'étant ainsi pris en compte.

Une conséquence très importante de cette hypothèse de variations lentes ($U_o \ll c$), est que l'énergie électromagnétique est contenue presque entièrement dans le champ magnétique. En effet, si $u_e = \varepsilon_o E^2/2$ est la densité d'énergie électrique et $u_m = B^2/2\mu_o$ est la densité d'énergie magnétique, alors

$$u_e \sim \left(\frac{U_o}{c}\right)^2 u_m . \quad (1.39)$$

La variation de l'énergie magnétique s'écrit alors simplement

$$\frac{\partial u_m}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S}_p = -\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \quad (1.40)$$

où

$$\mathbf{S}_p = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_o} \quad (1.41)$$

est le vecteur de Poynting transportant la puissance MHD. Le terme de droite de l'équation (1.40) décrit l'interaction du champ électromagnétique avec la matière, qui reçoit ainsi une partie $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ de la puissance disponible. Dans un disque magnétisé, ce terme apparaît comme un terme source (i.e., membre de droite) dans l'équation d'énergie (1.6).

La loi d'Ohm

Avec les hypothèses précédentes le problème reste indéterminé car il manque une équation fournissant l'évolution temporelle du champ électrique. On adjoint alors aux équations de Maxwell une relation entre \mathbf{J} et \mathbf{E} , qui dépend des propriétés

conductrices du milieu considéré. Lorsque celui-ci est complètement ionisé, il est facile d'obtenir une telle relation à partir de l'équation de conservation de l'impulsion des électrons. A cause de leur faible masse, l'accélération des électrons ainsi que la force de gravité qui s'exerce sur eux sont négligeables et cette équation devient

$$0 = -\nabla P_e - n_e e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) + \frac{m_e n_e}{\tau_{ei}} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) \quad (1.42)$$

où le dernier terme est la force d'entraînement due aux collisions avec les ions, avec un temps caractéristique entre deux collisions τ_{ei} . En utilisant alors la définition du courant \mathbf{J} et de la vitesse moyenne \mathbf{u} du plasma, on obtient une loi d'Ohm généralisée

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \mathbf{J}/\sigma + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{en_e} - \frac{\nabla P_e}{en_e} \quad (1.43)$$

où σ est le coefficient de conductibilité électrique du plasma et vaut

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau_{ei}}{m_e} \quad (1.44)$$

Ici, σ est une constante mais dans un cas général, il peut y avoir des directions préférentielles dans le plasma qui induisent des taux de collisions différents selon les directions (le long d'un champ magnétique, par exemple). Dans un tel cas, la conductibilité est un tenseur du second ordre (j'y reviendrai plus bas lorsque je décrirai les équations du disque et en particulier, la diffusivité magnétique requise). Le second terme du membre de droite de la loi d'Ohm décrit l'effet Hall et est négligeable devant ceux de gauche lorsque

$$\omega_{ci} t_o \gg \frac{V_A^2}{U_o^2} \quad (1.45)$$

où

$$\omega_{ci} = \frac{eB_o}{m_p} \simeq 10^4 \frac{B_o}{1\text{G}} \text{ rad.s}^{-1} \quad (1.46)$$

est la pulsation cyclotron des protons. De même, le dernier terme de la loi d'Ohm, qui décrit un effet de pression capable d'engendrer du courant, est négligeable pour

$$\omega_{ci} t_o \gg \frac{C_s^2}{U_o^2} \quad (1.47)$$

En prenant alors les conditions valables dans les disques d'accrétion magnétisés ($U_o = L_o/t_o \sim \Omega_K h \sim C_s \sim V_A$), ces deux contraintes sont satisfaites dès lors que

$$\omega_{ci} \gg \Omega_K \quad (1.48)$$

Pour un disque autour d'une étoile jeune de 1 masse solaire, la vitesse angulaire képlérienne vaut $2 \cdot 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$ pour $r = 2r_{\odot}$. Pour un disque autour d'un trou noir supermassif de 10^8 masses solaires, cette vitesse vaut $1.4 \cdot 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$ à la dernière orbite stable ($r = 3r_g$). Ainsi, dans les deux cas ces termes sont toujours négligeables et la loi d'ohm se résume à l'expression familière

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \eta_m \mathbf{J} . \quad (1.49)$$

où $\eta_m = 1/\sigma$ est la résistivité du plasma. En utilisant cette relation, il vient alors

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = \eta_m \mathbf{J}^2 + \mathbf{u} \cdot (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) , \quad (1.50)$$

qui montre que la puissance fournie au plasma se traduit par une puissance mécanique par l'intermédiaire de la force de Lorentz et un transfert d'énergie magnétique en énergie interne par effet Joule. Ainsi, en retranchant à l'équation d'énergie (1.6) la puissance mécanique, nous obtenons aisément l'équation de chauffage du disque magnétisé, dans lequel la dissipation d'énergie magnétique par effet Joule contribue à accroître son énergie interne.

Equation d'induction du champ magnétique

En combinant la loi d'Ohm (1.49) aux équations de Maxwell, on obtient l'équation d'induction du champ magnétique,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\nu_m \nabla \times \mathbf{B}) \quad (1.51)$$

qui fournit l'évolution de celui-ci en fonction du champ des vitesses du plasma et de sa diffusivité magnétique $\nu_m = \eta_m / \mu_o$. Les deux termes en présence traduisent deux comportements très différents du champ, dont l'importance relative est mesurée par le nombre de Reynolds magnétique \mathcal{R}_m défini par

$$\mathcal{R}_m = \frac{L_o U_o}{\nu_m} \quad (1.52)$$

Lorsque $\mathcal{R}_m \ll 1$, le premier terme devient négligeable et l'équation d'induction peut se ramener à une équation de diffusion

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nu_m \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.53)$$

pour une diffusivité constante. Le flux magnétique s'échappe de proche en proche du plasma. La grande difficulté des expériences de laboratoire consiste justement à maintenir le flux magnétique à l'intérieur du plasma et l'empêcher de diffuser.

En astrophysique, les longueurs caractéristiques mises en jeu sont gigantesques et l'autre cas extrême, $\mathcal{R}_m \gg 1$ est souvent la règle. Lorsque le terme de transport du champ (advection) domine,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (1.54)$$

le champ est “gelé” à la matière (et réciproquement). Dans ce régime, dit de MHD idéale, le champ et le plasma sont intimement liés et certaines propriétés du champ magnétique sont alors directement perceptibles à travers l'analogie entre une ligne de champ et un fil, doté d'une certaine élasticité.

- Un ensemble de lignes de champ crée une certaine pression qui opposera une résistance à toute compression. Tout mouvement latéral de matière est alors fortement empêché.
- La tension magnétique donne une certaine rigidité aux lignes de champ, qui tendent ainsi à minimiser leur longueur. En particulier, cette tension introduit une force de rappel qui peut donner naissance à une onde transversale (onde d'Alfvén). Celle-ci correspond à un ébranlement du champ, comme celui d'une corde vibrante.
- Ces deux effets combinés, induisent dans un plasma une force de rappel qui, lorsque le gradient de pression du plasma est également pertinent, donne lieu à des ondes compressionnelles (magnéto-sonique lente et rapide, voir section 3.1). Celles-ci correspondent à une compression et à une raréfaction du champ dans le milieu.

Dans quel régime se trouvent le disque et les jets? Pour un plasma complètement ionisé, la conductibilité électrique calculée plus haut équivaut à la diffusivité magnétique

$$\nu_m = \frac{m_e}{\mu_0 n_e e^2 \tau_{ei}} \quad (1.55)$$

où τ_{ei} est le temps de couplage collisionnel électron-ion. En utilisant l'estimation de ce temps fournie par Spitzer (Eq. 1.27), on obtient

$$\nu_m \simeq 5.2 \cdot 10^7 \ln \Lambda T^{-3/2} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.56)$$

Pour des valeurs de densité et de température caractéristiques des jets, on trouve un nombre de Reynolds magnétique gigantesque (voir la thèse de F. Rosso 1994). En fait, ce gel du champ dans les jets est principalement dû à leur taille “astronomique”.

Si nous utilisons pour le disque les mêmes estimations de diffusivité magnétique que pour le jet, nous trouvons également que le champ est gelé à la matière. Mais alors une telle situation n'est pas stationnaire et probablement instable, comme l'ont montré des simulations numériques (par ex., Stone & Norman 1994). Un champ électromoteur engendre dans le disque de forts courants qui modifient le champ magnétique, en entraînant la génération démesurée d'un champ toroïdal. Une telle situation ne peut rester stationnaire et le disque est alors certainement le siège d'instabilités résistives qui reconfigurent la structure magnétique en donnant lieu à des îlots magnétiques. Dans ce contexte, il est naturel de faire l'hypothèse que de telles instabilités saturent, produisant en régime stationnaire un transport anormal de diverses quantités du disque (impulsion, champ magnétique, énergie). Ainsi, afin d'obtenir une situation d'accrétion stationnaire, où la matière peut traverser le champ dans le disque, nous allons faire l'hypothèse qu'un coefficient de diffusivité magnétique anormal ν_m existe, puis estimer son ordre de grandeur. Comme il est probable que les instabilités liées au champ toroïdal soient plus virulentes, nous introduirons deux coefficients différents, l'un dans la direction poloïdale l'autre dans la direction toroïdale (voir section suivante).

Les équations de la MHD

Je résume ici les équations de la MHD, dans le cas d'une diffusivité magnétique ν_m et d'une viscosité dynamique η_v (pour un tenseur des contraintes visqueuses \mathbf{T} , réduit à la prescription alpha (1.14)) isotropes:

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (1.57)$$

Conservation de l'impulsion

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla P + \rho \nabla \phi_G + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \nabla \cdot \mathbf{T} \quad (1.58)$$

Chauffage du disque

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot (U \mathbf{u} + \mathbf{S}_{rad} + \mathbf{q}_{turb}) = -P \nabla \cdot \mathbf{u} + \eta_m J^2 + \eta_v \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2 \quad (1.59)$$

Induction du champ

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\nu_m \nabla \times \mathbf{B}) \quad (1.60)$$

Conservation du flux

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.61)$$

Théorème d'Ampère

$$\mathbf{J} = \nabla \times \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \quad (1.62)$$

Loi d'Ohm

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \eta_m \mathbf{J} \quad (1.63)$$

Equation d'état

$$P = nk_B T + a_s T^4 \quad (1.64)$$

1.2 Cadre conceptuel

1.2.1 Equations d'un disque mince magnétisé

Le disque d'accrétion est supposé géométriquement mince ($h \ll r$, où $h(r)$ est l'échelle de hauteur du disque), axisymétrique ($\partial_\phi = 0$) et stationnaire ($\partial_t = 0$). Avec ces approximations, l'ensemble des équations MHD décrit plus haut se simplifie considérablement et une approche semi-analytique du problème peut être envisagée. Le champ de vitesse et le champ magnétique se décomposent alors

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \mathbf{u}_p + \Omega r \mathbf{e}_\phi \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_p + \mathbf{B}_\phi \end{aligned} \quad (1.65)$$

où l'indice "p" indique la composante poloïdale du vecteur (i.e, dans le plan (r, z)) et $\Omega(r, z)$ est la vitesse angulaire de la matière. Nous verrons plus bas que la composante poloïdale de la vitesse du plasma est parallèle au champ poloïdal dans le jet, dans des conditions de MHD idéale. Dans le disque, le glissement de la matière à travers les surfaces magnétiques impose de traiter le problème en regardant ce qui se passe dans les trois directions (r, ϕ, z) , il n'y a alors aucune direction privilégiée imposée par le champ. Quant au champ magnétique, l'axisymétrie permet de le connaître en tout point de l'espace, à partir de deux champs scalaires $a(r, z)$ et $b(r, z)$.

En effet, le champ poloïdal peut s'écrire

$$\mathbf{B}_p = \frac{1}{r} \nabla a \times \mathbf{e}_\phi, \quad (1.66)$$

où $a = rA_\phi$, A_ϕ étant la composante toroïdale du potentiel vecteur ($\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$). Ce champ scalaire a est à une constante près le flux magnétique traversant le disque.

Pour le voir, il suffit d'utiliser le théorème d'Ampère et calculer le flux magnétique traversant une surface \mathcal{S} de rayon r , située à une altitude z au-dessus du disque et de circonférence \mathcal{C} ,

$$\int_{\mathcal{S}} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \oint_{\mathcal{C}} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = 2\pi a(r, z) . \quad (1.67)$$

Une surface magnétique, ancrée dans le disque à un rayon r_o et s'évasant progressivement au fur et à mesure qu'on s'élève, est alors définie par $a(r, z) = a(r_o, 0) = \text{Constante}$ ($\mathbf{B}_p \cdot \nabla a = 0$). Cette notion de surface magnétique (i.e. tube de flux) est très importante pour la physique des jets. La déformation de ces surfaces par l'écoulement est directement mesurée par le courant toroïdal,

$$J_\phi = -\frac{1}{\mu_0 r} \Delta' a , \quad (1.68)$$

où

$$\Delta' = r^2 \nabla \cdot \frac{1}{r^2} \nabla = r \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

est une sorte de Laplacien modifié. Lorsque ce courant est positif ($\mu_o J_\phi \simeq \partial B_r / \partial z > 0$) les surfaces s'évasent, tandis qu'elles se referment lorsqu'il est négatif.

La composante toroïdale du champ magnétique est, elle, décrite par

$$b(r, z) = r B_\phi . \quad (1.69)$$

Cette fonction b est intimement liée au courant poloïdal qui circule dans toute la structure par

$$\mathbf{J}_p = \frac{1}{\mu_0 r} \nabla b \times \mathbf{e}_\phi . \quad (1.70)$$

ce qui peut s'écrire également

$$\int_{\mathcal{S}} \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} = \frac{2\pi}{\mu_o} b(r, z) . \quad (1.71)$$

Ainsi, $b(r, z) = \text{Constante}$ définit des surfaces de courant poloïdal constant ($\mathbf{J}_p \cdot \nabla b = 0$). Selon le type de courants établis à la surface du disque, divers régimes de collimation et d'accélération des jets sont possibles. Cette fonction est cruciale dans l'étude des jets, et même du disque comme nous le verrons aux chapitres suivants. Plus généralement, nous avons vu qu'une structure MHD d'accrétion-éjection ne pourrait fonctionner d'une façon stationnaire que s'il existe un circuit électrique fermé. La question du courant dans ces structures est donc fondamentale.

Dans le travail présenté ici, nous allons nous restreindre à une configuration magnétique bipolaire, où des lignes de champ magnétique traversent le disque de part

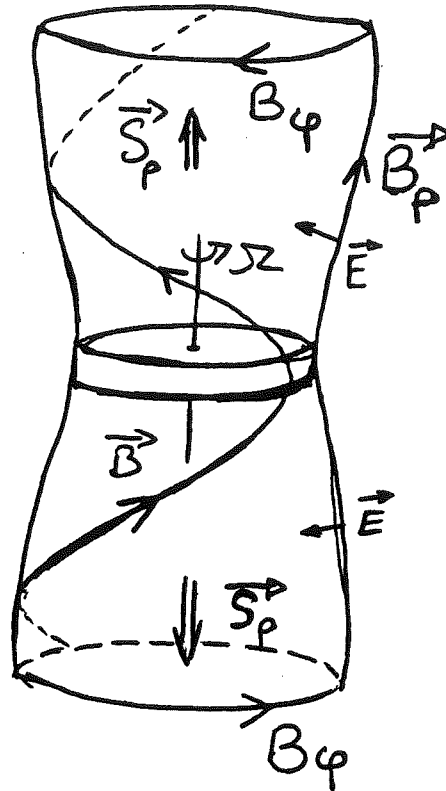


FIG. 1.1 - Vue schématique de la configuration magnétique bipolaire, torsadée par la matière en rotation du disque d'accrétion. Pour cette géométrie, la composante toroïdale du champ est négative au-dessus du disque et positive en-dessous, alimentant les deux jets symétriques avec un flux de Poynting MHD. La surface dessinée représente une surface magnétique poloidale, de flux constant. Chaque surface tourne à la vitesse angulaire de la matière, mesurée sur le plan du disque. Une telle configuration serait naturellement obtenue par advection du champ interstellaire avec la matière constituant le disque.

en part (voir figure 1.1). Le flux magnétique est alors une fonction paire de la variable z , $a(r, -z) = a(r, z)$, tandis que le champ toroïdal est impair, $b(r, -z) = -b(r, z)$.

Dans ce qui suit, je décris les diverses équations du disque mince magnétisé et leur sens physique. Certains aspects de la physique des jets en MHD idéale seront également abordés, afin de montrer le régime asymptotique que doit atteindre le plasma issu du disque résistif. La transition entre ces deux régimes, physiquement très différents et posant divers problèmes, sera abordée au chapitre 3.

Déformation des surfaces magnétiques

L'axisymétrie implique que le champ électrique toroïdal est nul: $E_\phi = 0$. La loi d'Ohm fournit alors directement le courant toroïdal en fonction de la vitesse poloïdale de l'écoulement

$$\eta_m J_\phi = \mathbf{u}_p \times \mathbf{B}_p, \quad (1.72)$$

ou, si nous la "déplions",

$$\nu_m \Delta' a = u_r \frac{\partial a}{\partial r} + u_z \frac{\partial a}{\partial z}. \quad (1.73)$$

Cette équation décrit la façon dont les surfaces magnétiques réagissent à l'écoulement, en fonction de l'importance relative de l'advection (qui a tendance à entrainer le champ avec le plasma) et de la diffusion. Lorsque la diffusion devient négligeable (à cause de la chute de la diffusivité et/ou des mouvements rapides du plasma), l'équation (1.72) montre que la vitesse poloïdale devient parallèle au champ poloïdal. En combinant cette équation avec la conservation de la masse et du flux, nous obtenons la relation suivante (pour $z > 0$)

$$\rho \mathbf{u}_p = \frac{\kappa(a)}{\mu_o} \mathbf{B}_p \quad (1.74)$$

avec $\mathbf{B}_p \cdot \nabla \kappa = 0$, ce qui montre que $\kappa(a)$ est une constante le long d'une surface magnétique. Cette relation, valable uniquement dans le jet, décrit le fait que le plasma glisse le long des surfaces magnétiques qu'il ne peut plus franchir. La valeur de $\kappa(a)$ est aisément obtenue à partir de la relation ci-dessus, appliquée à la surface d'Alfvén. Sur chaque surface magnétique, il existe un rayon $r_A(a)$ (dessinant donc, par axisymétrie, une ligne sur la surface magnétique) où la vitesse poloïdale du plasma du jet devient égale à la vitesse d'Alfvén poloïdale locale $V_{Ap} = B_p / (\mu_o \rho)^{1/2}$. L'ensemble de ces lignes, obtenues pour toutes les surfaces magnétiques, dessine alors une surface dite d'Alfvén. Nous obtenons ainsi $\kappa(a) = \sqrt{\mu_o \rho_A}$, où ρ_A est la densité au point d'Alfvén sur la surface magnétique considérée.

Torsion des lignes de champ

La torsion d'une ligne de champ magnétique est mesurée par sa composante toroïdale. Cette composante (et ses dérivées) a une importance majeure dans la structure du disque et du jet: elle intervient dans le couple magnétique qui freine le disque, dans le flux de Poynting MHD qui accélère le plasma et, plus haut dans le jet, dans le confinement de celui-ci. L'équation d'induction du champ magnétique

(1.60) peut s'écrire (approximation du disque mince) comme une équation sur le courant radial dans le disque

$$\frac{\partial}{\partial z} \eta'_m J_r = \frac{\partial a}{\partial r} \frac{\partial \Omega}{\partial z} - \frac{\partial a}{\partial z} \frac{\partial \Omega}{\partial r} - \left(\frac{\partial}{\partial z} u_z B_\phi + \frac{\partial}{\partial r} u_r B_\phi \right). \quad (1.75)$$

Ici, une éventuelle anisotropie de la diffusivité magnétique a été prise en compte, avec l'introduction d'une "diffusivité toroïdale" ν'_m *a priori* différente de la "diffusivité poloïdale" ν_m (voir la section consacrée à la diffusivité). Le terme de rotation différentielle ($\nabla\Omega$), qui a un rôle si crucial dans l'effet dynamo, relie ici la composante toroïdale du champ à la vitesse de rotation du plasma. Cette relation est encore plus nette dans l'expression conservative (exacte) de l'équation (1.60)

$$\nabla \cdot \left(\frac{\nu'_m}{r^2} \nabla b \right) = \nabla \cdot \frac{1}{r} (B_\phi \mathbf{u}_p - \mathbf{B}_p \Omega r) \quad (1.76)$$

qui, en régime de MHD idéale, fournit la vitesse angulaire $\Omega_*(a)$ de chaque surface magnétique (pour $z > 0$)

$$\Omega_*(a) = \Omega - \frac{\kappa}{\mu_o \rho r} B_\phi \quad (1.77)$$

Cette vitesse, telle que $\mathbf{B}_p \cdot \nabla \Omega_* = 0$, reste toujours supérieure à celle de la matière dans le jet (voir section 3.2.4). Dans le jet idéal, le champ électrique s'écrit simplement

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B} = -\Omega_* r \mathbf{e}_\phi \times \mathbf{B}_p, \quad (1.78)$$

montrant que Ω_* peut s'interpréter comme la vitesse de rotation du référentiel dans lequel le champ électrique s'annule. A la différence du disque résistif, dans le jet idéal $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}_p = 0$.

Flux de masse

La conservation de la masse s'écrit en régime stationnaire

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z) = 0 \quad (1.79)$$

ce qui soulève immédiatement une difficulté à venir. En effet, l'existence d'un écoulement vertical oblige à traiter convenablement le problème mathématique posé par les dérivées partielles (voir section 2.2). En intégrant cette équation sur le disque nous obtenons une écriture plus intuitive

$$\dot{M}_a(r) - 2\dot{M}_j(r) = \dot{M}_{ai}, \quad (1.80)$$

exprimant le fait que le flux de masse \dot{M}_{ai} au rayon interne r_i (le taux d'accrétion réel sur l'objet central) est égal au flux de masse \dot{M}_a à travers le disque en un rayon r , moins le taux de perte de masse \dot{M}_j dans chacun des deux jets entre r_i et r . Le taux de perte de masse est défini ici par

$$\dot{M}_j = \int_{r_i}^r 2\pi r dr \rho^+ u_z^+, \quad (1.81)$$

où le signe “+” désigne des valeurs prises à l'altitude z_d telle que $u_r(r, z_d) = 0$. En dessous de cette altitude, la vitesse radiale est négative, dirigée vers l'objet central, puis devient positive dans le jet. Puisqu'il y a une perte de masse verticale, le taux d'accrétion de matière dans le disque est une fonction croissante du rayon et nous pouvons alors définir l'indice d'éjection ξ positif

$$\xi = \frac{d \ln \left(\frac{\dot{M}_a(r)}{\dot{M}_{ae}} \right)}{d \ln r} \quad (1.82)$$

où \dot{M}_{ae} est le flux de masse au rayon externe r_e du disque. Cet indice est une mesure de l'efficacité du processus d'éjection à un rayon donné. En particulier, si les flux de masse sont des lois de puissance du rayon, le taux de perte de masse total dans les jets s'écrit

$$\frac{2\dot{M}_{je}}{\dot{M}_{ae}} = 1 - \left(\frac{r_i}{r_e} \right)^\xi \quad (1.83)$$

dépendant fortement de l'extension radiale du disque et de l'efficacité locale d'éjection.

Equilibre radial: Rotation quasi-képlérienne

A l'ordre zéro en h/r , l'équilibre radial se réduit à une rotation képlérienne de la matière du disque. A l'ordre supérieur, il existe un léger écart à cette loi dû à la tension des lignes de champ magnétique. La vitesse angulaire du plasma peut donc s'écrire

$$\Omega = \Omega_K(1 + \omega) \quad (1.84)$$

avec $|\omega| \ll 1$ et négatif sur le plan du disque. Cependant, à cause de la décroissance de la densité avec l'altitude, les effets magnétiques vont devenir importants et donner lieu à une accélération radiale $(\mathbf{u}_p \cdot \nabla)u_r$ du plasma. Ainsi, l'équilibre radial devient

$$(\mathbf{u}_p \cdot \nabla)u_r \simeq 2\omega\Omega_K^2 r - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{\rho} (J_\phi B_z - J_z B_\phi), \quad (1.85)$$

où le premier terme du membre de droite décrit une force effective, résultant de l'attraction gravitationnelle et de la force centrifuge.

Equilibre azimuthal: L'analogie avec la roue de Barlow

L'équilibre azimuthal décrit l'accélération de la vitesse angulaire de la matière due aux forces magnétique et visqueuse

$$\frac{1}{2}u_r(1 + \omega) + u_z r \frac{\partial \omega}{\partial z} \simeq \frac{J_z B_r - J_r B_z}{\rho \Omega_K} + \frac{1}{\rho \Omega_K r^2} \frac{\partial r^2 \mathbf{T}_{r\phi}}{\partial r}. \quad (1.86)$$

Alors que le couple visqueux freine toujours la matière, le couple magnétique a un comportement qui dépend fortement de la magnitude du courant radial. Un disque d'accrétion est freiné magnétiquement par un processus analogue à celui de l'expérience de la roue de Barlow (voir figure 1.2). Un champ électromoteur ($\mathbf{u} \times \mathbf{B}$) dû à la rotation du disque induit un courant radial J_o positif sur le plan du disque, qui provoque un couple magnétique de freinage ($-J_o B_z$). Le moment cinétique de la matière ainsi que son énergie mécanique sont alors transférés du plasma au champ. Vers la surface du disque, le courant diminue et la force magnétique change de sens accélérant alors azimuthalement la matière (j'y reviendrai au prochain chapitre).

Cette équation azimuthale décrit également le transport de la densité volumique de moment cinétique du disque $L = \rho \Omega r^2$, par le champ magnétique et la viscosité. Lorsque le couple visqueux est négligeable devant le couple magnétique (ce qui semble être la règle, voir section 2.1), cette équation s'écrit

$$\nabla \cdot (\rho \Omega r^2 \mathbf{u}_p - \frac{b}{\mu_0} \mathbf{B}_p) = 0 \quad (1.87)$$

où la conservation du moment cinétique total (plasma + champ) est assurée. En régime de MHD idéale, l'équation ci-dessus devient

$$\mathbf{B}_p \cdot \nabla \left[\Omega r^2 - \frac{r B_\phi}{\kappa} \right] = 0. \quad (1.88)$$

La quantité entre crochets, qui est conservée le long d'une surface magnétique, est le moment cinétique total $l(a)$ par unité de masse du plasma et du champ. En utilisant l'équation (1.77) et en exprimant $l(a)$ au point d'Alfvén, la conservation du moment cinétique devient

$$l(a) = \Omega_* r_A^2 = \Omega r^2 - \frac{r B_\phi}{\kappa}. \quad (1.89)$$

Ce rayon d'Alfvén r_A décrit alors une sorte de bras de levier magnétique, sur lequel le jet "pèse" pour freiner le disque et lui extraire son moment cinétique (voir figure 1.3). Intuitivement nous nous attendons alors à obtenir soit des jets massifs avec un petit bras de levier, soit des jets ténus avec un bras de levier plus important, afin que le jet puisse extraire tout le moment cinétique du disque. Par ce processus, le plasma

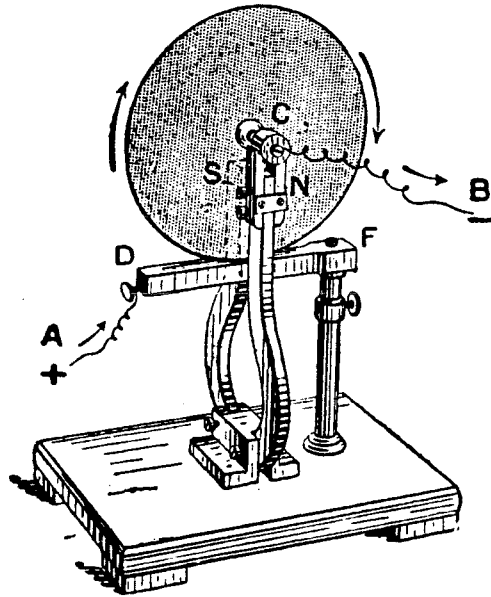


FIG. 1.2 - L'expérience de la roue de Barlow, effectuée en 1828, montre que les forces magnétiques sont transmises à la matière conductrice. Un disque de cuivre, mobile autour d'un axe horizontal C, est placé entre les branches d'un aimant en fer à cheval (le champ magnétique entre par la face visible du disque) et en contact avec une rigole DF contenant du mercure. Le disque se met alors en mouvement lorsqu'il est parcouru par un courant, arrivant ici par le mercure et sortant par l'axe de rotation. Réciproquement, il est freiné si le courant change de sens (dessin issu de Goudet 1975).

du jet acquiert de l'énergie mécanique qui lui permet d'être accéléré et de s'échapper à l'infini. Ainsi, il ne peut y avoir accréation sans éjection et réciproquement.

Equilibre vertical: Origine des jets

L'accélération verticale du plasma $(\mathbf{u}_p \cdot \nabla)u_z$ est donnée par

$$(\mathbf{u}_p \cdot \nabla)u_z = -\Omega_K^2 z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(P + \frac{B_r^2 + B_\phi^2}{2\mu_0} \right) + \frac{B_r}{\mu_0 \rho} \frac{\partial B_z}{\partial r}. \quad (1.90)$$

L'une des difficultés de ce problème réside dans le changement de régime, entre le disque en équilibre quasi-statique vertical et le jet dans lequel les vitesses sont devenues supersoniques. Ainsi, le membre de gauche de cette équation est négligeable dans le disque, mais très important dans le jet (la même remarque vaut pour

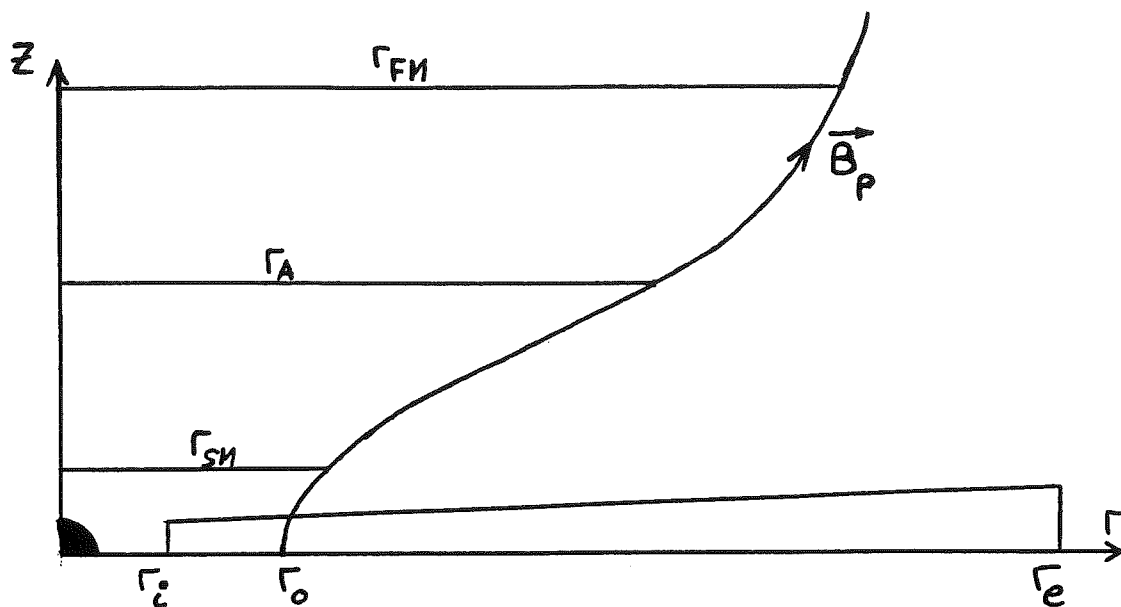


FIG. 1.3 - Coupe d'un disque ($z > 0$) de rayons interne r_i et externe r_e , traversé par une ligne de champ magnétique en r_o . Le plasma traverse la ligne dans le disque résistif mais glisse le long du champ dans le jet parfaitement conducteur. Les trois types de points critiques (voir section 3.1) rencontrés par l'écoulement sont représentés, définissant pour chaque surface magnétique plusieurs rayons caractéristiques: r_{SM} lorsque le plasma devient super-magnétosonique lent, r_A lorsqu'il devient super-Alfvénique et r_{FM} super-magnétosonique rapide. Il peut exister des solutions où r_{FM} est rejeté à l'infini (Rosso & Pelletier 1994).

l'équilibre radial, d'ailleurs).

Pour la configuration magnétique choisie, la courbure des lignes de champ est telle que les termes magnétiques confinent également le disque, avec la force de marée gravitationnelle. Seul le gradient de pression du plasma peut donc équilibrer cette compression. Nous verrons à la section 4.2 qu'il joue un rôle déterminant dans l'éjection.

Chauffage du disque

L'équation d'état fournit une relation entre la pression totale et la température du disque, dont le profil est donné par l'équation de chauffage du disque établie précédemment

$$\nabla \cdot (U\mathbf{u}_p + \mathbf{S}_{rad} + \mathbf{q}_{turb}) = -P\nabla \cdot \mathbf{u}_p + \eta_m J_\phi^2 + \eta'_m J_p^2 + \eta_\nu \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2. \quad (1.91)$$

La résolution précise de cette équation pose des difficultés de plusieurs ordres. Tout d'abord il faut identifier le terme de transport d'énergie dominant dans le disque: convection, rayonnement ou transport anormal?

La réponse à cette question n'est pas aisée car elle dépend fortement de conditions physiques dont les propriétés sont mal connues. Par exemple, à quelle condition un disque de matière en rotation différentielle devient-il convectif? Que se passe-t-il en présence de champ magnétique? Alors que l'on invoque une viscosité et une diffusivité anormales, ne devrait-il pas non plus y avoir une conductibilité anormale⁴ dans le disque, donnant alors lieu à un transport anormal d'énergie?

Même lorsque l'on ne considère que le transport radiatif, plusieurs hypothèses fortes sont nécessaires pour pouvoir résoudre la structure thermique verticale du disque.

Si le disque est optiquement mince il faudrait utiliser une fonction de refroidissement compatible avec l'état du plasma (densité, température, fraction d'ionisation), pour laquelle très peu de choses sont connues. Il faudrait alors utiliser des ajustements analytiques de courbes issues de simulations numériques (voir par exemple Priest 1984, p.87-89), pour des environnements très différents de celui d'un disque. Ainsi, tout traitement semi-analytique d'un disque d'accrétion transparent se place dans des conditions souvent simplistes.

Si le disque est optiquement épais, il faut tenir compte du régime d'opacité de Rosseland dominant, pour lequel également seuls des ajustements analytiques sont disponibles. De plus, en toute rigueur, il faudrait tenir compte du changement de loi d'opacité à mesure qu'on s'élève dans l'atmosphère du disque, tandis que température et densité décroissent. Puis, évidemment du passage du disque optiquement épais à une couronne optiquement mince.

Ainsi, à moins de faire un véritable traitement du transfert de rayonnement vertical dans le disque (Hubeny 1990, Malbet & Bertout 1991), cette équation d'énergie locale pose plus de problèmes qu'elle n'en résoud. D'autant plus que le profil de température ainsi obtenu peut être souvent proche d'un profil imposé "à la main" (voir sections 3.2 et 4.1). Cette équation ne sera donc pas utilisée pour calculer de façon cohérente le profil de température dans le disque. Par contre, je l'utiliserai ensuite *a posteriori* pour vérifier que le profil utilisé est bien compatible avec celui prescrit.

⁴Dans les expériences de laboratoire, on observe un nombre de Prandtl effectif $\mathcal{P} = \nu_v / \kappa_t$, mesurant le rapport de la viscosité et de la conductibilité effectives, de l'ordre de l'unité.

1.2.2 La diffusivité magnétique

Jusqu'à présent nous avons simplement fait l'hypothèse que les conditions physiques régnant au sein du disque donnaient lieu à des coefficients de transport anormaux. En particulier, une structure d'accrétion-éjection n'est stationnaire que s'il existe une diffusivité magnétique anormale ν_m , permettant au plasma du disque de franchir les surfaces magnétiques et d'être ainsi accrété. Cette diffusivité pourrait *a priori* être anisotrope: ν_m dans la direction azimuthale (permettant la diffusion du champ poloïdal) et ν_m' dans la direction poloïdale (équilibrant l'advection due à la rotation). Nous allons voir ici quel est l'ordre de grandeur nécessaire de ces coefficients.

L'équation d'induction (1.76) fournit la magnitude du champ toroïdal à la surface du disque, principalement due à la rotation différentielle. Le terme le plus important est celui sur B_r car plus cette composante (dont la magnitude dépend fortement de la diffusivité) est élevée et plus l'effet de la rotation différentielle est important (ceci sera clairement explicité à la section 2.2.2, à travers l'équation (2.44)). Nous obtenons alors

$$B_\phi^+ \sim \frac{3}{2} B_r^+ \frac{\Omega_K h^2}{\nu_m'} \quad (1.92)$$

où les signes "+" désignent des valeurs prises à la surface du disque et h est l'échelle de hauteur du disque ($h \ll r$). La diffusion du plasma à travers les surfaces magnétiques (Eq. (1.72)) est possible dès lors que

$$\nu_m \sim u_o h \frac{B_z}{B_r^+} \quad (1.93)$$

avec u_o la vitesse d'accrétion du plasma sur le plan du disque. Cette vitesse est fournie par la conservation du moment cinétique et vaut

$$u_o \sim 2 \frac{V_A^2}{\Omega_K h} \frac{B_\phi^+}{B_z} \quad (1.94)$$

où la vitesse d'Alfvén intervenant ici est $V_A = B_z / \sqrt{\mu_o \rho_o}$, évaluée sur le plan du disque. En combinant alors ces trois relations, nous obtenons

$$\nu_m \nu_m' \sim 3 V_A^2 h^2 . \quad (1.95)$$

Un disque magnétisé ne peut donc rester stationnaire que si le niveau de la turbulence, ou de l'instabilité qui donne naissance à ces diffusivités, est tel que la relation ci-dessus est toujours vérifiée. Nous pouvons alors poser

$$\nu_m = \alpha_m V_A h , \quad (1.96)$$

et utiliser α_m comme un paramètre des disques d'accrétion MHD, analogue au paramètre α_v des disques d'accrétion visqueux. L'expression (1.96) suggère que ces diffusivités proviennent effectivement d'une turbulence MHD ou d'une instabilité saturée liée au champ magnétique.

Nous verrons au chapitre suivant les contraintes qui pèsent sur ce paramètre α_m . Nous pouvons cependant remarquer que pour $\alpha_m \lesssim 1$ la diffusivité "toroïdale" ν_m' , i.e. celle qui agit sur le champ toroïdal, doit être plus élevée que ν_m . Ceci pourrait être le cas si ces diffusivités effectives proviennent d'instabilités résistives reconfigurant la structure magnétique (voir section 2.1.2, Balbus & Hawley 1991, 1992a,b, Hawley & Balbus 1991, 1992, Tagger et al. 1991, Knobloch 1992, Tout & Pringle 1992, Dubrulle & Knobloch 1993, Curry et al. 1994, Foglizzo & Tagger 1994, Goodman & Xu 1994). Dans ce cas, il est naturel que de tels processus soient favorisés en regard du champ toroïdal, fortement excité par la rotation différentielle du disque. Cependant, il est possible qu'en régime stationnaire l'approximation d'une diffusivité isotrope soit justifiée.

Petit memento des difficultés à venir

Maintenant que nous nous sommes munis du bagage théorique permettant de traiter le problème et avons dressé le cadre dans lequel il s'applique, il ne reste plus qu'à résoudre l'ensemble des équations aux dérivées partielles non-linéaires qui décrivent le disque. Une structure d'accrétion-éjection étant à deux dimensions, il faut pouvoir traiter le problème mathématique posé par les dérivées partielles.

L'approche utilisée pour les disques d'accrétion standards, construits pour ne décrire que les mouvements radiaux, est de négliger tout simplement tous les termes en u_z et d'intégrer verticalement les équations du disque. Nous obtenons ainsi un ensemble d'équations différentielles aux dérivées droites en r . Evidemment, une telle approche ne peut pas montrer le passage entre un mouvement d'accrétion radial et celui d'éjection verticale. Comprendre précisément la physique de l'éjection passe par la résolution de la structure verticale du disque.

L'autre approche extrême consiste à négliger les dérivées radiales devant les dérivées verticales, en utilisant l'hypothèse du disque mince. Cette approche sera développée au chapitre 2, mais a également ses limitations. Ceci conduira alors à utiliser une formulation mathématique auto-similaire du problème, qui permettra de traiter d'une manière satisfaisante la bi-dimensionalité des disques. Nous aurons alors accès aux structures verticale (chapitre 3) et radiale (chapitre 4) de ces disques

MHD.

Cependant, la séparation artificielle des directions radiale et verticale introduit une légère difficulté dans la présentation du problème. En effet, il faut avoir résolu la structure radiale du disque pour pouvoir traiter correctement la structure verticale et réciproquement. Je serai ainsi amené à introduire des résultats, nécessaires pour pouvoir progresser, mais qui ne seront démontrés que plus tard. La même chose se produira lors de la description des paramètres du problème, dont la pertinence et le sens s'éclaireront seulement au fur et à mesure que la compréhension de la physique de l'éjection s'affinera. La présentation va s'efforcer d'être linéaire, mais nous naviguons dans la non-linéarité, que le lecteur me pardonne !

Chapitre 2

Approche Analytique des Disques Magnétisés

2.1 Les paramètres du problème

Le système complet d'équations décrivant un disque d'accrétion magnétisé, établi à la section précédente, est un système de 8 équations à 8 inconnues: a , b , ρ , P , T , u_r , $u_\phi = \Omega r$, u_z , auxquelles se rajoutent $h(r)$ et les trois coefficients de transport prescrits ν_m , ν_m' et ν_v . Un tel système va donc être caractérisé par un nombre élevé de paramètres, définissant ainsi un espace à l'intérieur duquel seule une région est viable. La première difficulté va donc être de déterminer quels sont les paramètres pertinents du problème puis, de spécifier cette fameuse région calme où une structure MHD stationnaire est envisageable.

2.1.1 Définition et rôle des paramètres

i) Nous choisissons de définir l'échelle de hauteur $h(r)$ du disque comme étant l'échelle caractéristique de variation de la pression totale, due à l'action de la gravité seule. Ainsi,

$$h^2 = \frac{P_o}{\rho_o \Omega_K^2} \quad (2.1)$$

où l'indice "o" indique que les quantités sont prises sur le plan équatorial du disque $z = 0$ (cette notation sera utilisée tout au long de la thèse). Cette définition implique alors que la vitesse du son sur le plan du disque est de l'ordre de $\Omega_K h$. L'épaisseur

du disque est alors contrôlée par le paramètre suivant

$$\varepsilon = \frac{h}{r} \Big|_{r_e} \quad (2.2)$$

mesuré au rayon externe r_e du disque. Dans un disque MHD, la présence de lignes de champ magnétique qui compriment également le disque, introduit une diminution de son échelle de hauteur “réelle”. Cependant cette dernière n’est jamais très différente de h , la compression magnétique étant du même ordre que la force de marée gravitationnelle.

ii) La seconde échelle pertinente du problème est l’échelle de variation du flux magnétique $l(r)$ (rayon de courbure des surfaces sur le plan du disque), définie par

$$\frac{a(r, 0)}{l^2} = - \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} \Big|_{(r, 0)} \quad (2.3)$$

C’est donc l’échelle sur laquelle le flux varie d’une façon significative, contrôlant principalement la valeur du champ magnétique radial. En effet, si B_z^+ est la valeur de la composante verticale du champ à la surface du disque, alors $B_r^+ \sim B_z^+ hr/l^2$. Nous verrons plus bas que la valeur de cette échelle contrôle la dynamique du disque. L’équation de diffusion de la matière à travers les surfaces magnétiques relie cette échelle au nombre de Reynolds magnétique

$$\mathcal{R}_m = \frac{ru_o}{\nu_o} = \frac{r^2}{\beta l^2}, \quad (2.4)$$

où $u_o = -u_r(r, 0)$ et l’indice β est défini par

$$\beta = \frac{d \ln a_o}{d \ln r a_e} \quad (2.5)$$

où $a_e = a_o(r_e)$. Le nombre de Reynolds magnétique \mathcal{R}_m fournit donc une mesure du rayon de courbure du champ poloïdal sur le plan du disque, à un rayon fixé.

Un résultat intéressant émerge de l’équation (2.4) en la combinant avec la relation $\nu_m = \alpha_m V_A h$. Nous obtenons alors

$$u_o = \alpha_m \mathcal{R}_m V_{A_o} \frac{h}{r}, \quad (2.6)$$

ce qui montre que la vitesse d’accrétion sur le plan du disque dépend fortement à la fois du niveau de la diffusivité (α_m) et de la courbure des lignes de champ (\mathcal{R}_m).

iii) L’indice β défini ci-dessus est une quantité importante car il décrit la variation radiale des composantes poloïdales du champ, donc des surfaces magnétiques. Il est

donc nécessairement compris entre 0 (le champ tend vers zéro en $1/r^2$) et 2 (champ constant). Or, il existe une relation directe (intuitive, mais qui ne sera prouvée qu'à la section 4.1 seulement) entre la variation radiale de ces surfaces et celle de la perte de masse dans le disque. La perte de masse est mesurée par l'indice d'éjection $\xi > 0$ tel que

$$\xi = \frac{d \ln}{d \ln r} \left(\frac{\dot{M}_a(r)}{\dot{M}_{ae}} \right). \quad (2.7)$$

Cet indice d'éjection est alors relié de manière univoque à l'indice du flux magnétique par $\xi = 2\beta - 3/2$ (et donc $0 < \xi < 5/2$). J'énonce ici un résultat qui ne sera démontré que plus tard (section 4.1), car il y a ici quelque chose d'important pour la structure des disques MHD. En effet, $\xi > 0$ est la condition rigoureuse d'existence d'une perte de masse verticale du disque. Un disque standard produit un taux d'accrétion constant à travers le disque. Il faut donc que les paramètres du modèle, qui décrivent l'état du plasma verticalement, s'ajustent de telle sorte que le disque MHD ait bien une variation du taux d'accrétion avec le rayon compatible avec ξ . Nous voyons donc ici l'amorce de la relation étroite qui existe entre la structure verticale du disque et sa structure radiale.

iv) Dans un modèle de disque dans lequel le magnétisme a une importance de premier plan, la valeur du champ magnétique n'a cependant pas de sens en soi. Il est plus judicieux de former le rapport de la densité d'énergie magnétique et de celle associée à la force de rappel gravitationnelle sur le plan du disque

$$\mu = \frac{V_{Ao}^2}{\Omega_K^2 h^2}. \quad (2.8)$$

Lorsque rapport est de l'ordre de l'unité le disque est approximativement en équilibre. En régime de pression du gaz dominante, ce paramètre μ est égal à deux fois l'inverse du bêta du plasma (β_p) mesuré sur le plan du disque.

v) La diffusivité magnétique, dont l'origine physique est à préciser, est intimement reliée au champ magnétique (voir le chapitre précédent). Elle sera décrite ici par un paramètre phénoménologique

$$\alpha_m = \frac{\nu_o}{V_{Ao} h}, \quad (2.9)$$

analogue au paramètre α_v de la théorie standard des disques d'accrétion (voir plus bas).

Ce paramètre, facile à manipuler, mesure l'importance de la diffusivité et donc de la vitesse d'accrétion. C'est donc également un indicateur direct de la force électromotrice qui freine le disque et, par conséquent, contrôle la torsion ("shear") des

lignes de champ dans le disque. Cette torsion, mesurée par le paramètre q

$$q = - \left. \frac{h}{B_z} \frac{\partial B_\phi}{\partial z} \right|_{(r_e, 0)}, \quad (2.10)$$

s'exprime (en utilisant la conservation du moment cinétique, voir équation (2.41))

$$q = \frac{\alpha_m}{2} (1 + \omega_o) \frac{r h}{\beta l^2} \mu^{-1/2}, \quad (2.11)$$

où $\omega_o = (\Omega_o - \Omega_K)/\Omega_K$ est l'écart à la vitesse képlérienne mesuré sur le plan du disque. Ainsi, pour une courbure des lignes de champ donnée et une valeur du paramètre μ , la valeur de α_m impose bien la torsion des lignes de champ.

Pour comprendre l'importance¹ de ce paramètre de torsion q , faisons une petite digression de physique amusante avec la roue de Barlow. Le disque d'accrétion et ses deux jets forment deux circuits électriques en parallèle, l'un situé à $z > 0$ et traversé par un courant d'intensité I^+ (compté négativement sur l'axe du jet) et l'autre à $z < 0$ de courant I^- (positif sur l'axe, voir figure 2.1). Le courant qui traverse chacun des deux circuits électriques est dû à la force électromotrice e_{fem}

$$e_{fem} = \int_{r_i}^{r_e} (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{r} \simeq \int_{r_i}^{r_e} \Omega r B_z dr \quad (2.12)$$

et à la résistance totale R^+ et R^- de chaque circuit. Cette résistance peut être calculée connaissant le courant alimentant la structure MHD au rayon interne r_i

$$I^+ = \int_0^{+h} J_r(r_i, z) 2\pi r_i dz = -\frac{2\pi}{\mu_o} b(r_i, +h) \quad (2.13)$$

Lorsque le disque est képlérien et les diverses grandeurs varient comme des lois de puissance du rayon (voir section 4.1), la résistance du circuit électrique à $z > 0$ doit valoir

$$R^+ = \frac{e_{fem}}{I^+} \simeq \frac{\mu_o \Omega_e r_e}{2\pi q} \left(\frac{r_e}{r_i} \right)^{\beta-1} \frac{1 - (r_i/r_e)^{\beta-3/2}}{\beta - 3/2} \quad (2.14)$$

afin de maintenir la structure stationnaire.

Un résultat très important pour l'existence des structures MHD d'accrétion-éjection est donc mis en évidence ici. En effet, ce calcul approximatif (car il ne tient pas compte des lignes de courant qui s'échappent verticalement du disque) permet de relier la torsion des lignes de champ à la surface du disque (donc le courant radial) à la résistance totale du circuit. Ainsi, c'est l'environnement immédiat qui impose le

¹Il est également pratique pour estimer la valeur du champ toroïdal à la surface du disque: $B_\phi^+ \sim q B_z^+$.

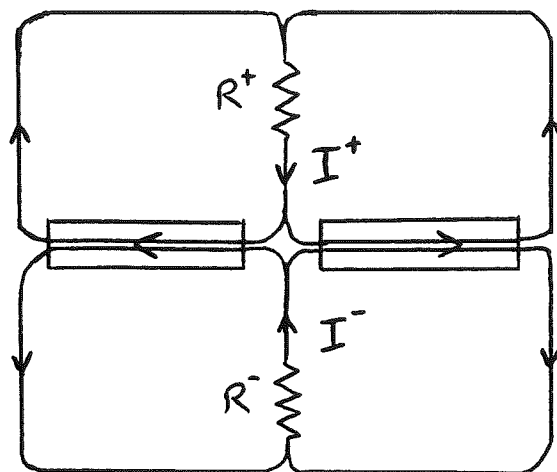


FIG. 2.1 - Vue schématique des circuits électriques de la structure d'accrétion-éjection. Le courant circulant sur le plan du disque est la somme des deux contributions I^+ et I^- , dont l'amplitude dépend de la résistance totale du circuit établi lors de la progression des jets. Dans ce cadre, le degré d'asymétrie des jets reflète celui de leur environnement.

courant nécessaire à l'extraction du moment cinétique du disque. Lorsque cet environnement n'est pas symétrique de part et d'autre du plan du disque, les résistances R^+ et R^- ne sont pas identiques, ce qui implique une structure d'accrétion-éjection intrinsèquement asymétrique. Il est ainsi parfaitement envisageable d'obtenir des puissances mécaniques différentes pour les deux jets, à partir d'un champ magnétique bipolaire.

Que signifie cette résistance ? Elle modélise tous les processus de dissipation d'énergie se produisant dans le disque et dans le jet. Ainsi lorsqu'un jet est lancé du disque, le circuit électrique se construit en même temps avec des lignes de courant plongeant vers le disque le long de l'axe du jet. Le courant de retour, permettant la fermeture du circuit électrique, provient de la surface du disque et est transporté par le jet lui-même, ou bien s'échappe du disque à son bord externe et rejoint l'extrémité du jet par un cocon (voir section 4.2.2).

Si, au cours de sa progression dans le milieu interstellaire, le jet ne subit que des pertes radiatives minimales (ce qui est le cas dans le disque, voir le bilan global d'énergie section 4.2.1), une évolution quasi-statique de toute la structure est envisageable. En effet, celle-ci peut simplement s'ajuster à la lente augmentation au cours du temps de la résistance, de deux façons différentes possibles : (a) par une augmentation de la force électromotrice, induite par une modification de l'extension radiale du disque MHD ; (b) par une diminution du courant radial (i.e., diminution

de q) amenant une baisse de l'efficacité du processus interdépendant d'accrétion et d'éjection.

Par contre, il est également possible qu'un environnement dense provoque un choc avec le jet. Dans un tel cas, il n'est plus question de stationnarité² et il serait *a priori* possible d'obtenir soit un arrêt de la machine, soit un processus intermittent donnant lieu à des phénomènes sporadiques d'accrétion et d'éjection (l'hypothèse d'une éjection sporadique est souvent avancée pour expliquer les multiples chocs observés le long des jets d'étoiles jeunes, ex. Raga et al. 1990).

vi) Comme nous le verrons par la suite, le profil vertical du courant radial J_r est la clef du processus d'éjection. Le courant J_r , qui permet à la matière d'être accrétée et dont la magnitude sur le plan du disque (J_o) est imposée par le milieu extérieur, subit une modification (et éventuellement un changement de signe) à l'intérieur du disque, due à la rotation différentielle. C'est ce changement qui est à la base de l'éjection. L'équation (1.76) d'induction du champ toroïdal peut s'écrire, à proximité du plan du disque où les termes d'advection sont négligeables,

$$\eta'_m J_r \simeq \eta'_o J_o + r \int_0^z dz \mathbf{B}_p \cdot \nabla \Omega \simeq \eta'_o J_o \left(1 - \frac{\Gamma z^2}{2 h^2} \right) \quad (2.15)$$

où

$$\Gamma \equiv \frac{-r \int_0^z dz \mathbf{B}_p \cdot \nabla \Omega}{\eta'_o J_o} \simeq \frac{-\int_0^z dz B_r r \partial \Omega / \partial r}{\eta'_o J_o} \simeq \frac{3}{\alpha_m^2} \frac{\nu_o}{\nu_o'} \quad (2.16)$$

est une mesure de l'échelle caractéristique de variation verticale du courant radial dans le disque. Pour $\Gamma \sim 1$ le courant radial varie sur une échelle de l'ordre de l'échelle de hauteur h du disque. Ce paramètre clef de l'éjection mesure la compétition entre l'effet roue de Barlow ($\eta'_o J_o$, contrôlé par q ou α_m) et la rotation différentielle du disque ($\nabla \Omega$). La relation (2.16) montre que l'échelle de variation du courant est liée au degré d'anisotropie de la diffusivité magnétique dans le disque. Inversement, si la diffusivité est isotrope le disque doit vérifier $\Gamma \simeq 3/\alpha_m^2$.

vii) Le rapport des couples magnétique et visqueux est mesuré par le paramètre

$$\Lambda = \frac{\mathbf{B}_p \cdot \nabla b}{\frac{\mu_o}{r} \frac{\partial}{\partial r} r^2 T_{r\phi}} \Big|_{(r_e, 0)} \simeq \frac{q\mu}{\varepsilon} \frac{P}{-T_{r\phi}} \Big|_{(r_e, 0)} \quad (2.17)$$

Au vu de ce rapport, il est évident que pour des paramètres q et μ de l'ordre de l'unité, un disque d'accrétion géométriquement mince sera principalement freiné par

²Dans les deux situations décrites ci-dessus, il est supposé qu'il existe un lien causal entre les jets et le disque, ce qui n'est possible que tant que ceux-ci restent sub-magnéto-soniques rapides (voir section 3.1 pour la définition de cette vitesse).

le couple magnétique. Le paramètre α_v des disques d'accrétion visqueux est caché dans Λ , avec $T_{r\phi} = -\alpha_v P$, où P est la pression totale.

viii) Enfin, un paramètre important pour déterminer les valeurs caractéristiques des diverses grandeurs du disque est évidemment le taux d'accrétion \dot{M}_{ae} , alimentant le disque au rayon externe r_e . Comme l'équation d'énergie du disque est "débranchée", ce paramètre n'a aucune influence directe sur la structure verticale du disque³.

En résumé, une structure MHD d'accrétion-éjection est complètement décrite par l'ensemble des paramètres suivants:

- (1) ε , paramètre d'aspect décrivant l'épaisseur du disque.
- (2) \mathcal{R}_m , fournissant le rayon de courbure des surfaces magnétiques sur le plan du disque.
- (3) ξ , l'indice d'éjection, décrivant la variation radiale du taux d'accrétion dans le disque et relié à la variation radiale des surfaces magnétiques.
- (4) μ , mesurant le rapport entre la densité d'énergie magnétique et la pression totale,
- (5) α_m , décrivant une relation phénoménologique entre la diffusivité magnétique et le champ,
- (6) Λ (ou d'une façon équivalente α_v), mesurant l'influence relative du couple magnétique et du couple visqueux,
- (7) Γ , mesurant le degré d'anisotropie de la diffusivité dans le disque et contrôlant le courant radial
- (8) \dot{M}_{ae} , le taux d'accrétion au bord externe du disque.

2.1.2 Ensemble des contraintes

Les disques d'accrétion magnétisés traités ici doivent vérifier un certain nombre de contraintes, dont les plus importantes sont les suivantes:

- a) Ils doivent être géométriquement minces. Ceci est assuré dès lors que $\varepsilon \ll 1$.
- b) Ils doivent être en rotation quasi-képlérienne. Le gradient de pression étant un terme de l'ordre de ε^2 , il est toujours négligeable. De même pour les termes d'inertie, qui sont de l'ordre de $m_s^2 \varepsilon^2$, où

$$m_s \equiv \frac{u_o}{\Omega_K h} = \alpha_m \mu^{1/2} \frac{r h}{\beta l^2} \quad (2.18)$$

³Il mesure en fait le gradient de température du disque, lorsque celui-ci est optiquement épais et radiatif (voir section 4.1).

inférieur ou de l'ordre de l'unité, est une mesure grossière du nombre de Mach sonique sur le plan du disque ($C_s \simeq \Omega_K h$). Seuls les termes magnétiques pourraient donc introduire une perturbation significative de la rotation képlérienne. En particulier, la tension associée au champ radial, en agissant dans le sens opposé à l'attraction gravitationnelle, pourrait amener une diminution de la vitesse angulaire (la force centrifuge devrait en effet diminuer pour maintenir l'équilibre radial). Ainsi, pour une écriture au premier ordre de la vitesse de rotation, $\Omega_o = \Omega_K(1 + \omega_o)$, l'écart dû à la tension magnétique

$$\omega_o \simeq -\frac{1}{2}\mu\frac{h^2}{\beta l^2}, \quad (2.19)$$

doit être au plus de l'ordre de ε . L'ampleur de cet écart dépend fortement de l'échelle de variation verticale du flux magnétique. Par exemple, $l \sim h$ n'est possible que pour un champ poloïdal $\mu \lesssim \varepsilon$, tandis que pour des lignes de champ raides ($l \sim r$), même un champ fort n'introduit qu'une modification légère de la rotation képlérienne.

c) Par souci de simplicité, l'accrétion est supposée contrôlée uniquement par le magnétisme. Ceci peut s'exprimer

$$\Lambda = \frac{U_o^m}{U_o^v} \gg 1 \quad (2.20)$$

où U_o^m et U_o^v sont respectivement la vitesse d'accrétion, mesurée sur le plan du disque, induite par le magnétisme seul et par le couple visqueux seul. Ainsi, un disque MHD dont l'extraction du moment cinétique est dominée par le magnétisme, exhibe des vitesses plus élevées que celles d'un disque standard. Il apparait cependant que ceci soit la règle plutôt que d'être une contrainte. En effet, la condition (2.20) montre qu'il suffit que

$$\frac{\alpha_v}{\alpha_m} \ll \frac{1}{2}\mathcal{R}_m\mu^{1/2} \quad (2.21)$$

soit vérifié, ce qui est facilement obtenu lorsque les lignes de champ sont suffisamment courbées, même pour $\alpha_m \sim \alpha_v$. De plus, il semble que le paramètre α_v soit plutôt beaucoup plus petit que l'unité, pour une turbulence d'origine hydrodynamique (Dubrulle & Valdetaro 1992, Dubrulle 1992).

Cependant, le chauffage visqueux, lui, n'est pas nécessairement négligeable devant le chauffage par effet Joule. En effet, le rapport \mathcal{H} du terme de chauffage Joule sur le chauffage visqueux

$$\mathcal{H} = \frac{2}{3}\frac{\alpha_m}{\alpha_v}\mu^{1/2}\mathcal{R}_m^2\varepsilon^2\left(\mu + \frac{3}{4\Gamma}\right), \quad (2.22)$$

peut être de l'ordre de l'unité. Ceci est dû au fait que l'effet Joule chauffe très peu le disque. Ainsi, même s'il y a peu d'énergie mécanique à convertir en énergie interne du fait de la viscosité, ce peu là est comparable à la dissipation Joule.

d) Les disques MHD doivent donner lieu à des jets. Le paramètre essentiel vis-à-vis de cette contrainte est alors Γ . Pour $\Gamma > 1$, l'échelle de variation du courant radial est inférieure à h , ce qui entraîne l'accélération de la matière dans une région encore trop dense. Pour $\Gamma < 1$, cette échelle est supérieure à l'échelle du disque, ce qui impose une compression magnétique trop soutenue et donne lieu à une pression négative. Aucune de ces deux situations n'est physique. La condition d'existence de jets issus de disques d'accrétion quasi-képlériens est alors $\Gamma \simeq 1$. Cela correspond également à un faible niveau d'anisotropie de la diffusivité du disque.

e) Enfin et surtout, les disques doivent être stationnaires. Plus précisément, nous recherchons le domaine des paramètres pour lequel le disque est stable vis-à-vis de diverses instabilités liées au champ magnétique: instabilité de Parker, instabilités résistives et instabilité de cisaillement.

Instabilité de Parker

L'instabilité de Parker est tout simplement l'analogie de la poussée d'Archimède sur un tube de flux placé dans un champ gravitationnel g vertical. En dénotant avec un indice "i" et un indice "e" les quantités prises respectivement à l'intérieur et à l'extérieur du tube, l'équilibre *latéral* du tube s'écrit

$$n_i k_B T_i + \frac{B_i^2}{2\mu_0} = n_e k_B T_e . \quad (2.23)$$

En supposant alors que le champ magnétique ne perturbe pas l'échange thermique avec le milieu extérieur, $T_i = T_e$ et l'équilibre des pressions entraîne alors

$$n_i = n_e \frac{\beta_p}{1 + \beta_p} , \quad (2.24)$$

où $\beta_p = P_{gaz}/P_{mag}$ est le bêta du plasma. Si ce paramètre du plasma n'est pas plus grand que l'unité la matière comprise dans le tube est moins dense que l'extérieur et le tube est immédiatement expulsé vers des régions moins denses, sous l'action de la force volumique $(n_e - n_i)mg$ (m étant la masse moyenne des particules). La même chose peut se produire dans un disque d'accrétion. Bien que modifiée par la rotation différentielle (Foglizzo & Tagger 1994) et par la diffusivité magnétique, une condition grossière de stabilité vis-à-vis de la poussée hors du disque des tubes de

flux horizontaux est

$$\beta_p = \frac{2\mu_o P}{B_r^2 + B_\phi^2} = \frac{2}{\mu + \alpha_m^2/4} \left(\frac{\beta l^2}{rh} \right)^2 > 1. \quad (2.25)$$

Ici aussi, l'échelle de hauteur des surfaces magnétiques joue un rôle considérable.

Instabilités résistives

Nous avons vu que dans un milieu résistif il est possible de convertir de l'énergie magnétique en chaleur par effet Joule. Cependant, la présence de diffusivité magnétique permet le déclenchement d'instabilités dites résistives, qui donnent lieu à une forte dissipation sur un temps caractéristique beaucoup plus court. Pour qu'il y ait instabilité il est alors nécessaire qu'une perturbation du champ puisse se développer sur un temps τ_A beaucoup plus court que celui de dissipation par diffusion τ_d , i.e.

$$\tau_d \gg \tau_A \quad (2.26)$$

Dans un disque d'accrétion d'échelle de hauteur h , le temps de dissipation est $\tau_d = h^2/\nu_m$ et le temps d'Alfvén $\tau_A = h/V_A$. Ainsi, une condition suffisante de stabilité vis-à-vis des instabilités résistives peut simplement s'exprimer par

$$\alpha_m \gtrsim 1$$

Plusieurs modes instables sont possibles (voir figure 2.2) mais le plus dangereux est celui de déchirement ("tearing") se produisant en présence d'une nappe de courant ("current sheet") mais également lorsque la structure magnétique est très torsadée. Ainsi, pour des valeurs de α_m inférieures à l'unité, la rotation du disque torsade les lignes magnétiques, engendrant un fort champ toroïdal. Celui-ci subit alors de multiples reconnexion sur une échelle h , donnant naissance à des îlots magnétiques qui libèrent leur énergie en se dissipant.

Instabilité de cisaillement

Velikhov (1959) puis Chandrasekhar (1961) ont étudié la stabilité d'un fluide magnétisé incompressible, placé entre deux cylindres en rotation rigide. Tandis que pour un fluide non magnétisé il n'y a pas d'instabilité lorsque $d(\Omega r^2)^2/dr > 0$ (critère de Rayleigh), la présence d'un champ magnétique vertical modifie ce critère qui devient $d\Omega^2/dr > 0$. Balbus & Hawley (1991) ont redécouvert cette instabilité et mis en évidence son importance majeure pour les disques d'accrétion, où le critère

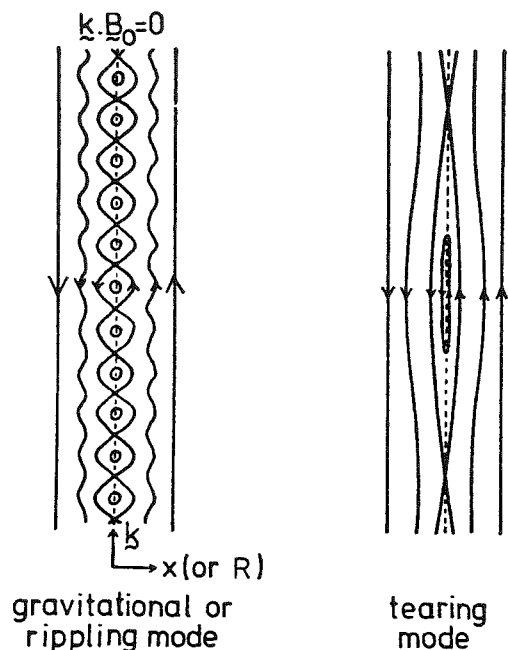


FIG. 2.2 - Instabilités résistives à petite ($\lambda < h$, cas a) et à grande ($\lambda > h$, cas b) longueur d'onde susceptibles de se produire dans le disque (Priest 1984). Les deux modes à petite échelle se différencient par la force qui provoque le mouvement du plasma vers la zone de reconnexion des lignes de champ (points X): dans le mode gravitationnel c'est la gravité, tandis que pour le mode de "rippling" (ondulation) c'est un gradient de diffusivité magnétique. Dans le cas du mode de "tearing" (déchirement) il suffit que la nappe de courant soit non-uniforme pour que cette instabilité se développe sans le concours de ces deux forces excitatrices.

précédent est violé. Cette instabilité de cisaillement est due à un échange non local de moment cinétique entre les particules fluides, par l'intermédiaire du champ magnétique (voir figure 2.3).

Dans le cas d'un disque d'accrétion képlérien isotherme, l'analyse locale linéaire montre que cette instabilité est saturée lorsque la longueur d'onde λ des perturbations du champ est telle que

$$\frac{\lambda}{2h} > \frac{\sqrt{6}}{\pi} \frac{V_{Ao}}{C_{So}}$$

les vitesses étant évaluées sur le plan du disque. Ainsi, alors qu'un champ faible ($\mu \ll 1$) donne lieu à une instabilité qui se développe dans tout le disque, un champ approximativement à l'équipartition ($\mu \sim 1$) entraîne la saturation de l'instabilité de cisaillement. Si cette instabilité participe à l'amplification du champ magnétique du

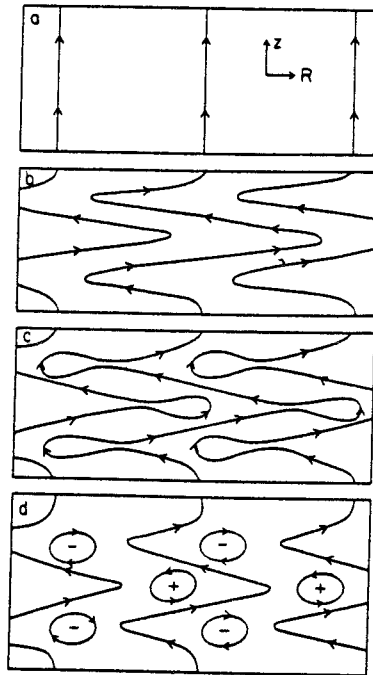


FIG. 2.3 - Un disque de plasma conducteur en rotation différentielle, traversé par des lignes de champ magnétique ouvertes avec $\beta_p \gg 1$, est instable. En effet, il suffit qu'une petite perturbation déplace un élément de matière vers l'intérieur ou vers l'extérieur pour que ce mouvement soit amplifié, entraînant l'élongation de la ligne de champ jusqu'à ce que des reconnections se produisent. Cette amplification est due au fait que le champ gelé dans le plasma tente d'imposer à celui-ci la même vitesse de rotation. Lors d'un petit déplacement, un élément de plasma ne se trouve alors plus en équilibre radial: soit il tombe vers l'objet central (-) soit il est expulsé par la force centrifuge (+) (Hawley & Balbus 1992).

disque par un effet dynamo, l'énergie du champ engendré ne pourra jamais dépasser l'énergie thermique.

2.1.3 Une échelle magnétique intermédiaire

Nous avons vu précédemment qu'un certain nombre de contraintes mettaient directement en cause l'échelle de variation du flux magnétique. Cette échelle, mesurée par le rayon de courbure des surfaces magnétiques, est engendrée par le courant J_ϕ , modelé par la diffusivité magnétique. Trois cas peuvent être alors distingués:

(1) $l \sim r$ ou $\mathcal{R}_m \sim 1$: les lignes de champ magnétiques sont pratiquement raides à l'intérieur du disque. Cette configuration extrême nécessite une diffusivité très

élevée. De plus, il semble nécessaire qu'il y ait une couronne chaude, qui fournisse l'enthalpie permettant à la matière de partir presque à la verticale du disque. Sans cette couronne, il est peu probable que l'éjection ait lieu sans que la matière ne retombe, le critère établi par Blandford & Payne (1982) n'étant pas satisfait⁴. Dans le Papier II (Ferreira & Pelletier (1993b) en annexe) nous avons étudié cette configuration dans le contexte des noyaux actifs de galaxies et avons ainsi démontré que l'éjection de matière d'un disque d'accrétion était effectivement possible. Nous avons mis en évidence un flux d'énergie MHD s'échappant verticalement du disque, ainsi qu'un flux de masse. Cependant, au vu de ce qui a été dit plus haut, il semble que ce mouvement d'éjection de matière soit plutôt le fait de l'utilisation de solutions auto-similaires, qui ne peuvent pas décrire la retombée de la matière sur le disque. Ainsi, cette configuration, bien qu'ayant permis de mettre en évidence des comportements importants des structures de disques MHD (notamment l'importance majeure du paramètre Γ dans l'éjection), ne permet pas de former des jets, sans une couronne s'étendant loin au-dessus du disque.

(2) $l \sim h$ ou $\mathcal{R}_m \sim \varepsilon^{-2}$: l'autre cas extrême où les surfaces magnétiques sont courbées à l'échelle du disque. Cette configuration a été souvent invoquée, pour brancher des modèles de jets sur des disques d'accrétion (Lovelace et al. 1987, Wang et al. 1990) ou même construire des modèles partiels de disques (Königl 1989). En effet, une telle situation donne lieu à un champ magnétique radial $B_r^+ \sim \varepsilon^{-1} B_z^+$ si fort, que le critère d'accélération centrifuge de Blandford & Payne (1982) n'a aucun mal à être vérifié. Cependant, une courbure aussi forte des lignes de champ est complètement instable. En effet, le bêta du plasma pour un tel disque,

$$\beta_p = \frac{2\varepsilon^2}{\mu + \alpha_m^2/4}, \quad (2.27)$$

n'est supérieur à l'unité que pour un champ très faible, $\mu \lesssim \varepsilon^2$, et une diffusivité magnétique, $\alpha_m \lesssim 2\varepsilon$. Le disque subit alors illico une instabilité résistive, qui entraîne la reconnexion des lignes de champ poloïdales. Par ailleurs, il a été vu précédemment qu'une telle courbure des lignes de champ ne donne lieu à un écart de la vitesse képlérienne au plus de l'ordre de ε que pour un champ faible tel que $\mu \lesssim \varepsilon$. Or, un tel champ rend le disque instable vis-à-vis d'une instabilité de cisaillement. Une telle configuration ne peut donc en aucun cas décrire un disque stationnaire et sera tout simplement abandonnée.

⁴Ce critère stipule que la matière, attachée aux lignes de champ magnétique et donc ne subissant que la force centrifuge, ne peut être éjectée vers l'extérieur que pour une inclinaison de ces lignes inférieure à 60° , par rapport au plan du disque (voir section 3.2).

(3) $l \sim \sqrt{hr}$ ou $\mathcal{R}_m \sim \varepsilon^{-1}$: les surfaces magnétiques sont courbées à une échelle intermédiaire. Cette configuration satisfait à toutes les contraintes énoncées plus haut pour une valeur du magnétisme telle que $\mu \sim 1$. Avec cette géométrie, toutes les composantes du champ magnétique et du courant ont approximativement la même valeur à la surface du disque. Ainsi, la situation qui apparaît comme la plus prometteuse (en l'occurrence, la seule!) est aussi celle qui présente la plus grande difficulté: tous les termes présents dans les équations vont être pertinents, à un moment ou à un autre.

A l'issue de cette étude, l'espace des paramètres a été considérablement restreint et ceci, presque uniquement par des considérations de stationnarité:

- $\Gamma \simeq 1$, condition d'obtention des jets.
- $\alpha_m \simeq 1$, condition de saturation des instabilités résistives.
- $\mathcal{R}_m \sim \varepsilon^{-1}$, courbure intermédiaire des surfaces magnétiques.
- $\mu \sim 1$, condition de saturation des instabilités de Parker et de cisaillement.
- $\varepsilon \ll 1$, libre.
- $0 < \xi < 5/2$, *a priori* libre mais voir l'étude du chapitre 4.
- \dot{M}_{ae} , libre mais n'influençant pas la structure verticale.

Ainsi, il apparaît que les paramètres de contrôle des structures d'accrétion-éjection doivent être bien ajustés pour que celles-ci puissent fonctionner. Nous pouvons alors nous poser la question si un tel ajustement est purement fortuit ou bien s'il peut être le fruit inévitable de la conjonction de certaines conditions régnant au sein des disques. Or, il correspond précisément à des conditions de saturation de diverses instabilités liées au champ magnétique. Cela suggère donc que ce type de structure MHD stationnaire pourrait effectivement émerger d'un disque traversé par des lignes de champ ouvertes et qui serait le siège d'instabilités magnétiques saturées, fournissant ainsi les coefficients de transport requis.

2.2 Un vrai faux système

2.2.1 Les solutions de disques de Wardle & Königl

Décrire la structure interne verticale du disque est indispensable si l'on veut comprendre la raison pour laquelle l'éjection se produit. La façon la plus "évidente" de

le faire est donc de négliger toutes les dérivées radiales devant les dérivées verticales dans le système d'équations différentielles décrivant le disque. C'est cette approximation, qui semble justifiée dans le cadre d'un disque géométriquement mince, qu'ont utilisé Wardle & Königl (1993), pour un disque autour d'une étoile en formation. Ils se placent dans des régions lointaines (de l'ordre de 100 UA), où le disque est supposé suffisamment froid et le refroidissement suffisamment efficace pour qu'il soit isotherme. Cela leur permet alors de s'affranchir de l'équation d'énergie du disque.

Dans leur modèle, le champ vertical B_z est supposé varier peu et est donc posé égal à une valeur B_o constante. Par ailleurs, le courant vertical J_z étant de l'ordre de εJ_r , est simplement posé égal à zéro: $J_z = 0$. Ces deux hypothèses, découlant de $\varepsilon \ll 1$ et $\partial_z \gg \partial_r$, mènent à l'expression suivante pour les composantes de la force magnétique:

$$\begin{aligned} F_r &\simeq \frac{B_z}{\mu_o} \frac{\partial B_r}{\partial z} \\ F_\phi &\simeq \frac{B_z}{\mu_o} \frac{\partial B_\phi}{\partial z} \\ F_z &\simeq -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{B_r^2 + B_\phi^2}{2\mu_o} \right) \end{aligned} \quad (2.28)$$

Nous obtenons donc une force radiale positive qui contrecarre la rotation képlérienne, une force azimuthale négative qui freine le disque et une force magnétique verticale négative qui le comprime. Une solution stationnaire n'est possible que si la matière peut traverser les surfaces magnétiques ancrées dans le disque. Lorsque le milieu est peu ionisé, les équations de conservation de l'impulsion des ions et des électrons peuvent s'écrire respectivement

$$\mathbf{F}_{ni} + n_i e (\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}) = 0 \quad (2.29)$$

$$\mathbf{F}_{ne} - n_e e (\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) = 0 \quad (2.30)$$

En éliminant le champ électrique de ces expressions, il vient alors que la plus grosse partie de la matière du disque (neutre) ressent le champ magnétique à travers les collisions avec les ions et les électrons, c'est à dire

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \mathbf{F}_{in} + \mathbf{F}_{en} \quad (2.31)$$

Dans un tel milieu, c'est la diffusion ambipolaire, c'est à dire ce glissement entre les neutres et les particules chargées, qui permet alors l'établissement d'une solution stationnaire. Les neutres peuvent alors franchir les surfaces magnétiques ancrées dans

le disque, donnant lieu à un mouvement d'accrétion. La conservation de l'impulsion pour les neutres s'écrit:

$$\begin{aligned} u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} &= 2\omega\Omega_K^2 r + \frac{F_r}{\rho} \\ u_z \frac{\partial \omega r}{\partial z} &= -\frac{1}{2}u_r + \frac{F_\phi}{\rho\Omega_K} \\ u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= -\Omega_K^2 z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{F_z}{\rho} \end{aligned} \quad (2.32)$$

où un écart à la rotation képlérienne a été pris en compte: $\Omega = \Omega_K(1 + \omega)$.

Le seul véritable problème dans ce type d'approche, est le traitement correct de la conservation de la masse. En effet, cette équation mêle inextricablement dérivées partielles radiale et verticale. Argumentant alors que pour de faibles taux de perte de masse, $\dot{M}_j \ll \dot{M}_a$, l'équation de continuité s'écrit dans le disque

$$\frac{\partial}{\partial r} \rho r u_r \simeq 0, \quad (2.33)$$

tandis que dans le jet $\partial_z \rho u_z \simeq 0$, ils posent

$$\rho u_z = \text{constante} = \rho_s C_s. \quad (2.34)$$

En injectant cette relation dans l'équilibre vertical, il apparait alors un point critique sonique, dont la condition de régularité qui permet le franchissement de ce point, est fournie par l'ajustement de cette constante. Cela leur fixe alors le flux de masse total s'échappant du disque.

Le système d'équations ci-dessus, en incluant les deux équations d'induction du champ (avec diffusion ambipolaire), est alors très facilement intégrable, à partir d'un z_0 proche de 0 ($z = 0$ est un point critique du système) et jusqu'à plusieurs échelles de hauteur au dessus du disque.

Ce modèle possède deux inconvénients majeurs:

1. Il ne prouve pas que l'éjection de matière à partir d'un disque d'accrétion est possible, puisque l'éjection est tout simplement imposée par la prescription (2.34). Plus vite la densité tendra vers zéro et plus grandes seront les vitesses du "jet". L'existence d'un jet est donc un artéfact de cette prescription et non pas le fait de la résolution précise du problème. Ce fait simple est brouillé par la complexité due au traitement des trois fluides, neutres, ions et électrons.
2. Les auteurs arrivent à la conclusion que le disque doit être fortement comprimé par la force magnétique verticale, à tel point que celle-ci domine totalement

la force de marée gravitationnelle. Cette contrainte peut s'exprimer dans nos paramètres sous la forme: $m_s > \alpha_m$. Clairement, ceci ne peut se produire que pour des cas particuliers et nous obtenons des solutions qui ne satisfont pas cette condition⁵. Dans leurs solutions, cette contrainte exprime le fait que le magnétisme ne doit pas accélérer la matière trop bas dans le disque, dans une région où il est encore trop dense. Si cela se produit, alors le champ toroïdal devient positif, ce qui est incompatible avec l'éjection⁶. En fait, il semble plutôt que ce soit dû à un mauvais contrôle du courant radial, par conséquent, du paramètre Γ .

Dans la section suivante, je vais détailler le système précédent d'équations dans l'approximation à un fluide de la MHD. Je mettrai alors en évidence la physique de l'éjection ainsi que l'incomplétude de ce type d'approche. Une description auto-similaire s'avèrera alors indispensable pour résoudre le problème complet de la structure interdépendante constituée du disque et de ses jets.

2.2.2 Ordering en h/r et échelle intermédiaire

L'ordering en h/r des termes dans les équations a déjà été utilisé pour obtenir les systèmes (2.28) et (2.32). L'utilisation de l'échelle intermédiaire $l \sim \sqrt{hr}$ permet alors de développer au second ordre le flux magnétique à l'intérieur du disque:

$$a(r, z) \simeq a_o(r) \left(1 - \frac{h^2 x^2}{l^2 2} \right). \quad (2.35)$$

où $x = z/h(r)$. Une telle prescription impose une rigidité aux surfaces magnétiques, qui ne sont alors pas modifiées par l'écoulement (et donc sont connues). En particulier, le courant toroïdal J_ϕ étant une constante positive, la composante radiale B_r du champ continue à grandir en suivant

$$B_r \simeq B_o \left(\frac{hr}{\beta l^2} \right) x \quad (2.36)$$

avec $B_z \simeq B_o = \beta a_o/r$ une constante dans le disque ($\beta = d \ln a_o/dr$). Dans ce qui suit, j'établis les équations du disque lorsque le flux magnétique est ainsi développable à partir des équations du système (2.32).

⁵La conversion de leurs paramètres dans les nôtres fournit $\alpha_m = a/\eta$, où $a = \sqrt{\mu}$ et $\eta = \nu_{ni}/\Omega_K$ est le rapport entre le temps dynamique et le temps de couplage par collisions neutres-ions. Dans leurs solutions, α_m est plus petit que l'unité.

⁶En effet, le jet n'est alimenté par un flux de Poynting MHD émergeant du disque que si $B_\phi^+ < 0$ (voir section 4.2).

Après dédimensionalisation avec les grandeurs prises sur le plan du disque (notées avec l'indice "o"), l'équation de diffusion (1.72) fourni dans le cadre de cette approximation

$$u_r = \nu - x u_z . \quad (2.37)$$

La vitesse caractéristique qui apparait pour u_z est alors naturellement imposée et vaut $\nu_o/h = \alpha_m V_{Ao}$. Ceci montre que sur le bord du disque, lorsque le virage se produit ($u_r = 0$) et que la vitesse est verticale, elle est de l'ordre de la vitesse d'Alfvén sur le plan du disque (et non pas de l'ordre de ϵu_o , grandeur fournie par l'équation de continuité). Plus précisément, cette vitesse caractéristique, qui est également celle de la vitesse radiale puisque

$$u_o = \alpha_m V_A \frac{hr}{\beta l^2} , \quad (2.38)$$

est intimement reliée au couple de freinage magnétique,

$$u_z^+ \sim \alpha_m V_A \sim \frac{B_\phi^+ B_z}{\mu_o \rho_o \Omega_K h} . \quad (2.39)$$

Elle est alors d'autant plus petite que le magnétisme est faible par rapport à la pression totale. Au coeur du disque, où l'expression (2.37) est toujours vraie, le profil de la vitesse radiale est principalement contrôlé par celui de la diffusivité magnétique, avec cependant une modification apportée par la vitesse verticale. Lorsque la vitesse verticale s'annule (par exemple, en ayant été d'abord négative), la matière doit avoir un mouvement d'accrétion (u_r négatif). Nous voyons donc ici qu'un mouvement vertical ascendant déclenche un basculement vers l'arrière du plasma, c'est à dire le développement d'une vitesse radiale positive. Ce changement de régime physique est dû au fait que dans la partie supérieure du disque, la force radiale totale (gravitationnelle + centrifuge + magnétique) qui s'exerce sur le plasma est également positive, dirigée vers l'extérieur. Plus précisément, ce basculement se produit parce que la force magnétique F_ϕ a changé de signe (voir plus bas et chapitre 3), ce qui accélère azimuthalement le plasma et diminue ainsi l'effet de l'attraction gravitationnelle, tandis qu'un mouvement vertical positif est initié. L'origine des jets se trouve donc à la fois dans l'échange de moment cinétique entre la matière et le champ et dans l'équilibre vertical.

L'équation d'extraction du moment cinétique, dans laquelle a été posé $v = \rho_o/\rho$ et $j = J_r/J_o$,

$$u_r + \mu u_z \frac{\partial \varpi}{\partial x} = j v \quad (2.40)$$

montre que le flux vertical de moment cinétique, nul sur le plan du disque, devient d'autant plus important que μ est proche de l'unité. Ici, $\varpi = \omega/\omega_o$ où ω_o mesure l'écart (négatif) à la rotation képlérienne et a été introduit en (2.19). Ainsi, il devient évident grâce à la paramétrisation choisie, que de faibles écarts à la loi képlérienne doivent être néanmoins considérés. Le membre de droite, qui décrit le couple de freinage sur le plan du disque, est réduit, par l'ordering en ε , à la tension verticale de la composante toroïdale du champ (i.e, J_z a été négligé). Avec cette simplification, le signe du couple dépend alors directement du signe du courant radial $J_r = J_o j$ (comme dans une roue de Barlow). Le courant nécessaire à l'extraction du moment cinétique du disque, et permettant un mouvement d'accrétion u_o est

$$J_o \equiv q \frac{B_o}{\mu_o h} = \frac{1}{2} \rho_o \frac{u_o \Omega_o}{B_o} \quad (2.41)$$

Tant que ce courant reste positif, le disque est freiné, tandis qu'il est accéléré pour un courant négatif. La surface $j = 0$ marque une transition très nette entre deux régions: dans la région inférieure le champ prélève à la matière dense du moment cinétique et de l'énergie mécanique, puis les retransfère à la matière diluée de la région supérieure, dans un processus d'accélération MHD qui dure jusqu'à la surface d'Alfvén. Ce processus amène alors la vitesse angulaire à des valeurs super-képlériennes ($\omega > 0$). En fait, à partir de cette altitude (et à r constant) nous mesurons la vitesse de rotation de la matière qui est attachée à des lignes de champ provenant de rayons intérieurs (et donc tournant plus vite).

Une remarque sur le regard qu'on peut porter sur cette équation: dans un disque standard moyenné verticalement, cette équation fournit la vitesse d'accrétion, tandis qu'ici elle décrit la variation verticale de la vitesse angulaire.

L'équilibre radial s'écrit au premier ordre en ε ,

$$\alpha_m^2 u_z \frac{\partial u_r}{\partial x} = \varpi - v, \quad (2.42)$$

où les effets de la tension magnétique radiale sont exprimés par le terme en v (l'inverse de la densité). Dans la partie interne du disque dans laquelle la vitesse verticale est faible, cette équation devient simplement

$$\varpi = v, \quad (2.43)$$

décrivant comment l'augmentation des effets magnétiques, dûs à la chute de la densité, fait ralentir la vitesse de rotation de la matière ($\Omega = \Omega_K(1 + \omega)$ diminue avec z). Lorsque j a changé de signe, le magnétisme accélère la matière et ϖ devient alors

négatif ($\omega > 0$). C'est cette augmentation de la vitesse angulaire qui engendre alors une accélération radiale centrifuge. L'accélération centrifuge prend sa racine dans le changement de signe du couple magnétique, lui-même dans celui du courant radial. Il faut cependant noter que tout ceci n'est vrai qu'à partir du moment où la vitesse verticale est devenue positive.

La différence essentielle entre une vraie roue de Barlow et un disque d'accrétion réside dans la présence, dans ce dernier, de rotation différentielle. C'est en effet ce gradient de Ω qui rend l'éjection possible. En normalisant le champ toroïdal avec $B_\phi = -\mu_o J_o h b_\phi$, l'écart de b_ϕ à la loi linéaire (i.e., la modification du profil du courant j) est alors fourni par l'équation d'induction du champ toroïdal

$$\nu' j = 1 - \gamma \left[\varpi - 1 + \frac{3}{2\mu} x^2 \right] + \frac{\nu_o}{\nu_o'} u_z b_\phi, \quad (2.44)$$

où $\gamma = \mu \nu_o / \alpha_m^2 \nu_o'$. Le terme entre crochets provient de la rotation différentielle, verticale ($\varpi - 1$) et radiale ($3x^2/2\mu$). Ainsi, il est évident que ces deux contributions sont également importantes et entraînent une inexorable décroissance du courant. Le terme d'advection du champ renforce cette tendance lorsque la matière tombe sur le plan du disque, puis tend à équilibrer l'effet de la rotation différentielle lorsque u_z se développe. Un régime de MHD idéale peut être ainsi instauré.

Cet équilibre n'est possible que si $\Gamma \simeq 3\gamma/\mu$ est de l'ordre de l'unité. En effet $\Gamma > 1$, entraîne un changement de signe de j à l'intérieur du disque dans une région encore dense. La force magnétique azimuthale commence alors à accélérer la matière alors que u_z est encore trop petit ou négatif. Avec la décroissance forte du courant, le champ toroïdal devient positif: ce n'est plus une situation où le champ peut fournir de l'énergie à la matière, le flux de Poynting MHD étant alors dirigé vers le disque et non pas vers le jet. Lorsque $\Gamma < 1$, la surface où le courant j change de signe se déplace dans l'atmosphère du disque. La conséquence immédiate est que le gradient de pression magnétique toroïdal comprime énormément le disque (voir ci-dessous). L'équilibre vertical n'est alors obtenu que pour de très forts gradients de pression du plasma, tellement forts qu'ils induisent une pression négative à la surface du disque (voir figure 2 dans Ferreira & Pelletier 1993b). Ainsi, $\Gamma \simeq 1$ est la condition d'existence des jets: dès qu'on s'écarte trop de cette valeur cela entraîne soit $B_\phi^+ > 0$, lorsqu'une éjection trop massive est demandée, soit une forte "dépression" avec $P^+ < 0$, essayant de compenser la trop forte compression magnétique.

L'équilibre vertical du disque est décrit par

$$\alpha_m^2 \mu u_z \frac{\partial u_z}{\partial x} = -v \frac{\partial P}{\partial x} - x - v \left(\frac{hr}{\beta l^2} \right)^2 \left[\frac{\alpha_m^2}{4} j b + \mu x \right]. \quad (2.45)$$

Dans cette équation l'importance des termes magnétiques est immédiatement perceptible: pour une échelle magnétique intermédiaire la compression magnétique ne peut jamais dominer la force de marée gravitationnelle. Par ailleurs, nous voyons ici qu'un paramètre μ plus grand que l'unité est incompatible avec l'hypothèse d'un disque en équilibre quasi-statique. C'est cette équation qui contrôle l'accélération verticale de la matière, à la fois dans la partie interne du disque, en équilibre quasi-statique entre la force de pression du plasma et l'action combinée de la gravité et de la pression magnétique, mais surtout au début du jet. En effet, la décroissance de la compression magnétique due à la chute de j entraîne un mouvement vertical vers le haut, dû au gradient de pression. D'une manière générale, tant que j n'a pas suffisamment diminué ou même changé de signe, la force magnétique verticale est une force de compression et seul le gradient de pression du plasma peut donner lieu aux mouvements verticaux, nécessaires pour initier le jet.

2.2.3 Richesse et incomplétude

Je résume ici ce que l'étude de ce modèle simplifié nous a appris sur la physique de l'éjection.

La force électromotrice, due à la rotation du disque traversé par des lignes de champ, crée un courant radial qui permet au champ magnétique d'extraire moment cinétique et énergie mécanique du plasma. Le gradient de pression du plasma instaure un équilibre quasi-statique à l'intérieur du disque, tandis que la tension radiale des lignes de champ entraîne un écart à la rotation képlérienne, de plus en plus grand à mesure qu'on se rapproche de la surface du disque. La rotation différentielle, radiale mais également verticale, fait alors décroître ce courant radial. Cette décroissance jusqu'au changement de signe a plusieurs conséquences importantes. La compression magnétique verticale diminuant, le gradient de pression du plasma donne alors lieu à un mouvement vertical ascendant qui va faire basculer la matière vers l'arrière. Ensuite, le couple magnétique change de signe et accélère azimutalement la matière, jusqu'à des vitesses super-képlériennes. L'accélération de la vitesse de rotation du plasma entraîne alors une accélération centrifuge radiale. Ce changement de signe du courant ne peut pas se produire n'importe où dans le disque, mais seulement à sa surface, ce qui est mesuré par $\Gamma = 1$.

Bien qu'ayant permis de comprendre les processus clefs dans la génération de jets à partir d'un disque d'accrétion, cette approche ne permet pas de résoudre proprement le problème. Nous avons vu à la section précédente, que celle utilisée

par Wardle & Königl (1993) était incomplète. Celle-ci l'est tout autant. En effet, en ayant développé le flux magnétique dans le disque, nous avons court-circuité les interactions subtiles entre la matière et le champ. L'une des conséquences de cette approche brutale se voit directement dans l'équilibre vertical: le gradient de pression magnétique associé à B_r est toujours de même signe, c'est à dire comprime de plus en plus le disque. A moins que μ soit beaucoup plus petit que $\alpha_m^2/4$, ce qui est difficilement compatible avec la contrainte $\mu \sim 1$, il n'y a aucune chance qu'un mouvement vertical puisse être réellement initié sans que la matière ne retombe.

Si le gradient de pression du plasma est suffisamment fort, alors il est *a priori* possible de construire des disques dans lesquels les mouvements verticaux proches du plan sont soit faiblement négatifs, soit positifs. A l'inverse, un gradient faible va induire des mouvements plus ou moins rapides de convergence du plasma vers le plan. D'une manière générale la dérivée de la vitesse verticale sur le plan du disque comporte une information cruciale sur l'équilibre vertical du disque et même, sur le taux de perte de masse de celui-ci. En effet, dans le premier cas décrit ci-dessus, une grande partie de la matière devrait s'échapper du disque, tandis que dans le second, seule une petite fraction devrait pouvoir le faire. Cette information essentielle, reliant la structure verticale du disque à sa structure radiale, a été perdue lorsque nous avons utilisé l'approximation $\partial_z \gg \partial_r$.

2.3 De la nécessité de l'auto-similarité

Pour traiter correctement le problème d'un disque d'accrétion magnétisé, il faut pouvoir rendre compte du fait que l'écoulement se produit dans un plan et non pas simplement dans une direction donnée. Pour cela, il faut utiliser une description mathématique adaptée à cet aspect 2-D mais qui soit de plus opératoire, c'est à dire qu'elle permette de résoudre l'ensemble des équations du disque aux dérivées partielles. La façon la plus "agréable" est simplement de séparer les variables, de telle sorte qu'on se retrouve avec deux systèmes différents d'équations couplées aux dérivées droites.

Il est naturel de rechercher alors des solutions du problème auto-similaires, de la forme

$$A_i(r, z) = A_{ie} g_i(R) f_i(x) , \quad (2.46)$$

où $A_i(r, z)$ est une grandeur physique quelconque du disque, $R = r/r_e$ est le rayon normalisé au rayon extérieur du disque et la variable verticale est $x = z/h(r)$. Les

fonctions $f_i(x)$ et $g_i(R)$ sont normalisées à 1, de telle sorte que $A_i(r_e, 0) = A_{ie}$ pour les grandeurs paires en z , telles que u_r , Ω , a , ρ , P et T . Pour les grandeurs physiques impaires, telles que u_z et b , la dédimensionalisation des équations fournit une valeur caractéristique au rayon externe du disque, approximativement à la surface du disque.

Il est parfaitement justifié de rechercher de telles solutions dans un disque géométriquement mince. En effet, la force gravitationnelle, qui est en quelque sorte la force excitatrice du système, suit une telle loi:

$$g_z = -\frac{G M}{r^3} h x . \quad (2.47)$$

De plus, tant que les perturbations dues au gradient de pression et à la force magnétique seront faibles par rapport à la force gravitationnelle, le disque sera en équilibre quasi-képlérien sur le plan du disque. Cet équilibre impose alors une loi d'échelle à travers tout le disque, c'est à dire que la variation radiale de ses diverses grandeurs peut être simplement décrite avec une bonne approximation, par des lois de puissance du rayon. Cette description ne sera toutefois valable que lorsqu'on se place loin du bord interne du disque, où vraisemblablement l'interaction avec l'objet central introduit une modification de cette loi d'échelle.

Dans la partie quasi-Keplerienne du disque, le système d'équations couplées décrivant la structure radiale se résume alors à un ensemble de relations algébriques triviales entre les exposants radiaux, définis par

$$\alpha_i = \frac{d \ln g_i}{d \ln R} . \quad (2.48)$$

Lorsque l'approximation auto-similaire est justifiée, le disque est alors décrit par l'ensemble des grandeurs physiques suivantes (voir l'annexe A pour l'expression des équations auto-similaires):

- i) $a(r, z) = a_e R^\beta \psi(x)$ avec $\psi(0) = 1$
- ii) $P(r, z) = P_e R^{\alpha_P} f_P(x)$ avec $f_P(0) = 1$
- iii) $b(r, z) = r_e q B_{ze} R^{\alpha_b} f_b(x)$ avec $f_b(0) = 0$ et $f_b'(0) = -1$
- iv) $u_r(r, z) = -U_e R^{\alpha_r} f_r(x)$ avec $f_r(0) = 1$
- v) $\Omega(r, z) = \Omega_K (1 + \omega)$ où $\omega(x) = \omega_o \varpi(x)$ avec $\varpi(0) = 1$
- vi) $u_z(r, z) = \varepsilon U_e R^{\alpha_z} f_z(x)$ avec $f_z(0) = 0$
- vii) $\rho(r, z) = \rho_e R^{\alpha_\rho} f_\rho(x)$ avec $f_\rho(0) = 1$
- viii) $\nu_m(r, z) = \nu_e R^{\alpha_\nu} m_p(x)$ avec $m_p(0) = 1$
- ix) $\nu_m'(r, z) = \nu_e' R^{\alpha_{\nu'}} m_t(x)$ avec $m_t(0) = 1$

$$\text{x) } T(r, z) = T_e R^{\alpha_T} f_T(x) \text{ avec } f_T(0) = 1$$

$$\text{xi) } h(r) = h_e R^{\alpha_h}$$

$$\text{xii) } l(r) = l_e R^{\alpha_l}$$

Les variations avec le rayon de l'échelle de hauteur du disque $h(r)$ et du champ poloïdal $l(r)$ sont intimement liées par cette description auto-similaire. En effet, un développement du flux magnétique au deuxième ordre autour du plan $z = 0$,

$$\psi(x) \simeq 1 - \frac{1}{2} \frac{h^2}{l^2} x^2 \quad (2.49)$$

montre immédiatement qu'il est nécessaire que ces deux grandeurs soient proportionnelles, i.e. $\alpha_l = \alpha_h$, si l'on veut pouvoir traiter la courbure des lignes de champ dès le disque (i.e., prendre en compte B_r et B_z dans une même équation, par exemple). De plus, la prise en compte dans une même équation de dérivées radiales et verticales impose a) que l'échelle de hauteur du disque varie selon $h = \varepsilon r$, i.e. $\alpha_h = 1$ et b) que l'écart à la rotation képlérienne ne dépende pas explicitement du rayon ($\omega(x)$).

Cependant, ces trois contraintes directement liées à l'auto-similarité ne sont pas extrêmement draconiennes. En effet, elles décrivent justement une relation physique mise en évidence à la section précédente, grâce à l'étude du petit système:

1. La courbure des surfaces magnétiques impose directement la force de compression magnétique subie par le disque. Ainsi, il est naturel que l'échelle de variation de la pression du disque, qui doit équilibrer cette compression, suive celle du magnétisme.
2. Il a été démontré que dans le cas le plus favorable où les surfaces magnétiques sont courbées à une échelle intermédiaire, tous les effets physiques jouent un rôle important vis-à-vis de l'éjection. Il est donc également naturel que tous les termes aient la même variation radiale, dans un disque où l'éjection se produit sur une grande plage en rayon.
3. Enfin, un écart à la rotation képlérienne indépendant du rayon décrit justement le fait que le disque est en rotation képlérienne! Cette modélisation n'est évidemment pas correcte dans le cas d'une couche limite avec une jeune étoile en formation, par exemple.

Ainsi donc, l'utilisation de fonctions auto-similaires permet de rendre parfaitement compte de la bidimensionalité des disques, en introduisant des contraintes bien-sûr, mais qui décrivent une physique sous-jacente. Ainsi, on va pouvoir mettre

en relation les structures verticale et radiale du disque et surtout, démontrer la possibilité de formation de jets rapides à partir de disques en rotation quasi-képlérienne (chapitre 3). L'hypothèse la plus forte réside plutôt dans la description en lois de puissance des variations des diverses grandeurs physiques du disque. Le chapitre 4 décrit l'ensemble des propriétés d'un tel disque quasi-képlérien, dans le cas où les α_i sont des constantes ou même des fonctions du rayon lentement variables. Dès lors que le disque n'est plus képlérien, il faut résoudre le système d'équations différentielles non-linéaires portant sur les $g_i(R)$, mais cela ne sera pas fait ici.

Chapitre 3

Structure Verticale Auto-Similaire et Comportement Local

3.1 Points critiques en présence d'un champ magnétique

Avant d'aborder la résolution de la structure verticale du disque d'accrétion et d'en discuter la physique, je voudrais ouvrir une parenthèse sur le Soleil et ses singularités. Nous avons en effet presque à notre portée, ce superbe laboratoire dans lequel l'approche de la MHD peut être testée. En l'occurrence, un certain nombre d'études "y" ont déjà été menées afin de comprendre l'influence du champ magnétique sur un écoulement de plasma. Ceci nous sera utile car le jet issu d'un disque d'accrétion magnétisé va également subir l'influence du champ, qui est souvent déterminante sur l'évolution stationnaire de l'écoulement.

3.1.1 Influence du magnétisme sur un écoulement unidimensionnel

Le vent de Parker

Afin de comprendre ce qu'est un point critique, retournons au modèle hydrodynamique du vent solaire de Parker (1958). Dans ce modèle stationnaire à symétrie sphérique, le vent est décrit par sa vitesse radiale u et sa densité ρ . L'équation de

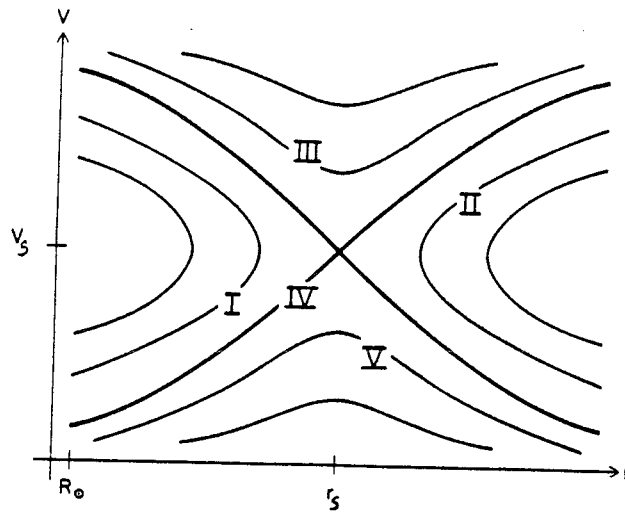


FIG. 3.1 - Représentation des solutions de vent solaire isotherme de Parker, montrant les différentes branches. Les solutions de type I et II sont exclues car elles sont bivaluées et s'arrêtent à une distance finie. Les solutions de type III décrivent des vents supersoniques à la surface du Soleil, ce qui n'est pas observé tandis que celles de type V restent subsoniques partout et donnent lieu à des vitesses plus faibles que celles observées. La seule solution viable est celle qui devient transsonique ($u = C_s$) à $r = r_s$ (schéma issu de Priest 1984).

conservation de l'impulsion

$$u \frac{du}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (3.1)$$

(ici M est la masse du Soleil) combinée à l'équation de conservation de la masse

$$\frac{du}{u} + \frac{d\rho}{\rho} + 2 \frac{dr}{r} = 0 \quad (3.2)$$

et à l'équation d'état $P = \rho C_s^2$, fournit alors un système de deux équations couplées

$$\begin{aligned} (C_s^2 - u^2) \frac{d \ln \rho}{dr} &= 2 \frac{u^2}{r} - \frac{GM}{r^2} - \frac{dC_s^2}{dr} \\ (C_s^2 - u^2) \frac{d \ln u}{dr} &= -2 \frac{C_s^2}{r} + \frac{GM}{r^2} + \frac{dC_s^2}{dr} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Il apparaît alors clairement une singularité, lorsque la vitesse du fluide devient égale à celle de l'onde sonique. Une condition de régularité doit donc être imposée, afin de permettre à l'écoulement de franchir ce point critique. Cette condition, qui doit

être vérifiée au rayon r_s où $u = C_s$, s'écrit

$$\frac{GM}{r_s^2} = 2 \frac{C_s^2}{r_s} - \left. \frac{dC_s^2}{dr} \right|_{r_s}. \quad (3.4)$$

Dans le cas simple d'un vent *isotherme*, cette condition fixe la position de ce point en fonction de la température à la surface du Soleil: $r_s = GM/2C_s^2$. Le franchissement régulier du point critique est alors conditionné par la valeur critique C_o de C_s , pour laquelle $u(r_s) = C_o = \sqrt{GM/2r_s}$. Pour $C_s < C_o$, le vent reste subsonique avec une vitesse nulle à l'infini (solution dite de brise, voir figure 3.1), tandis que pour $C_s > C_o$, un front de choc se développe: le membre de gauche s'annule mais pas celui de droite. Lorsque l'on résout un problème stationnaire comportant une singularité, il faut alors rechercher la condition de régularité qui va fixer une valeur précise d'un paramètre (dans l'exemple précédent, le paramètre est l'enthalpie ou C_s à la surface du Soleil). Ceci soulève alors deux problèmes importants: 1) Comment est déterminé le nombre de points critiques? et 2) A quel type d'ondes se rapportent-ils?

Géométrie et magnétisme

Le nombre de points critiques rencontrés dans l'écoulement dépend très fortement de la géométrie. Sur le Soleil, par exemple, il a été mis en évidence que le vent n'est pas isotrope mais s'échappe plutôt de trous coronaux, le long de surfaces magnétiques qui canalisent ainsi le flot. Si $A(r)$ est la section du flot au rayon r , la conservation de la masse s'écrit alors

$$\frac{du}{u} + \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dA}{A} = 0, \quad (3.5)$$

En substituant alors le terme $2/r$, valable pour une géométrie sphérique, par $d \ln A/dr$ dans le système (3.3), il apparaît immédiatement que le flot est extrêmement sensible à la géométrie. Kopp & Holzer (1976) ont ainsi montré qu'il pouvait y avoir de multiples points critiques (tous associés ici à la même vitesse critique C_s). En particulier, il suffit que la section diverge plus vite que r^2 (ce qui se produit pour les trous coronaux) puis tende vers cette loi d'évasement (lorsque le vent devient quasi-sphérique) pour que trois points critiques apparaissent¹.

En régime de MHD idéale, il est très facile de voir que ces effets de géométrie sont dus au champ magnétique. En effet, en combinant les équations d'induction du

¹Les deux premiers se trouvant d'ailleurs plus proches de la surface solaire que dans une géométrie sphérique, voir aussi Holzer (1977).

champ et de conservation de la masse, on obtient

$$\frac{DB}{Dt} = \frac{\mathbf{B}}{\rho} \cdot \nabla \mathbf{u} , \quad (3.6)$$

où D/Dt est la dérivée de Lagrange. Dans le cas à une dimension discuté ici, elle s'écrit

$$\frac{du}{u} + \frac{d\rho}{\rho} - \frac{dB}{B} = 0 \quad (3.7)$$

ce qui montre clairement l'influence du champ dans l'élaboration de la géométrie de l'écoulement. L'équation sur la vitesse devient alors

$$(C_s^2 - u^2) \frac{d \ln u}{dr} = \frac{d \ln B}{dr} C_s^2 + \frac{GM}{r^2} + \frac{dC_s^2}{dr} . \quad (3.8)$$

A cause de l'interaction entre le champ et l'écoulement, on peut formellement écrire $B(r, u)$, ce qui fournit alors

$$\left(1 - \frac{u^2}{V_c^2}\right) \frac{d \ln u}{dr} = \left. \frac{\partial \ln B}{\partial r} \right|_u + \frac{GM}{C_s^2 r} + \frac{d \ln C_s^2}{dr} , \quad (3.9)$$

où la nouvelle vitesse critique est ici

$$\frac{1}{V_c^2} = \frac{1}{C_s^2} + \left. \frac{1}{B^2} \frac{\partial B^2}{\partial u^2} \right|_r . \quad (3.10)$$

Cette vitesse, dite "cuspidé" (Roberts 1976, Defouw 1976), prend en compte l'élasticité des lignes de champ vis-à-vis des sollicitations de l'écoulement. Ainsi, nous voyons que le champ magnétique introduit de profondes perturbations dans un écoulement: il modifie la vitesse critique et surtout, il peut induire de multiples rencontres avec un point critique.

3.1.2 Le cas d'un disque magnétisé bidimensionnel

Un disque d'accrétion est une structure bien plus complexe que celle décrite ci-dessus, car il faut prendre en compte la bidimensionnalité de l'écoulement. De plus, dans un disque magnétisé en connexion avec des jets, il s'opère une transition entre deux régimes physiques très différents. En effet, le coeur du disque est régi par la diffusion, avec des vitesses poloïdales du plasma faibles. Quant aux jets, ils sont caractérisés par des vitesses rapides et une diffusivité nulle et sont donc régis par la MHD idéale. Aussi, il faut s'attendre à une influence du champ magnétique différente selon ces deux régimes.

Afin de comprendre le comportement d'un tel système, il faut faire "parler" les équations. Pour ne pas alourdir l'exposé, l'ensemble des équations différentielles décrivant la structure verticale du disque a été placé dans l'annexe A. Cependant, il suffit de savoir que dans les deux cas, résistif et idéal, ce système d'équations peut être ramené sous la forme

$$M.Y' = P, \quad (3.11)$$

où P est un vecteur et M une matrice dépendant tout deux de la variable $x = z/h(r)$ et des grandeurs $f_i(x)$ (définies au chapitre précédent), et Y' le vecteur des dérivées des f_i par rapport à x (cette écriture est analogue au système (3.3)). Le disque admet alors des solutions stationnaires si ce système ne possède pas de singularité, autrement dit, si la matrice M est toujours inversible. Lorsque le déterminant de M s'annule, cela traduit la présence d'un point critique et il faudra alors chercher à satisfaire la condition de régularité.

Une remarque concernant les deux systèmes résistif et idéal. En MHD, il n'est mathématiquement pas possible de passer continûment d'un régime résistif à un régime parfaitement conducteur. En effet, la présence d'une diffusivité change l'ordre du système différentiel, qui se trouve ainsi être du second ordre pour le flux magnétique $\psi(x)$ et pour le champ toroïdal $f_b(x)$ dans le cas résistif et seulement du premier ordre dans le cas idéal. Par conséquent, lors d'une résolution par intégration (implicite ou explicite) du système d'équations, il y a nécessairement un changement de système lorsque le critère de gel utilisé est vérifié. Les deux systèmes étant différents, il faut s'attendre à des propriétés très différentes bien que la physique, elle, soit continue.

Dans un premier temps, il faut donc chercher à quelle condition le déterminant de M peut s'annuler, à la fois pour le système résistif et pour le système idéal. Avant de se lancer dans l'algèbre élémentaire mais lourde, arrêtons-nous un peu sur le problème posé par les points critiques dans une description stationnaire.

Direction de propagation des ondes

Comme nous l'avons vu plus haut, la singularité se produit dans notre système d'équations stationnaires lorsque la vitesse de l'écoulement devient égale à la vitesse de phase d'une onde caractéristique se propageant dans le plasma. Ainsi, un point critique est directement associé au problème temporel. Dans une simulation numérique dépendante du temps du vent de Parker par exemple, il s'établirait un choc au point critique pour $C_s > C_o$. Ce choc dissiperait de l'énergie et, par l'intermédiaire

d'ondes soniques remontant l'écoulement, modifierait les conditions initiales. C'est ainsi qu'après une phase tourmentée une solution stationnaire pourrait s'établir avec $C_s = C_o$.

En fait, la question qu'il faut se poser vis-à-vis de la criticité, n'est pas "Quel est le type d'ondes qui peuvent se propager dans le milieu?" (en général il y en a une multitude), mais plutôt "Quelles sont les ondes autorisées à se propager?". En effet, une modélisation axisymétrique d'un disque d'accrétion ne peut évidemment pas rendre compte d'effets non-axisymétriques, tels que les ondes spirales par exemple. Ainsi, les solutions temporelles du problème doivent satisfaire les mêmes contraintes de symétrie que les solutions stationnaires. En conséquence, la nature des points critiques rencontrés par l'écoulement dépend de la description mathématique choisie (voir également Sauty 1993).

Dans une description axisymétrique et auto-similaire d'un disque d'accrétion, la direction de propagation des ondes \mathbf{n} doit être alors poloïdale et normale aux surfaces de phase constante $\varphi = \text{Constante}$. Ces surfaces devant respecter la condition d'auto-similarité, la direction \mathbf{n} est donnée par

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla\varphi}{|\nabla\varphi|} = \frac{\nabla x}{|\nabla x|} = \frac{\mathbf{e}_z - \mathbf{e}_r x dh/dr}{(1 + x^2(dh/dr)^2)^{1/2}}. \quad (3.12)$$

Il apparaît une singularité dans le disque lorsque la vitesse de l'écoulement V , dans la direction \mathbf{n} , devient égale à la vitesse de phase V_φ des ondes, prises en compte par notre description. Il y a donc un point critique à chaque fois que la condition

$$V \equiv \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = V_\varphi \quad (3.13)$$

est satisfaite². Avec cette idée pour guide, nous pouvons alors rechercher à quelle condition le déterminant de la matrice s'annule, c'est à dire rechercher la vitesse de phase des ondes. Ce calcul est décrit dans l'annexe A.

Points critiques en régime résistif

Dans le disque résistif, le déterminant s'annule aux points où

$$V^2(V^2 - V_s^2) = 0, \quad (3.14)$$

où V_s est la vitesse du son. Il y a donc deux surfaces critiques (définies par $z = x_c h(r)$, x_c étant le point où le déterminant s'annule).

²Dans un disque géométriquement mince $\mathbf{n} \simeq \mathbf{e}_z$ et donc $V \simeq u_z$.

La première est le plan équatorial du disque où la vitesse de l'écoulement s'annule, ce qui se produit quel que soit le régime de paramètres du disque. Cette surface critique est une surface par laquelle passent toutes les solutions de disques, et donc n'en sélectionne aucune. Elle introduit une difficulté numérique, en obligeant à commencer l'intégration du système d'équations à partir d'une altitude non nulle au dessus du plan.

La seconde est la surface sonique pure. Ce résultat peut paraître surprenant dans un milieu où le champ magnétique domine la dynamique. Cependant, la force magnétique ne joue pas le rôle d'une force de rappel au sein du disque, à cause de la présence de la diffusivité. En effet, celle-ci introduisant des dérivées d'ordre supérieur (dérivées secondes du flux et du champ toroïdal), les effets magnétiques restent contenus dans le vecteur P et ne contribuent donc pas à la matrice M . Cela suggère que les ondes magnéto-soniques sont amorties en présence de la diffusivité du disque.

Parmi les solutions calculées ici de disque MHD, aucune ne franchit le point critique sonique. En effet, lorsque pour un ensemble donné de paramètres, le déterminant s'annule en régime résistif, le nombre de Mach sonique $M = V/V_S$ est encore très petit (< 0.1) et ne devient proche de l'unité que sur une petite distance $\delta x \sim 10^{-2}$. Un gradient aussi fort ne permet pas de franchir ce point sonique et l'intégration numérique ne peut plus se réaliser (en général la densité tend vers zéro et l'accélération de la matière vers l'infini). Ce comportement, qui ressemble fort à la signature d'un choc (voir figure 3.2), n'est pas encore compris. Il indique cependant qu'il n'est pas possible de former des jets stationnaires qui deviennent transsoniques en régime de MHD résistive. Ainsi, toutes les solutions de disques présentées dans cette thèse, donnent lieu à des jets qui franchissent la surface critique rencontrée en régime de MHD idéale.

Points critiques en régime idéal

Le déterminant du système complet d'équations en MHD idéale s'annule aux points où

$$[V^4 - V^2(V_s^2 + V_{At}^2) + V_s^2 V_{An}^2][V^2 - V_{An}^2]^2 = 0. \quad (3.15)$$

Le flot rencontre ainsi les trois vitesses de phase critiques: magnéto-sonique lente V_{SM} , Alfvén V_{An} et magnéto-sonique rapide V_{FM} ($V_{SM} < V_{An} < V_{FM}$). Nous retrouvons ici un résultat classique (ex. Priest 1984), modulé par un effet décrit plus haut, de projection sur la direction de propagation des ondes qui ne brisent pas la symétrie.

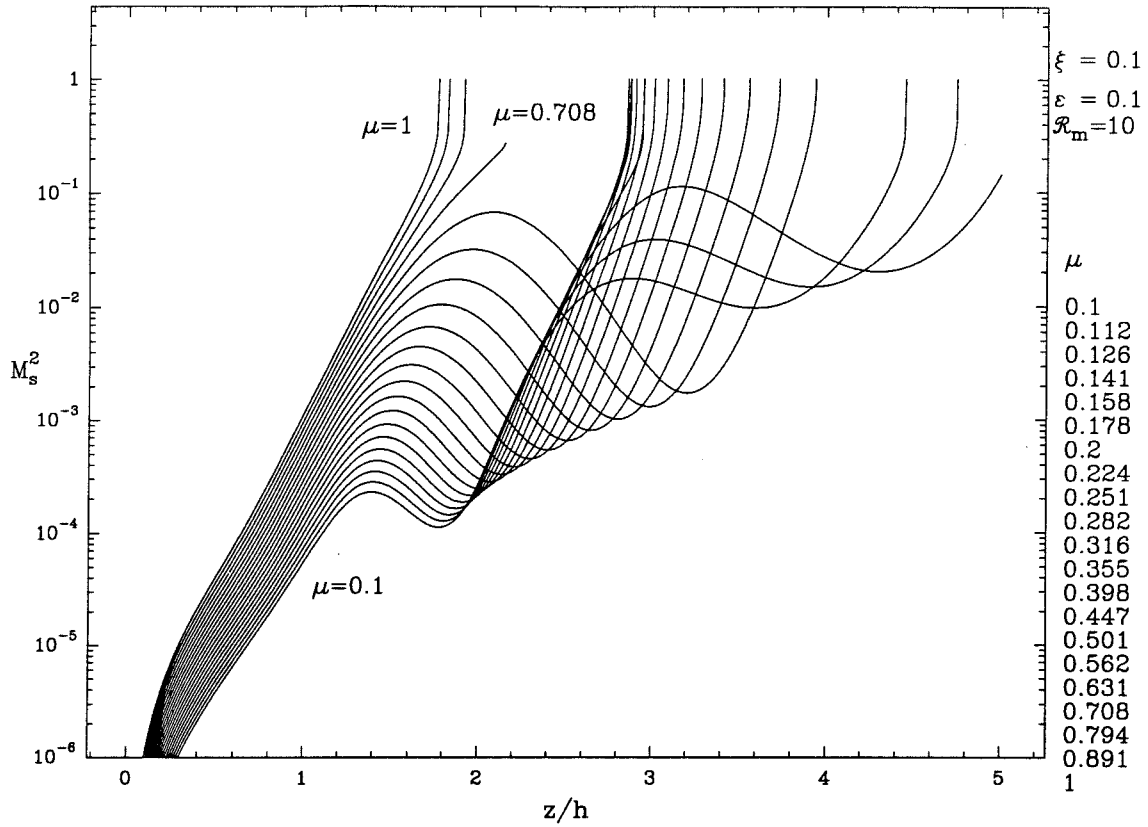


FIG. 3.2 - Nombre de Mach sonique $M_s^2 = V^2/V_s^2$ en fonction de l'altitude, pour $\xi = 1$, $\varepsilon = 0.1$, $\mathcal{R}_m = 10$ et μ variant entre 0.1 et 1. Seule la solution obtenue pour $\mu = \mu_c = 0.708$ fournit les conditions physiques permettant au plasma de passer en régime de MHD idéale, puis de rencontrer le point critique magnéto-sonique lent (en ce point $V_{SM} < V_S$ et donc $M_s^2 < 1$). Pour toutes les autres solutions, le plasma reste toujours résistif et l'écoulement rencontre un point critique sonique ($M_s^2 = 1$). Pour des valeurs de μ supérieures à μ_c , les solutions s'arrêtent en un x fini tandis que pour des valeurs de μ inférieures, l'écoulement ralenti d'abord comme dans une solution de brise de vent solaire, mais ces solutions s'arrêtent également plus haut à proximité d'un nouveau point critique sonique.

La vitesse d'Alfvén intervenant ici³ est la projection suivant \mathbf{n} de la vitesse d'Alfvén poloïdale,

$$V_{An} = \frac{\mathbf{B}_p \cdot \mathbf{n}}{\sqrt{\mu_0 \rho}}, \quad (3.16)$$

³ $V = V_{An}$ est équivalent à $m \equiv u_p/V_{Ap} = 1$, définissant la surface d'Alfvén dans les jets MHD.

tandis que les deux vitesses de phase des ondes magnétosoniques s'écrivent respectivement

$$V_{SM}^2 = \frac{1}{2} \left(V_s^2 + V_{At}^2 - \sqrt{(V_s^2 + V_{At}^2)^2 - 4V_s^2 V_{An}^2} \right) \quad (3.17)$$

et

$$V_{FM}^2 = \frac{1}{2} \left(V_s^2 + V_{At}^2 + \sqrt{(V_s^2 + V_{At}^2)^2 - 4V_s^2 V_{An}^2} \right). \quad (3.18)$$

La vitesse d'Alfvén totale V_{At} est définie par

$$V_{At}^2 = V_{A\phi}^2 + V_{Ar}^2 + V_{An}^2 \left(\frac{\mathbf{u}_p \cdot \mathbf{e}_z}{\mathbf{u}_p \cdot \mathbf{n}} \right)^2, \quad (3.19)$$

c'est à dire comme la somme de la vitesse d'Alfvén horizontale et d'une vitesse d'Alfvén verticale (c'est V_{Az} , exactement sur le plan du disque et seulement approximativement dans le jet à l'infini).

3.1.3 Le lien entre les structures radiale et verticale du disque

La présence du point critique en régime de MHD idéale introduit une contrainte et donc une relation supplémentaire entre les paramètres du problème. Nous obtenons de cette façon le "chaînon manquant" entre les structures radiale et verticale du disque. Pour un indice d'éjection ξ donné, qui mesure localement la variation radiale du taux de perte de masse, et donc le flux de masse vertical, le franchissement du point critique impose une relation entre les paramètres décrivant la structure verticale: μ , \mathcal{R}_m et ε . Nous verrons ainsi par la suite que pour un flux de masse donné, les solutions de disques stationnaires dessinent une surface dans l'espace de ces trois paramètres.

Des trois points critiques discutés plus haut, un seul sera pris en compte et correctement traité par les équations du disque: le point magnétosonique lent V_{SM} . Les deux autres, le point d'Alfvén V_{An} et le point magnétosonique rapide V_{FM} , ne sont en effet rencontrés que plus loin dans le jet. Rosso & Pelletier (1994) ont résolu les équations de jets MHD sub-relativistes qui franchissent correctement ces deux points critiques. Leurs solutions de jet suivent une loi d'auto-similarité compatible avec celle des disques, de telle sorte qu'un raccord est parfaitement possible entre nos deux solutions. Ainsi, une image complète des structures MHD d'accrétion-éjection devient envisageable. Ceci sera discuté plus en détail au chapitre 4.

Une dernière remarque concernant ces points critiques. Chacun des trois est en fait associé à une grandeur physique du problème:

- V_{SM} conditionne le flux de masse issu du disque. Si un flot ne franchit pas ce point critique, c'est que le flux de masse était incompatible avec la physique locale et la solution ne peut rester stationnaire. Un fort flux de masse abaisse ce point à proximité de la surface du disque (et donc proche de la région résistive), tandis qu'un flux plus faible déplace ce point à plusieurs échelles de hauteur au-dessus (voir prochaine section).
- V_A contrôle le moment cinétique total L de la structure emmené par le jet MHD. En effet, la conservation du moment cinétique total relie $L = \Omega_* r_A^2$, r_A étant le rayon où la vitesse poloïdale de la matière devient égale à la vitesse d'Alfvén locale, et Ω_* la vitesse angulaire de la surface magnétique sur laquelle glisse cette matière. Une seule valeur de L est alors possible à V_A et r_A donnés.
- V_{FM} semble être relié à l'énergie totale transportée par le jet, de telle sorte que le franchissement de ce point critique ne serait possible que pour une valeur précise de cette énergie (Camenzind 1986b).

3.2 Structure verticale des disques d'accrétion isothermes

Le système d'équations différentielles non-linéaires couplées est intégré verticalement à partir d'un point proche du plan, jusqu'à plusieurs échelles de hauteur au-dessus du disque. La difficulté réside ici dans le traitement numérique du point critique.

Nous avons vu précédemment que la présence du point critique introduisait une relation entre les paramètres du disque. Cette relation est donnée d'habitude par la ou les condition(s) de régularité pour franchir "calmement" ce point. Cependant, tous les termes ayant été ici pris en compte dans les équations, une approche analytique est impossible et un traitement numérique sera nécessaire.

3.2.1 Choix des paramètres

La structure verticale est résolue en fixant la valeur de certains paramètres (ξ , ε , \mathcal{R}_m , α_m et Γ) et en recherchant itérativement la valeur de μ qui permet effectivement

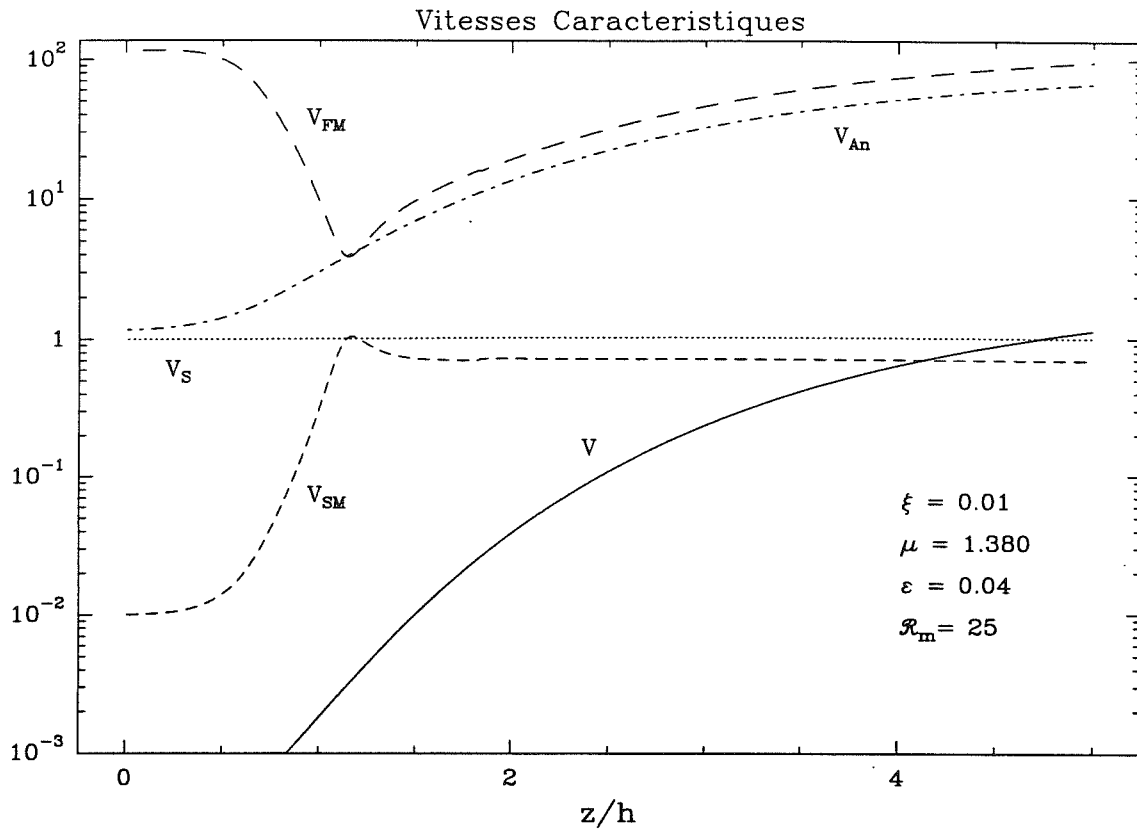


FIG. 3.3 - Vitesses caractéristiques de l'écoulement pour un faible indice d'éjection ξ . Les paramètres \mathcal{R}_m , ξ et ε sont imposés et μ est déterminé par le franchissement du point critique. Ce franchissement se produit loin au-dessus du disque ($x \sim 4$).

de franchir le point critique.

En effet, pour un flux de masse donné ξ , une seule valeur μ_c de μ va permettre l'éjection stationnaire. Pour $\mu < \mu_c$, le champ magnétique ne comprime pas assez le disque et la densité est alors moins piquée et peut même recroître: la vitesse V retombe alors, dans une situation analogue à celle d'une brise solaire. Cependant, cette densité élevée introduit une forte interaction avec le champ qui peut amener celui-ci à accélérer à nouveau la matière, jusqu'à une nouvelle rencontre avec un point critique, mais qui ne sera pas franchi non plus. Il est douteux que cette multiplicité de "rencontres ratées" avec des points critiques puisse décrire une situation stationnaire. Pour $\mu > \mu_c$, le magnétisme comprime trop la matière du disque et la densité tend vers zéro: la vitesse V subit alors une accélération infinie. Cette situation, dans laquelle la vitesse tend à devenir bivaluée, caractérise une situation de choc et est également non-stationnaire.

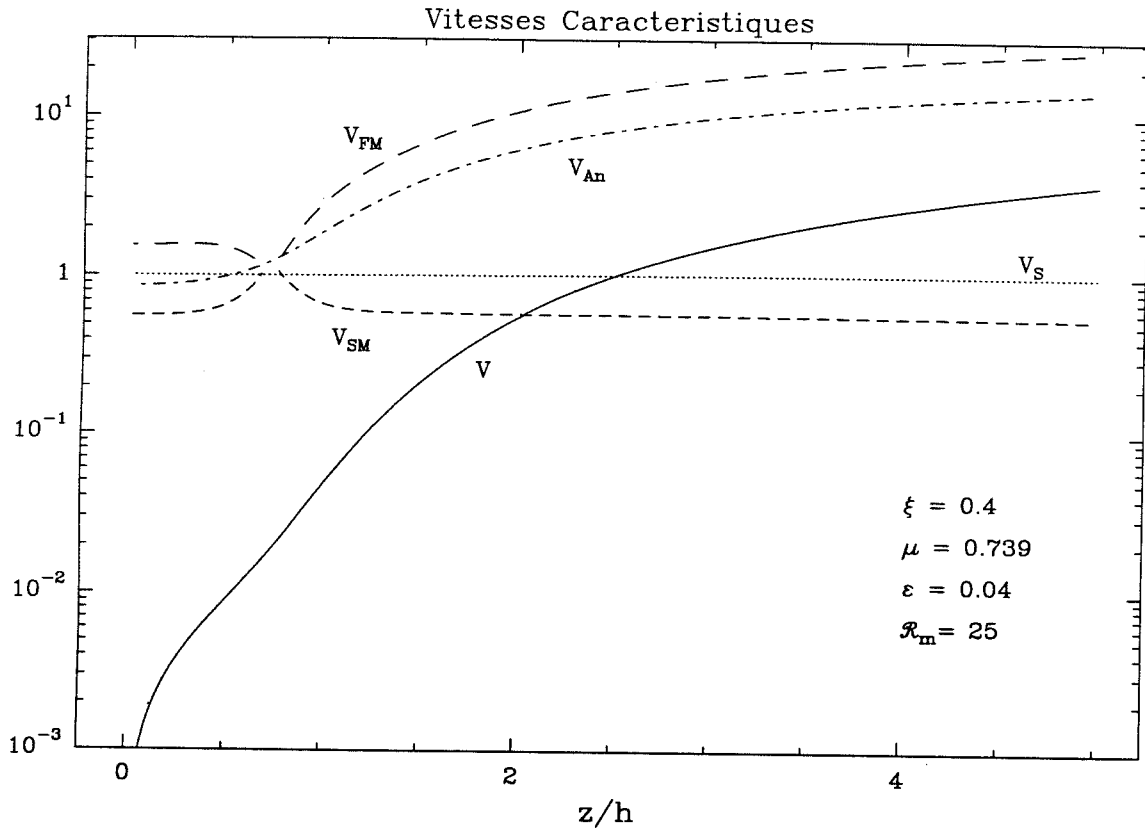


FIG. 3.4 - Vitesses caractéristiques de l'écoulement pour un fort indice d'éjection ξ . Le point critique est ramené à proximité de la surface du disque.

Ainsi, s'il existe une valeur du paramètre μ pour laquelle une solution stationnaire est possible, celle-ci est unique. Mais il n'est pas évident qu'il en existe toujours une. Nous verrons plus bas, dans une première exploration de l'espace des paramètres des disques MHD, qu'il existe une plage dans laquelle l'échelle de hauteur du flux magnétique peut varier et pour laquelle il existe bien un μ , à un ξ donné.

Une solution de disque est alors obtenue en posant $\alpha_m = \Gamma = 1$, en choisissant une épaisseur de disque ε puis, pour une courbure intermédiaire des lignes de champ $\mathcal{R}_m \sim \varepsilon^{-1}$, en recherchant itérativement la valeur critique μ_c compatible avec l'indice d'éjection choisi ξ .

3.2.2 Profil de température

Le profil vertical de température est fourni par l'équation d'énergie du disque et dépend du mécanisme dominant de transport d'énergie. Il est très difficile de rendre compte avec justesse de ce type de processus, d'autant plus que le disque est

probablement turbulent. En raison des difficultés rencontrées dans la modélisation de la structure thermique du disque (voir chapitre 1), nous adoptons une prescription simple. Nous utilisons une équation d'état de la forme

$$P = nk_B T, \quad (3.20)$$

où n est la densité du plasma⁴ et une approximation polytropique pour la température

$$T \propto \rho^{\Upsilon-1}, \quad (3.21)$$

où Υ est l'indice polytropique. Il y a alors deux profils extrêmes possibles pour la température: isotherme ($\Upsilon = 1$) et adiabatique ($\Upsilon = \gamma$, $\gamma > 1$ étant ici l'indice adiabatique du plasma).

Lorsque le disque est convectivement instable, le transport d'énergie par convection se met en place et rabote le gradient de température jusqu'à ce qu'il redevienne proche du gradient adiabatique (voir section 4.1). Une première approximation du transport convectif consiste donc à décrire la structure thermique du disque par un profil adiabatique.

Par contre, si le disque est en régime radiatif le profil de température est plus proche d'un profil isotherme. C'est probablement le cas si le disque est optiquement mince (en tout état de cause, ce gradient sera négligeable devant le gradient de pression) et cette approximation n'est pas trop mauvaise pour un disque optiquement épais, alimenté par un taux d'accrétion \dot{M}_{ae} faible (voir section 4.1).

Dans le travail présenté ici, seul le cas isotherme a été étudié, de telle sorte que le gradient de pression est dû exclusivement au gradient de densité du plasma. Ceci a alors plusieurs conséquences:

i) Une telle approximation ne peut rigoureusement décrire un disque dans lequel la pression de radiation domine. Le gradient de pression du disque "isotherme" sera supérieur à celui obtenu à partir de l'équation d'énergie. Cependant, cela a peu d'influence sur le comportement général du disque (point ii).

ii) La physique de l'éjection, mise en évidence avec un disque isotherme, ne devrait pas être fondamentalement modifiée par la prise en compte du gradient de température supplémentaire. En effet, les paramètres verticaux (μ , \mathcal{R}_m) devraient simplement s'ajuster au nouveau gradient afin de permettre le même flux de masse.

iii) Aucun effet thermique n'est pris en compte dans le processus d'éjection. Les jets ainsi obtenus, et l'espace des paramètres qui leur correspond, sont entièrement

⁴Dans un milieu dominé par la pression de radiation, n est alors la densité de photons

propulsés par des effets dynamiques. L'effet d'une couronne chaude pourra être testé par la suite en prescrivant une loi de température, croissante avec l'altitude à partir de la photosphère du disque.

3.2.3 Les coefficients de transport du disque

Les profils des divers coefficients de transport dans le disque, à savoir les "diffusivités poloïdale" ν_m et "toroïdale" ν_m' ainsi que la viscosité cinématique ν_v , doivent être imposés à la main. L'expression de ces coefficients nécessite un examen détaillé des processus physiques aux petites échelles, complexe et au delà du cadre du travail présenté ici. Cependant, certains arguments de plausibilité suggèrent que leur échelle de variation est de l'ordre de l'échelle de hauteur h du disque. Si ces coefficients ont pour origine une turbulence développée dans le disque, alors un ordre de grandeur de ces coefficients est fourni par $v_t l_t$, où v_t est la vitesse caractéristique de cette turbulence et l_t est sa longueur de corrélation. Par ailleurs, l'existence d'un régime stationnaire nécessite des coefficients de transport anormaux (mesurés sur le plan)

$$\begin{aligned}\nu_v &= \frac{2}{3} \alpha_v C_s h \\ \nu_m &= \alpha_m V_A h \\ \nu_m' &= \frac{3}{\alpha_m \Gamma} V_A h\end{aligned}\tag{3.22}$$

avec $\alpha_v \lesssim 1$, pour une vitesse caractéristique de turbulence subsonique et $\alpha_m \gtrsim 1$, afin d'assurer la stabilité du disque vis-à-vis des instabilités résistives. Il semble alors naturel que la viscosité, qui est liée à la matière, ait une échelle de variation inférieure ou de l'ordre de l'échelle de hauteur du disque.

En ce qui concerne les diffusivités magnétiques, dont l'origine semble être liée à une turbulence d'ondes d'Alfvén, cette échelle pourrait être supérieure. En effet, il n'y a d'éjection que si le courant J_r varie à l'échelle du disque. Ceci est assuré par $\Gamma \simeq 1$, à condition que la diffusivité ν_m' ait bien une échelle de variation supérieure ou également de l'ordre de h . La variation de J_r entraîne cependant une variation à l'échelle h du champ toroïdal. Or, le paramètre α_m est intimement lié à l'extraction du moment cinétique et donc contient cette information sur la variation de B_ϕ à l'échelle h . L'échelle de variation des diffusivités magnétiques semble donc être de l'ordre de l'échelle de hauteur du disque, plutôt que de celle du flux magnétique. Ceci suggère alors qu'elles doivent avoir pour origine une turbulence ou une instabilité, déclenchée par le champ magnétique à l'intérieur du disque (voir sections 1.2 et 2.1).

Nous modéliserons alors le profil vertical des coefficients de transport du disque par un profil gaussien ou lorentzien, variant à l'échelle du disque. L'utilisation de l'une ou l'autre de ces formes ne change pas qualitativement les solutions du disque, pourvu que ces coefficients varient à l'échelle du disque.

3.2.4 La physique de l'éjection

L'étude des solutions verticales auto-similaires a ainsi permis de comprendre la physique des disques MHD donnant naissance à des jets. En particulier, elle a permis de mettre en évidence les divers comportements des forces dans chacune des trois régions importantes: le disque résistif, le jet idéal... et la région de transition entre les deux que j'appellerai couronne (voir figures 3.5 et 3.6).

1. **Le disque:** Un courant radial $J_r = -(\mu_o)^{-1} \partial B_\phi / \partial z$ positif sur le plan équatorial, dû à un champ électromoteur induit par la rotation du disque, provoque une torsion des lignes de champ et induit une force de Lorentz qui freine le disque. Le moment cinétique et l'énergie mécanique de la matière sont alors stockés dans le champ. La présence d'une diffusivité magnétique anormale permet à la matière de traverser les lignes de champ et d'être ainsi accrétée sur l'objet central. Par ailleurs, la force de marée gravitationnelle ainsi que le gradient de pression magnétique associé au champ horizontal compriment verticalement le disque. Celui-ci est maintenu en équilibre quasi-statique grâce au gradient de pression du plasma. Un petit écart à cet équilibre se traduit par un faible mouvement vertical de convergence de la matière vers le plan du disque.

De même, un écart à l'équilibre strictement képlérien est introduit par la tension magnétique associée au champ radial, ce qui induit alors une légère diminution de la vitesse de rotation avec l'altitude. La rotation différentielle du disque, en faisant diminuer le courant radial avec l'altitude (correspondant à une diminution de la torsion du champ) introduit alors le grain de sable dans ce processus d'accrétion pur. En effet J_r ayant suffisamment diminué à la surface du disque ($z \sim h$), le couple magnétique change de signe et accélère alors azimuthalement la matière. A partir de ce point, énergie et moment cinétique sont à nouveau retransférés à la matière. De plus, comme la pression magnétique verticale se relâche, le gradient de pression thermique du plasma induit un mouvement vertical ascendant.

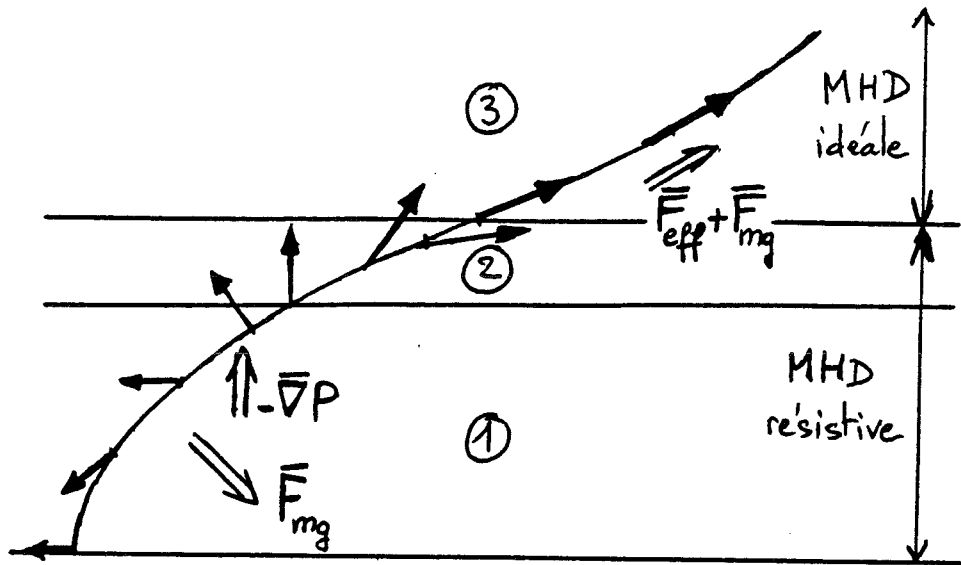


FIG. 3.5 - Coupe schématique du disque avec les différentes régions: (1) disque résistif; (2) région de transition ou couronne; (3) jet idéal. Les vecteurs dessinés sur une ligne de champ polôïdale montrent la vitesse polôïdale du plasma. La vitesse angulaire, sub-képlérienne dans le disque devient super-képlérienne dans le jet, où le plasma est lié à des lignes de champ ancrées dans le disque à des rayons inférieurs. Le courant radial est positif, maximal sur le plan du disque puis s'amointri et devient presque nul (ou même négatif) dans la région (2). Le couple magnétique change alors de signe vers les bords du disque et accélère azimuthalement la matière, tandis que le gradient de pression thermique du plasma induit un mouvement vertical ascendant, initiant ainsi le jet. Le jet est ensuite accéléré par des effets purement magnétiques: force magnétique polôïdale et force effective (centrifuge d'origine magnétique + gravitationnelle).

2. **La couronne:** Grâce à ce mouvement vertical ascendant et à la courbure des lignes de champ (qui se traduit par une force magnétique radiale positive), la vitesse radiale devient positive et le mouvement du plasma bascule vers l'arrière. Ainsi, un mouvement polôïdal, dirigé approximativement dans la direction des lignes de champ, est obtenu dans cette région au-dessus du disque dans laquelle la diffusivité magnétique reste importante. Une transition vers le régime de MHD idéal est alors naturellement obtenue, où la matière va venir s'accoller progressivement aux surfaces magnétiques (voir plus bas). La surface où la vitesse radiale s'annule marque le changement entre le disque et le jet:

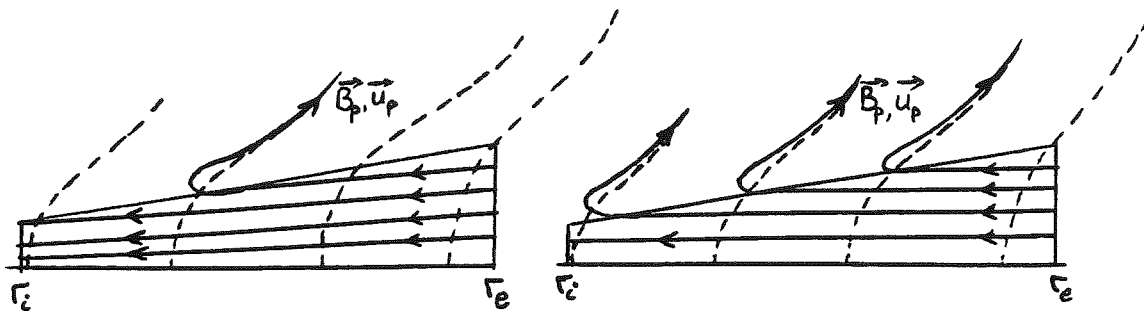


FIG. 3.6 - Coupes schématiques du disque ($z > 0$) montrant des lignes de champ de l'écoulement (trait continu) ainsi que des lignes de champ magnétique (tirets) pour deux indices d'éjection ξ : faible (à gauche) et élevé (à droite). Plus cet indice est élevé et plus l'efficacité locale du mécanisme d'éjection l'est également. Dans cette description auto-similaire, où cet indice est le même dans toute la portion de disque MHD, sa grandeur se traduit par le nombre de lignes de champ de l'écoulement qui, partant du rayon externe r_e , parviennent effectivement au rayon interne r_i . La trajectoire d'une particule fluide dans le disque MHD est la suivante: elle est accrétée vers l'objet central sous l'effet du couple magnétique en "tombant" vers le plan du disque (ce mouvement de convergence vers le plan, dû à l'action de la gravité et de la compression magnétique, est d'autant plus accentué que ξ est faible; voir également les figures 8 et 9 dans Ferreira & Pelletier 1993b) puis, en arrivant à une certaine altitude (correspondant à la région (2) de transition), elle est expulsée vers l'arrière pour venir s'accoller à une surface magnétique qu'elle ne quittera plus tout au long du jet.

en dessous de cette surface, l'écoulement se dirige vers l'objet central, tandis qu'au-dessus il est éjecté vers l'arrière.

3. **Le jet idéal:** Dans la région idéale au-dessus du disque, la matière glisse le long des surfaces magnétiques et est accélérée principalement par deux effets: 1) la force effective résultant de la somme de l'attraction gravitationnelle et de la force centrifuge (qui est due à l'accélération magnétique de la vitesse angulaire) et 2) la composante poloïdale de la force magnétique. L'importance relative de ces deux effets, notamment suivant la perte de masse dans les jets, sera discutée plus bas.

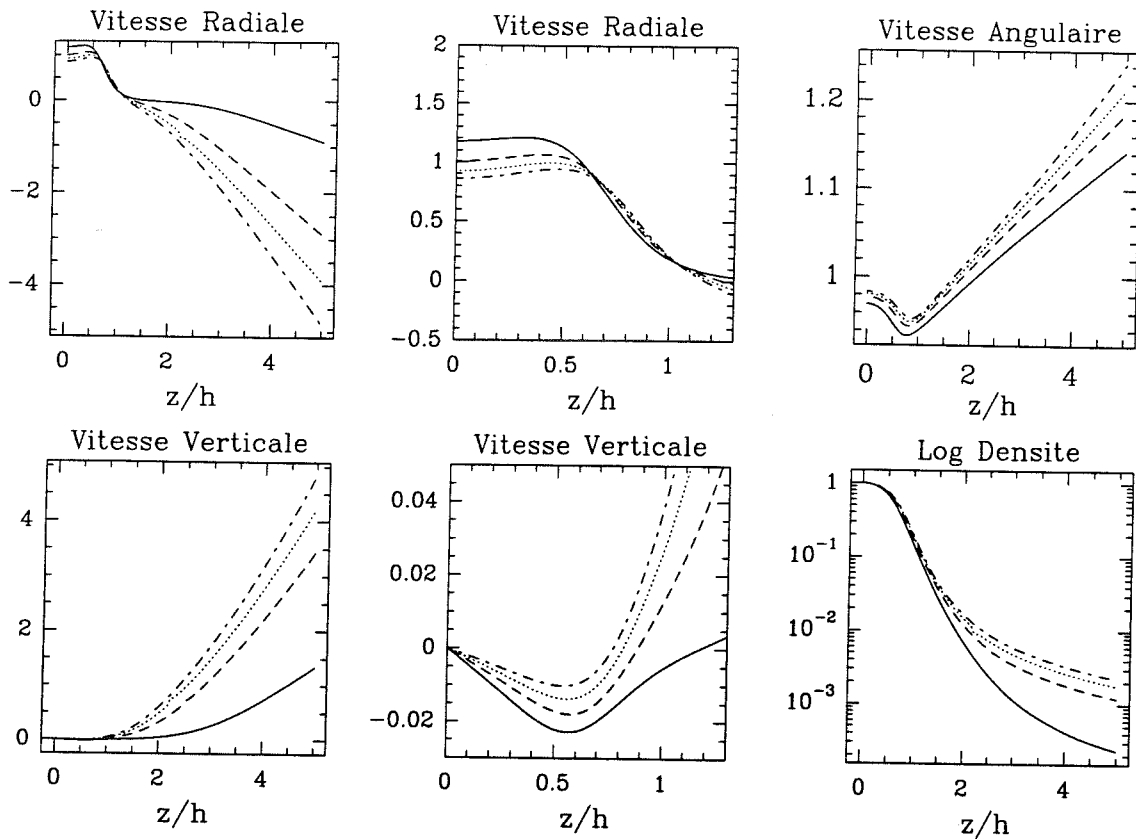


FIG. 3.7 - Profils verticaux de la vitesse et de la densité pour $\varepsilon = 0.04$, $\mathcal{R}_m = 25$ et plusieurs valeurs de l'indice d'éjection: $\xi = 0.01$ ($\mu = 1.380$, trait continu), $\xi = 0.14$ ($\mu = 1.008$, tirets), $\xi = 0.27$ ($\mu = 0.850$, pointillés) et $\xi = 0.4$ ($\mu = 0.739$, tirets et points). Les deux tableaux du milieu sont des agrandissements au niveau du disque. Les vitesses poloïdales sont normalisées à la vitesse $\Omega_K h$, la densité à sa valeur sur le plan et la vitesse angulaire à la vitesse képlérienne Ω_K .

Les figures (3.3) et (3.4) montrent les vitesses caractéristiques du plasma correspondant à deux flux de masse différents du disque. Dans le premier cas, l'indice d'éjection $\xi = 0.01$ induit une perte de masse de l'ordre de 2.2 % du taux d'accrétion (pour un disque établi sur une décade en rayon), tandis que la seconde figure montre l'éjection de 60 % de la masse du disque. On voit alors nettement la position du point critique magnéto-sonique lent, beaucoup plus proche de la surface du disque pour une éjection massive. La figure (3.7) montre les profils de vitesse et de densité pour un ensemble de solutions à différents indices d'éjection, illustrant ce qui a été dit précédemment. La validité de l'approximation $\rho v_z = \text{Constante}$ peut être également vérifiée. La figure (3.8) montre ainsi qu'elle n'est justifiée, même pour de

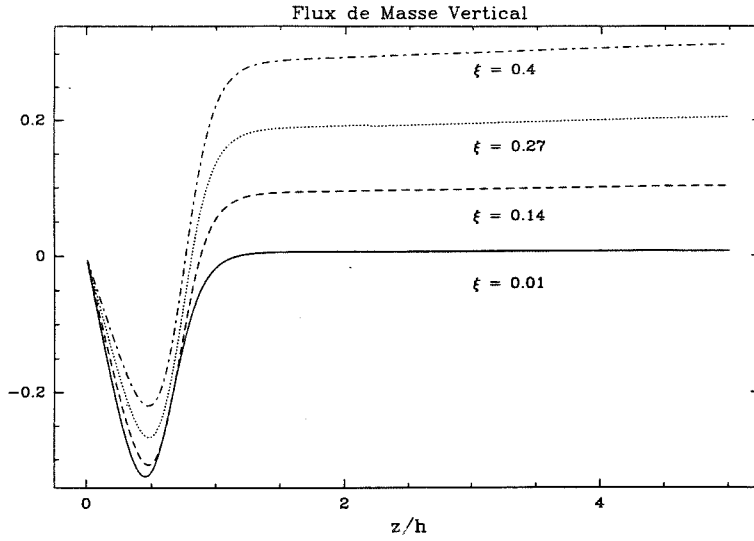


FIG. 3.8 - Flux de masse vertical ρu_z pour les mêmes paramètres que la figure 3.7. Ce flux a été normalisé par $\varepsilon \rho_0 u_0$, où u_0 est la vitesse d'accrétion sur le plan du disque. Il est approximativement constant, i.e. $u_z \propto 1/\rho$ dans le jet.

faibles pertes de masse, qu'au dessus du disque.

Dans ce qui suit, je vais développer les deux aspects importants cités plus haut, de l'éjection de matière à partir d'un disque résistif: le passage MHD résistive-MHD idéale et la détermination du processus dominant d'accélération du jet.

Du disque résistif au jet idéal

La transition entre le disque résistif et le jet idéal est obtenue naturellement, la physique de l'éjection amenant la matière à glisser le long des surfaces magnétiques. L'équation de diffusion de la matière à travers le champ poloïdal s'écrit

$$\eta_m J_\phi = u_r B_z \left(\frac{\tan \theta_B}{\tan \theta_u} - 1 \right), \quad (3.23)$$

où les angles θ_B et θ_u , mesurant respectivement l'inclinaison par rapport à la verticale du champ magnétique poloïdal et de la vitesse poloïdale, sont définis par $\tan \theta_B = B_r/B_z$ et $\tan \theta_u = u_r/u_z$. La matière est éjectée du disque avec un angle θ_u .

Tant que $\theta_u < \theta_B$, le courant toroïdal J_ϕ reste positif et les surfaces magnétiques se courbent de plus en plus vers le bas. La composante verticale de la force magnétique $F_z = J_r B_\phi - J_\phi B_r$ est négative tandis que la composante radiale $F_r = J_\phi B_z - J_z B_\phi$ est positive et induit, avec le terme centrifuge, une vitesse radiale u_r positive. L'angle θ_u augmentant, u_p tend alors à s'aligner avec B_p ("par le haut").

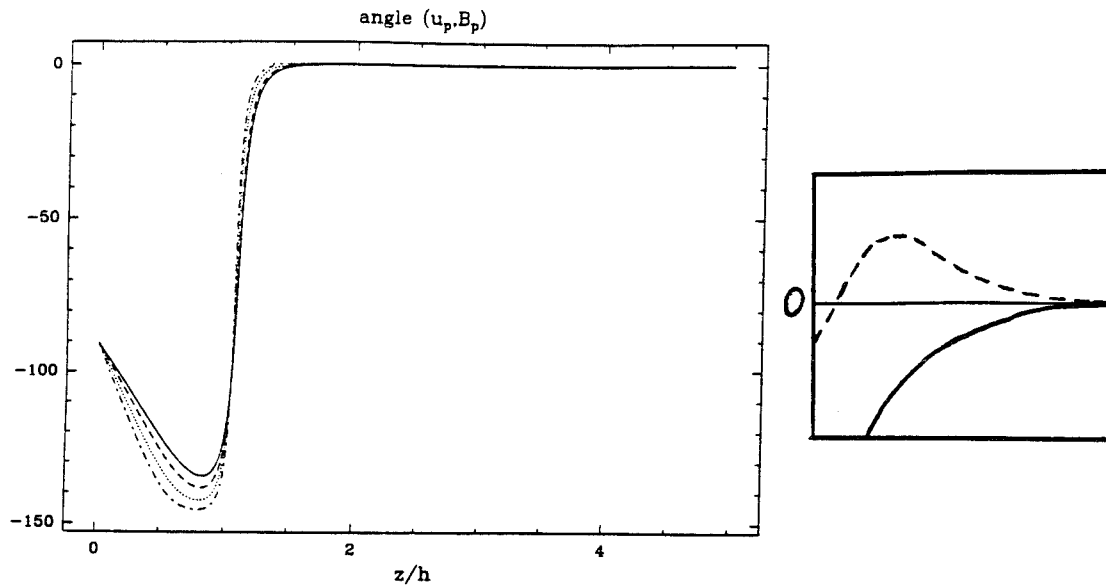


FIG. 3.9 - Angle, mesuré en degrés, entre la vitesse poloïdale du plasma et les surfaces magnétiques, pour $\varepsilon = 0.01$ et diverses valeurs de l'indice d'éjection: $\xi = 1.5$ ($\mu = 0.702$, $\mathcal{R}_m = 108$; trait continu), $\xi = 0.5$ ($\mu = 0.735$, $\mathcal{R}_m = 125$; tirets), $\xi = 0.1$ ($\mu = 0.707$, $\mathcal{R}_m = 150$; pointillés) et $\xi = 0.01$ ($\mu = 0.670$, $\mathcal{R}_m = 180$; tirets et points). A cause de l'effet combiné de la chute de la matière sur le plan du disque et de la courbure des surfaces magnétiques due au mouvement d'accrétion, cet angle augmente dans le disque avec l'altitude. Ce n'est qu'au-dessus du disque, après la poussée du gradient de pression vertical et l'action de la tension magnétique radiale, que le plasma vient s'accoller aux surfaces magnétiques.

Panneau de droite: agrandissement de ce même angle pour les deux cas extrêmes $\xi = 1.5$ (trait continu) et $\xi = 0.01$ (tirets). Dans le premier cas, le plasma vient s'accoller sur une surface magnétique "par le haut" tandis que dans le second, il a diffusé à travers le champ lors du basculement vers l'arrière et vient s'accoller à une surface magnétique "par le bas".

Cependant, ce basculement se produisant dans une région encore résistive, le plasma n'est pas gelé au champ et peut donc le traverser.

Si cet angle devient tel que $\theta_u > \theta_B$ ($J_\phi < 0$), cela provoque immédiatement un changement de signe du gradient de pression magnétique associé au champ radial (amenant éventuellement la composante verticale de la force magnétique à devenir positive) et développe une vitesse verticale u_z . D'un autre côté, le changement de signe de J_ϕ entraîne une diminution de la composante radiale de la force magnétique (qui peut éventuellement devenir négative) et donc, de l'accélération radiale sur u_r .

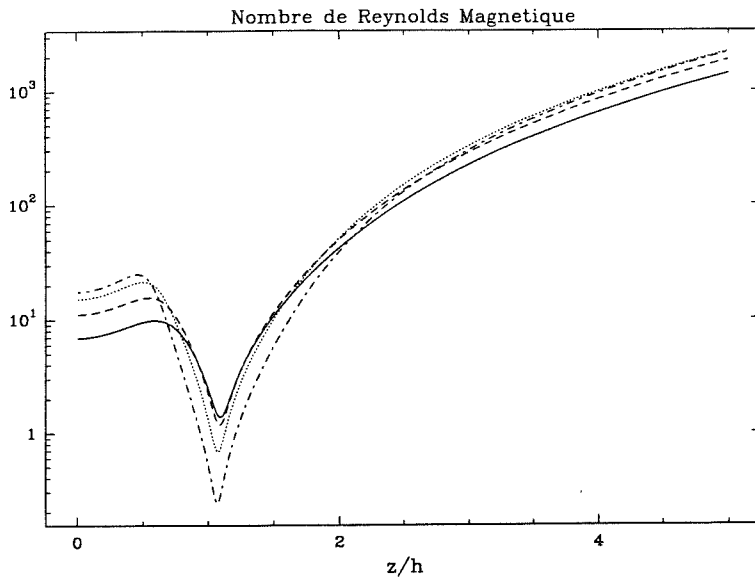


FIG. 3.10 - Nombre de Reynolds magnétique mesurant le gel du plasma sur l'échelle caractéristique du champ poloïdal. Les différentes courbes correspondent aux paramètres utilisés dans la figure 3.9, couvrant ainsi un large domaine d'éjection. Le jet ne devient véritablement idéal que bien au-dessus du disque, la diffusivité ne cessant de décroître et la vitesse d'augmenter.

Ces deux effets combinés entraînent une diminution de l'angle θ_u , qui tend alors naturellement vers θ_B ("par le bas").

L'existence de cette force de rappel, qui oblige la vitesse poloïdale du plasma à devenir parallèle au champ poloïdal, signature du plein établissement d'un régime idéal (voir figure 3.9), est due au fait qu'en cette région la densité d'énergie du champ est supérieure à celle de la matière. Lorsque J_ϕ devient négatif, les surfaces magnétiques changent de concavité et commencent à se refermer légèrement.

Le nombre de Reynolds magnétique est une mesure du gel du plasma au champ magnétique, sur une échelle de variation caractéristique. En définissant alors un nouveau nombre de Reynolds associé au jet par

$$\mathcal{R}_m' \equiv \frac{l u_p}{\nu_m}, \quad (3.24)$$

nous pouvons également mesurer à partir de quelle altitude le jet peut être considéré idéal (cette mesure est compatible avec la précédente utilisant les angles, voir figure 3.10). Nous voyons alors que ceci ne se produit que bien au-dessus du disque (à deux échelles de hauteur), après le lancement du jet lui-même. Le processus physique qui donne lieu à l'éjection et celui qui permet ensuite la transition vers le jet idéal sont

donc étroitement liés à la dissipation dans le disque. Il ne peut y avoir de transition vers le jet idéal (ni d'accrétion d'ailleurs) sans de diffusivité magnétique dans le disque.

Les jets sont souvent décrits comme étant "force-free", c'est à dire dans lesquels la force magnétique domine totalement les autres (gravité, gradient de pression, inertie). Ceci peut en effet se produire lorsque l'énergie magnétique domine celle du plasma, au-dessus du disque ou loin dans le jet, mais évidemment jamais à proximité de la surface d'Alfvén. Lorsque cette approximation est justifiée, la conservation de l'impulsion s'écrit

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0, \quad (3.25)$$

ce qui signifie que les lignes de courant suivent celles du champ magnétique total, ce qui peut encore s'écrire

$$\mathbf{J} = \alpha \mathbf{B} \quad (3.26)$$

où $\alpha(a)$ est constant le long des lignes de champ. Une façon de tester cette approximation est alors de vérifier que pour chaque composante, la constante α est bien la même. Les figures 3.11 et 3.12, calculées pour deux cas extrêmes, montrent que cela n'est pas justifié pour de fortes pertes de masse, où la densité des jets est élevée.

Accélération magnéto-centrifuge

Blandford & Payne (1982) ont établi qu'un jet ne peut partir de la surface d'un disque d'accrétion képlérien que si les surfaces magnétiques sont courbées avec un angle $\theta < 60^\circ$ ($\theta_B > 30^\circ$) à partir du plan du disque. L'idée est assez intuitive lorsqu'on se place en régime de MHD idéale, où la matière ne peut que glisser le long de ces surfaces. Comme la force magnétique est nulle dans la direction de la vitesse totale, seule la force centrifuge peut accélérer la matière. Dans ce schéma de pensée, les surfaces magnétiques doivent être alors suffisamment courbées afin que le plasma, tel des perles enfilées sur des fils rigides en rotation (Henriksen & Rayburn 1971), puisse être expulsé hors du disque par la force centrifuge. Nous allons démontrer ici que, bien que le critère soit correct, la force qui est à l'origine des jets n'est pas la force centrifuge.

Le critère sur l'angle minimal des surfaces est déterminé à partir de l'équation de Bernoulli, qui décrit la conservation de l'énergie par unité de masse le long d'une surface magnétique. Elle s'écrit

$$\frac{1}{2}u^2 + \phi_G + H - \Omega_* \Omega r^2 = E(a) \quad (3.27)$$

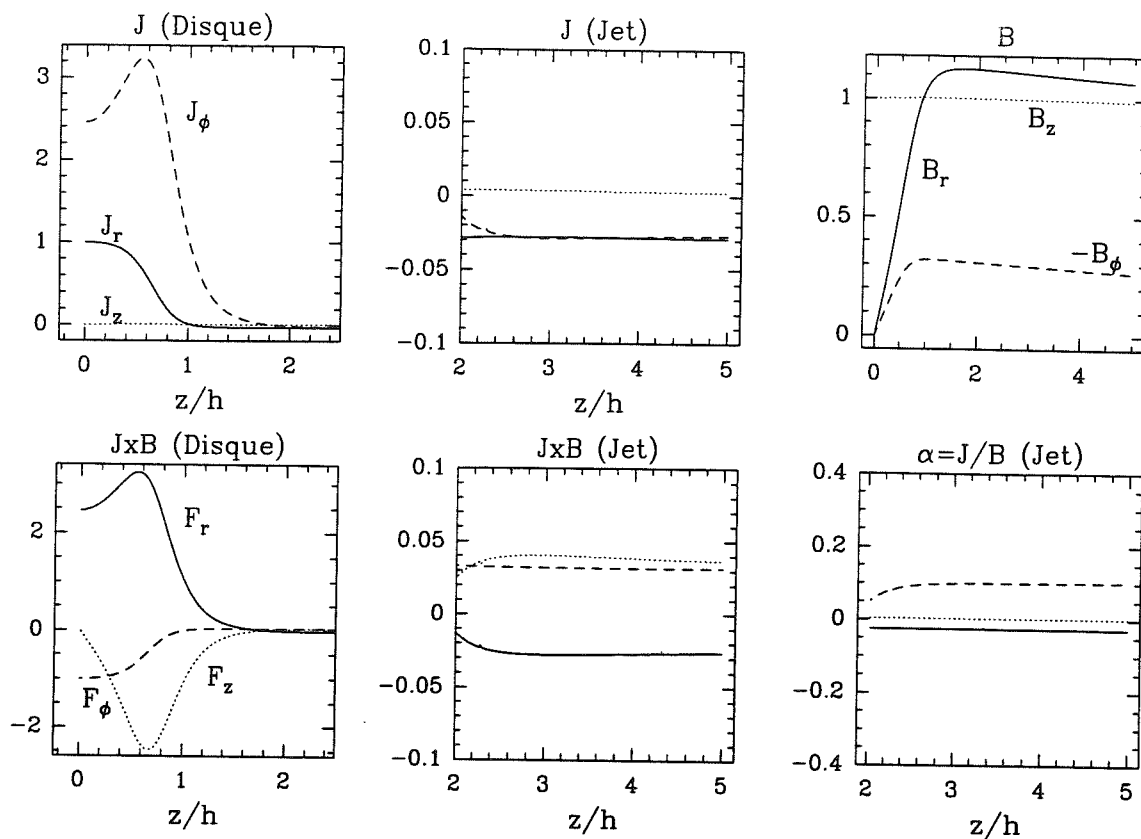


FIG. 3.11 - Courants, composantes du champ magnétique et de la force de Lorentz et coefficients $\alpha_i \equiv J_i/B_i$, pour $\xi = 1$, $\mathcal{R}_m = 100$, $\varepsilon = 0.01$, $\mu = 0.956$. Le courant radial J_r change de signe à cause de la forte influence de la rotation différentielle, ce qui induit alors un fort gradient vertical de pression magnétique associée au champ horizontal (B_ϕ et B_r). Ceci est un comportement général pour une éjection massive. Le dernier tableau montre que dans un tel cas, l'approximation "force-free" n'est pas valable.

où u est la vitesse totale, ϕ_G est le potentiel gravitationnel, H l'enthalpie du flot, Ω_* est la vitesse angulaire de la surface $a = \text{constante}$ et

$$E(a) = H_o - \frac{3}{2}\Omega_o^2 r_o^2 \quad (3.28)$$

est une constante pour chaque surface (les indices "o" sont associés aux grandeurs évaluées sur le plan du disque). Le dernier terme de gauche décrit l'interaction entre l'écoulement et le champ toroïdal. En définissant par

$$\Omega = \Omega_*(1 - g) \quad (3.29)$$

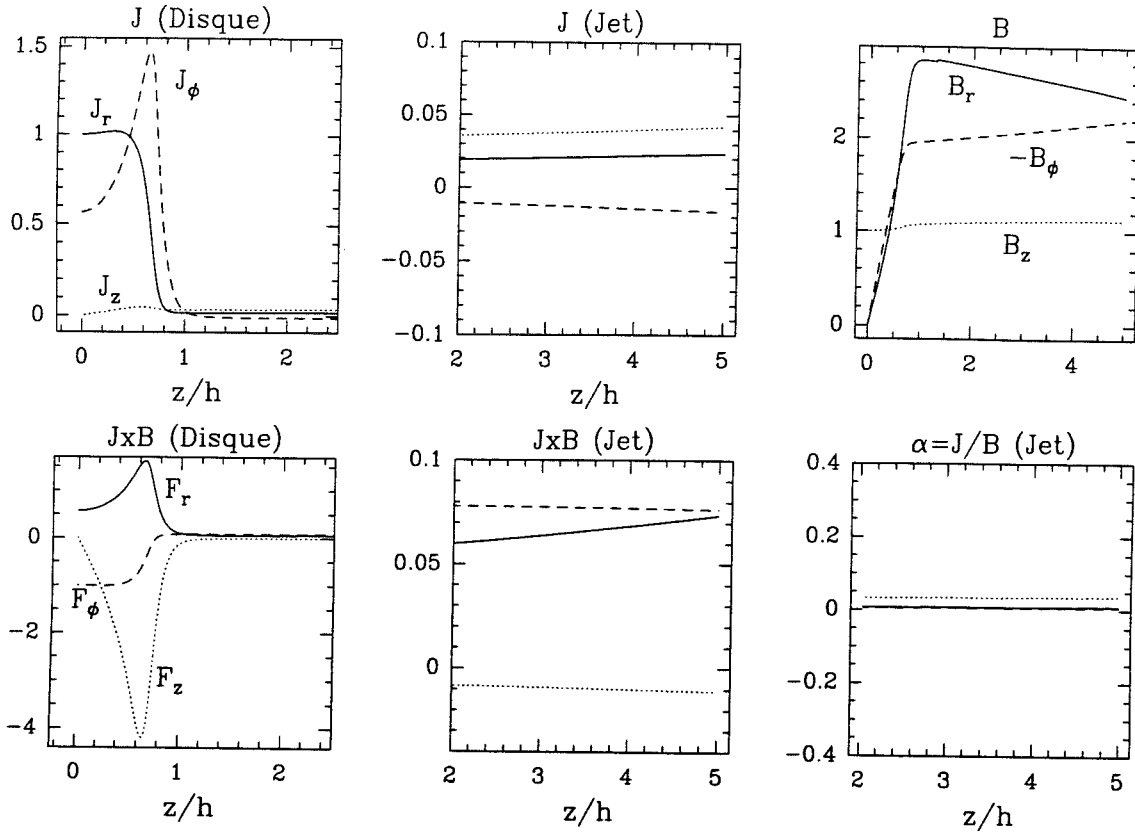


FIG. 3.12 - Idem figure 3.11, pour $\xi = 0.01$, $\mathcal{R}_m = 55$, $\varepsilon = 0.04$, $\mu = 0.138$. Pour cette éjection ténue, le courant radial J_r reste toujours positif à cause de l'advection du champ. Ceci induit alors une force magnétique verticale qui continue à comprimer le disque, malgré l'effet inverse du gradient de pression associé au champ radial seul. Par contre, la force magnétique radiale, qui décrit un effet de tension associé à la composante B_r , est positive et accélère radialement la matière.

l'écart entre la vitesse angulaire Ω de la matière et celle du champ, nous voyons que l'écoulement poloïdal est soumis au potentiel effectif ϕ_{eff}

$$\phi_{eff} = \phi_G - \frac{1}{2}(1 - g^2)\Omega_*^2 r^2, \quad (3.30)$$

et l'équation de Bernoulli peut alors s'écrire (Pelletier & Pudritz 1992)

$$\frac{1}{2}u_p^2 + \phi_{eff} + H = E(a). \quad (3.31)$$

Puisque $u_p(r_o, 0) \simeq 0$, la condition d'échappement d'un jet est obtenue en demandant une vitesse poloïdale positive $u_p(r, z) > 0$, où $r = r_o + \delta r$ et z sont les nouvelles coordonnées le long de la même ligne de champ. Pour $\delta r \ll r_o$ et $z \ll r_o$, on peut

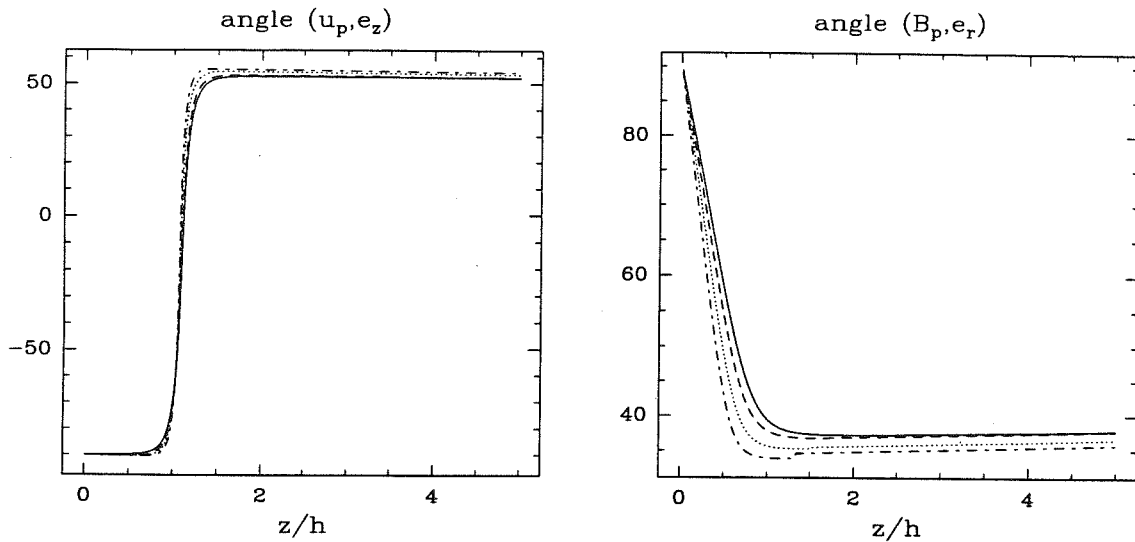


FIG. 3.13 - Panneau de gauche: angle θ_u mesuré en degrés, de la vitesse poloïdale du plasma avec la verticale. Sur le plan du disque où il y a un mouvement d'accrétion purement radial, $\theta_u = -90^\circ$, puis $\theta_u = 0^\circ$ à la surface du disque lorsque le mouvement est purement vertical et enfin $\theta_u > 0$, lorsque le plasma vient se coucher sur les surfaces magnétiques. Panneau de droite: angle du champ poloïdal vis-à-vis du plan du disque. L'inclinaison des surfaces magnétiques peut être plus grande encore, de l'ordre de 20° , pour des nombres de Reynolds magnétiques plus élevés. Ces angles sont obtenus avec les mêmes paramètres que pour la figure 3.9.

développer l'équation de Bernoulli et il y a éjection lorsque

$$\frac{1}{2}u_p^2 \simeq H_o - H + \frac{1}{2}\Omega_o^2(3\delta r^2 - z^2) > 0, \quad (3.32)$$

ce qui peut s'écrire plus lisiblement par

$$\tan \theta \equiv \frac{z}{\delta r} < \sqrt{3} \left(1 + \frac{2H_o - H}{3\Omega_o^2\delta r^2} \right)^{1/2}. \quad (3.33)$$

Nous retrouvons ainsi l'angle maximal de 60° , pour des jets dans lesquels le rôle de l'enthalpie est négligeable ($H \simeq H_o$), ce qui se produit lorsqu'ils sont issus de disques isothermes. Lorsque l'enthalpie joue un rôle dans l'éjection, il faut développer également $H(r, z)$ et le critère ci-dessus n'est plus aussi simple.

Bien que les solutions présentées ici vérifient toutes ce critère une fois le jet lancé (voir figure 3.13), l'origine des jets n'est pas la force centrifuge. Pour s'en convaincre, il suffit de calculer les différentes contributions à l'accélération poloïdale que subit le plasma. Ainsi, lorsque la composante parallèle $F_{||} = \mathbf{u}_p \cdot \mathbf{F} / u_p$ d'une force

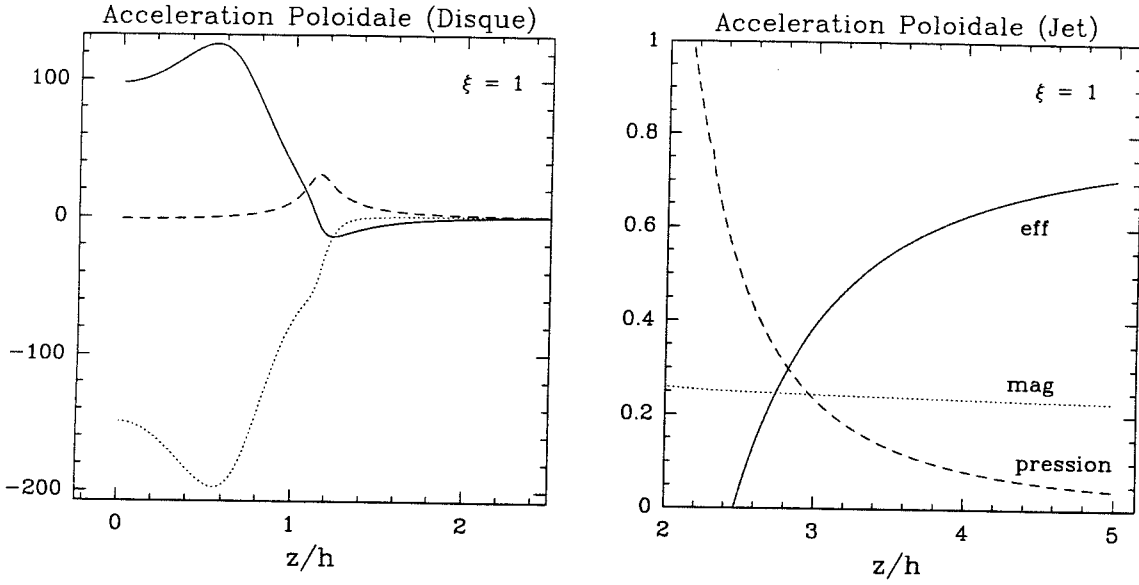


FIG. 3.14 - Projection, suivant la direction de la vitesse poloïdale, des forces effective, i.e. due à la somme de la gravité et de la force centrifuge (trait continu), de la force magnétique (points) et du gradient de pression du plasma (tirets) pour $\xi = 1$, $\mathcal{R}_m = 100$, $\varepsilon = 0.01$, $\mu = 0.956$. Pour $x_d \leq 1.2$, la vitesse est dirigée vers l'objet central, en un mouvement d'accrétion, tandis qu'au-dessus, la matière constitue un jet accéléré vers l'arrière. Dans toute la transition entre le disque et le jet le gradient de pression a joué un rôle considérable dans l'éjection, n'étant dépassé par le terme d'accélération centrifuge que bien plus haut ($x \sim 3$).

est positive, elle accélère le plasma et le freine lorsqu'elle est négative. Cela permet de voir également quelle est la force dominante en un point précis de l'écoulement (figures 3.14 et 3.15). La composante poloïdale de la force gravitationnelle s'écrit

$$F_{g\parallel} = -\rho\Omega_K^2 r \frac{u_r}{u_p} \left(1 + \frac{z u_z}{r u_r}\right) \quad (3.34)$$

ce qui montre que la force de marée ne joue aucun rôle face à l'attraction radiale (du moins à proximité du disque). La force effective, due à la somme de l'attraction gravitationnelle et de la force centrifuge, s'écrit alors

$$F_{eff\parallel} \simeq 2\rho\Omega_K^2 r \omega \frac{u_r}{u_p} \quad (3.35)$$

où la force de marée verticale a été négligée, tandis que la force magnétique est

$$F_{mag\parallel} = -\frac{1}{r^2} \nabla_{\parallel} \frac{b^2}{2\mu_o} - \frac{\eta_m}{u_p} J_{\phi}^2, \quad (3.36)$$

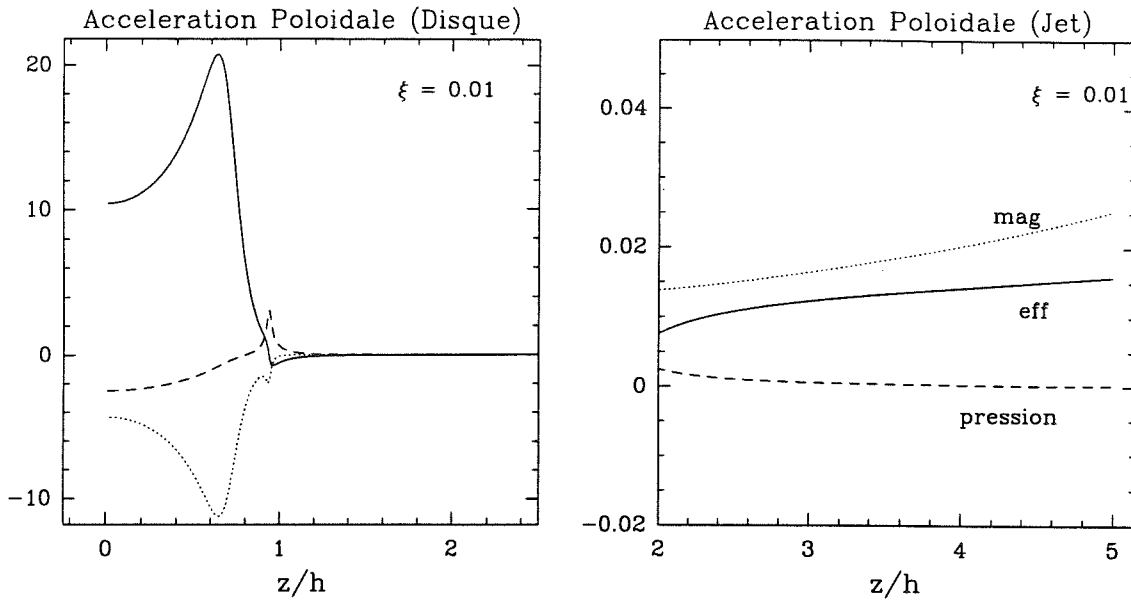


FIG. 3.15 - Idem figure 3.14, pour $\xi = 0.01$, $\mathcal{R}_m = 55$, $\varepsilon = 0.04$, $\mu = 0.138$. La transition avec l'éjection vers l'arrière se produit vers $x_d \sim 1$, où l'importance du gradient de pression commence à décroître. Dans ce cas d'éjection légère, le gradient de pression joue un rôle déterminant surtout dans l'obtention d'une vitesse verticale positive. Au-dessus du disque, le terme magnétique domine le terme effectif.

avec $\nabla_{\parallel} = (\mathbf{u}_p \cdot \nabla) / u_p$.

Ainsi, la force effective accélère la matière lorsque $\omega u_r > 0$, c'est à dire à la fois dans le disque, lorsque la matière accrétée est freinée azimuthalement, et dans le jet, une fois que celle-ci a basculé vers l'arrière et est accélérée azimuthalement. Par contre, ce terme exerce toujours un frein dans la zone de transition ($\omega u_r < 0$): il ne peut donc pas être à l'origine des jets.

Le terme magnétique est toujours négatif dans le disque car la tension des lignes de champ, associée à l'accroissement de la composante radiale, contrecarre le mouvement d'accrétion du plasma. Plus forte est cette décélération, et plus importante est la quantité de matière éjectée hors du disque. Les surfaces magnétiques introduisent donc une résistance au mouvement d'accrétion du plasma et ne l'accélèrent véritablement que lorsque celui-ci a entamé un mouvement d'éjection vers l'extérieur.

Seul le gradient de pression du plasma, $-\nabla_{\parallel} P$, permet alors à la matière de passer du disque au jet. Ce gradient, qui est négatif dans le disque où il s'oppose au mouvement du plasma, devient positif dans la région de transition et domine les autres termes.

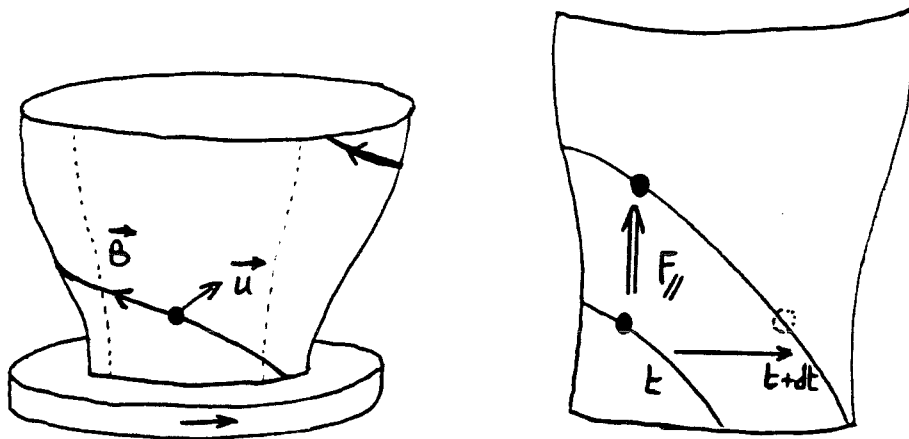


FIG. 3.16 - A droite, une ligne de champ est représentée sur une surface magnétique avec une particule fluide qui lui est gelée, de vitesse totale u non parallèle à B . A gauche, un schéma illustrant la trajectoire de cette particule fluide dans un référentiel tournant avec la matière. Le champ ayant une vitesse angulaire plus rapide, la matière reste sur la même ligne de champ grâce à la force poloïdale $F_{\parallel} = F_{mag\parallel} + F_{eff\parallel}$. L'enroulement des lignes de champ sur une surface magnétique (autrement dit la magnitude du champ toroïdal) peut se comprendre comme résultant de l'importance de cette force poloïdale: plus elle est grande et moins le champ est torsadé.

En résumé, le mécanisme centrifuge d'accélération des jets n'est qu'une image, une façon simple de décrire l'accélération MHD, et qui n'est valable que dans certains cas (voir fig. 3.15). Tandis que la matière du jet glisse le long d'une surface magnétique, accélérée par une force poloïdale qui est la somme de la force effective et de la force magnétique, le champ magnétique tourne lui-même à une vitesse angulaire Ω_* supérieure à celle de la matière. Cet écart en vitesse permet à la matière de rester "gelée" sur une ligne de champ, comme il se doit en régime de MHD idéale (figure 3.16).

La transition entre le disque et le jet est le fait du gradient vertical de pression du plasma, absolument nécessaire pour initier le jet. Du fait de la chute de la pression magnétique verticale, la compression magnétique se relâche et le gradient de pression du plasma pousse la matière hors du disque. La matière est ainsi expulsée d'un disque en quasi-équilibre entre d'un côté, la force d'attraction gravitationnelle et de l'autre la force centrifuge. Cependant, c'est l'écart à cet équilibre qui provoque le mouvement poloïdal du plasma: les deux "gros" termes se compensant, ils perdent leur importance vis-à-vis de l'écoulement et ce sont les "petits" termes qui contrôlent

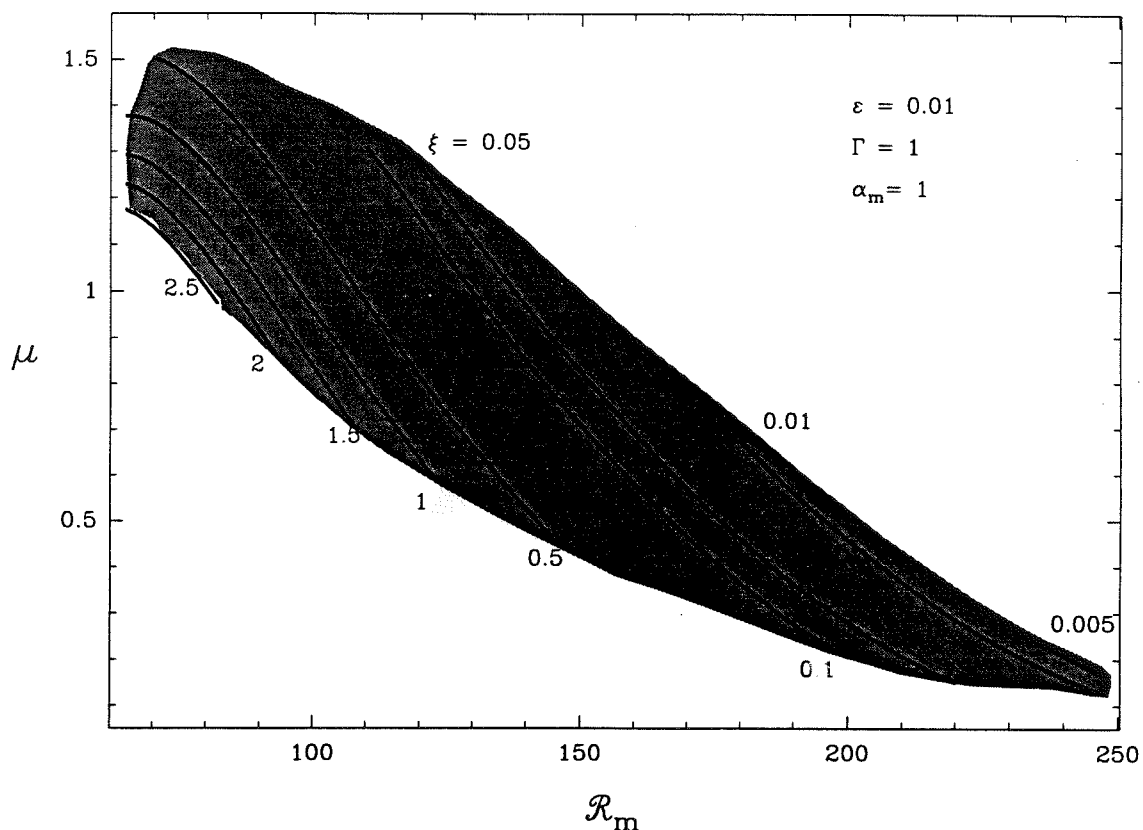


FIG. 3.17 - Espace des paramètres pour une faible épaisseur de disque $\varepsilon = 0.01$. Cet espace est déterminé en recherchant, à indice d'éjection ξ fixé, la plage en \mathcal{R}_m qui permet au plasma de franchir le point critique. Les surfaces $\xi = \text{constante}$ dessinent, dans cette coupe à ε constant, des courbes dont la longueur indique la capacité du disque à donner lieu à une telle éjection. Ainsi, il est possible d'obtenir une éjection avec $\xi > 2$, mais cela demande un ajustement serré des paramètres μ et \mathcal{R}_m . Il est beaucoup plus facile d'obtenir une éjection à $\xi \sim 0.1$ à partir d'un disque ayant une telle épaisseur.

alors la dynamique.

L'espace des paramètres

Une structure d'accrétion-éjection est caractérisée par l'ensemble des sept paramètres suivants: ξ , ε , \mathcal{R}_m , μ , α_m , Γ et \dot{M}_{ae} . Le paramètre de viscosité α_v a été volontairement omis parce que le couple visqueux est négligeable devant le couple magnétique.

L'ensemble des contraintes du disque restreint considérablement cet espace: la

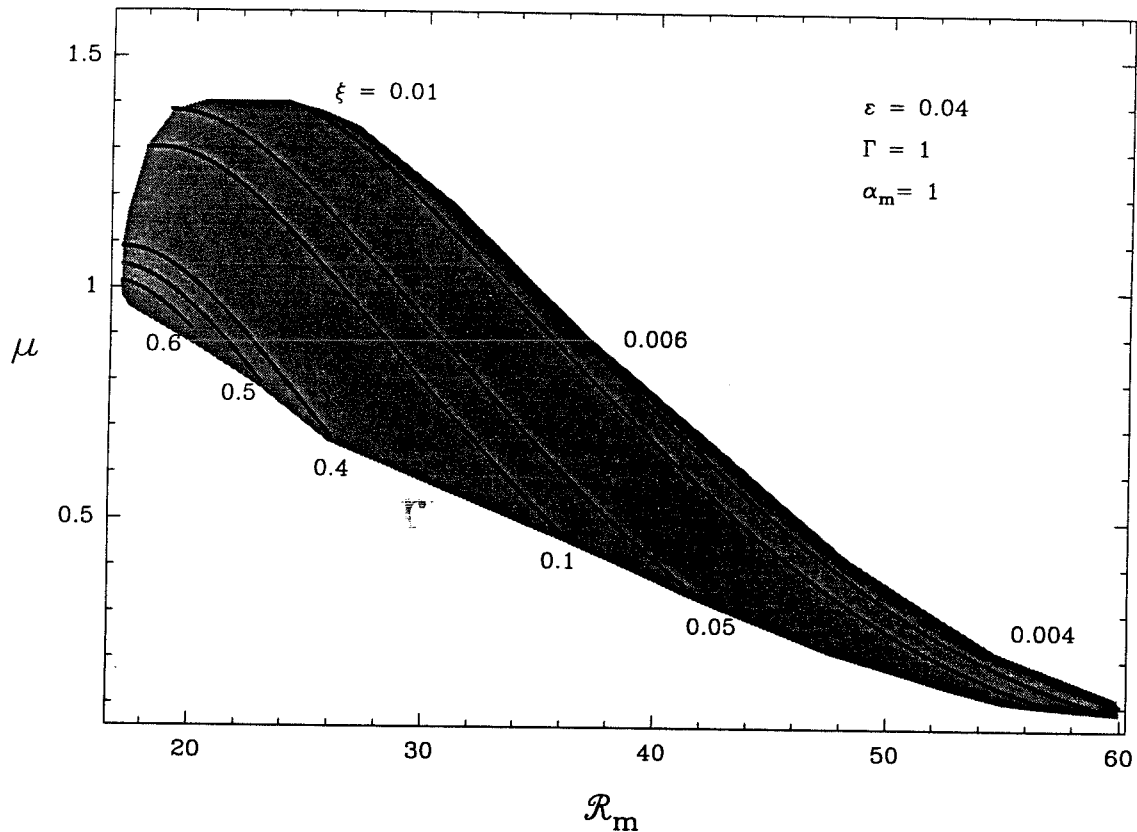


FIG. 3.18 - Espace des paramètres, pour $\varepsilon = 0.04$. Il est maintenant impossible d'obtenir une éjection plus massive que $\xi \simeq 0.6$, le disque étant devenu trop "épais" (voir figure 3.17). Pour cette épaisseur, l'éjection est favorisée pour $\xi = 0.01$.

stationnarité impose $\alpha_m \sim 1$ et $\mathcal{R}_m \sim \varepsilon^{-1}$, l'existence des jets $\Gamma \sim 1$ et le franchissement du point critique $\mu = f(\xi)$. De plus, dans la mesure où nous ne résolvons pas l'équation d'énergie du disque, \dot{M}_{ae} ne joue aucun rôle dans la structure verticale.

Cependant, la relation entre ξ et μ n'est pas aussi stricte que l'on peut croire et il existe, en fait, une plage de valeurs (\mathcal{R}_m, μ) qui permettent la même perte de masse (voir figures 3.17, 3.18 et 3.19). Ceci se comprend lorsque l'on regarde l'équilibre vertical du disque. En effet, pour une certaine perte de masse imposée⁵, la compression magnétique doit s'ajuster de telle sorte que cette contrainte soit respectée. Si elle est trop forte ou trop faible, il sera impossible au jet de franchir

⁵En fait, les choses se passent dans l'autre sens: une certaine valeur du champ magnétique μ et une courbure des lignes de champ \mathcal{R}_m induisent une perte de masse locale ξ , et non le contraire. Cependant, il est plus facile de voir les contraintes qui pèsent sur les paramètres de cette façon-là.

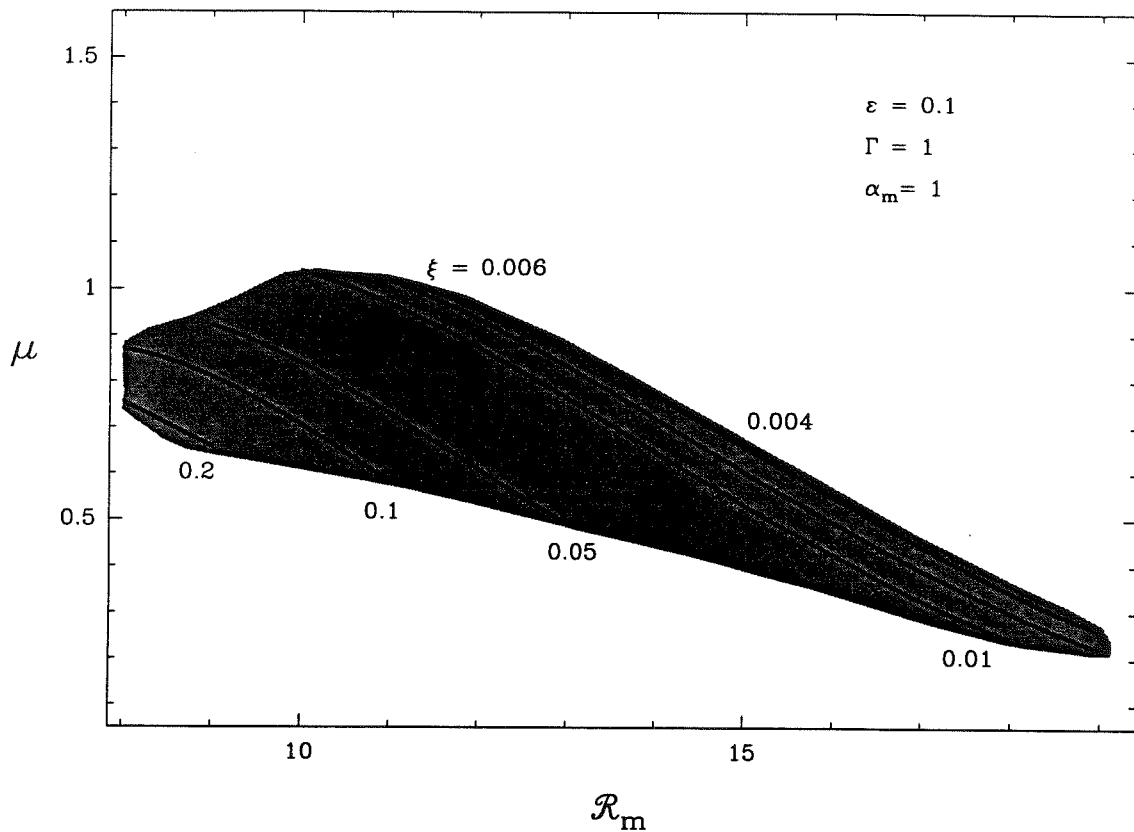


FIG. 3.19 - Espace des paramètres pour un disque marginalement mince, $\varepsilon = 0.1$. Un tel disque ne peut éjecter localement qu'une petite fraction de sa masse.

convenablement le point critique. L'équation verticale,

$$\alpha_m^2 \mu u_z \frac{\partial u_z}{\partial x} = -v \frac{\partial P}{\partial x} - x - v \left(\frac{hr}{\beta l^2} \right)^2 \left[\frac{\alpha_m^2}{4} j b + \mu x \right],$$

montre que cette compression magnétique dépend fortement de μ mais aussi de l'échelle de hauteur des surfaces magnétiques $(hr/\beta l^2)^2 = \mathcal{R}_m^2 \varepsilon^2$. Ainsi, pour une épaisseur du disque ε donnée, il existe une famille de couples (\mathcal{R}_m, μ) qui donnent lieu à sensiblement la même compression, compatible avec la perte de masse imposée. Les taux de perte de masse les plus élevés sont obtenus pour une inclinaison minimale des surfaces magnétiques i.e., $\mathcal{R}_m \leq \varepsilon^{-1}$. Au contraire, pour $\mathcal{R}_m > \varepsilon^{-1}$, seule une éjection ténue est possible.

L'espace des paramètres est un espace à trois dimensions engendré par $(\varepsilon, \mathcal{R}_m, \mu)$, dans lequel les solutions stationnaires d'accrétion-éjection à même indice d'éjection ξ , forment des surfaces. L'extension et la forme de ces surfaces dépendent des conditions physiques imposées par les profils de température et de diffusivités. Ainsi,

lorsque l'on prend en compte l'effet d'une couronne chaude (fournissant alors de l'enthalpie au plasma), il est naturel de s'attendre à une extension de ces surfaces par rapport au cas sans couronne, traité ici.

Cette première exploration de l'espace des paramètres a mis à jour plusieurs points saillants:

i) Les structures d'accrétion-éjection ne peuvent fonctionner que pour des valeurs de champ magnétique tel que $\mu \sim 1$, ce qui traduit donc une sorte d'équipartition entre l'énergie du champ et celle du plasma. Il n'est donc pas possible d'aborder l'étude de telles structures avec des approximations telles que champ dominant ou champ faible.

ii) Il est nécessaire qu'il y ait une courbure intermédiaire des surfaces magnétiques $l \sim \sqrt{r\bar{h}}$, ou $\mathcal{R}_m \sim \varepsilon^{-1}$. A cause de ceci, tous les termes dans les équations sont pertinents et interviennent dans la physique de l'éjection.

iii) L'éjection est un mécanisme robuste car pour chaque valeur prise par l'un des paramètres, il existe une plage à l'intérieur de laquelle les deux autres peuvent varier.

iv) Il est possible d'obtenir des taux de perte de masse qui, pour un disque d'extension radiale de 1 décade, varient entre moins de 1 % ($\xi = 0.04$) et 99 % ($\xi \simeq 2.5$). Cependant, les seules solutions physiques réalisables seront celles qui satisferont les conditions de franchissement des points critiques des jets (Alfvén et magnéto-sonique rapide). Ces solutions forment donc un sous-espace dans l'espace des paramètres du disque, qui ne pourra être mis en évidence que par le raccord avec des solutions de jets.

v) Deux comportements, reliés entre eux, ont été mis en évidence mais ne sont pas encore compris. Tout d'abord, pour une épaisseur de disque donnée, il existe une efficacité de l'éjection ξ préférentielle (celle pour laquelle la plage en paramètres est la plus large). Ensuite, cette efficacité est d'autant plus grande (ξ élevé) que le disque est géométriquement mince.

La clef d'une efficacité accrue du mécanisme d'éjection réside peut-être dans la valeur du champ magnétique. En effet, étant donné que l'épaisseur du disque dépend de la compression magnétique, plus le disque est mince et plus le champ doit être élevé. Cette question reste cependant en suspens, ainsi qu'une exploration plus détaillée de l'espace des paramètres des disques magnétisés.

Chapitre 4

Structure Radiale Auto-Similaire et Comportement Global

4.1 Structure radiale des disques d'accrétion

4.1.1 Gravité et lois de puissances

L'étude menée au chapitre précédent a démontré la possibilité d'éjecter une fraction de la masse d'un disque d'accrétion, et a montré comment la structure verticale du disque en un rayon fixé était intimement liée à sa structure radiale. En particulier, l'indice d'éjection ξ , qui est une mesure locale de l'efficacité de l'éjection, exprime la variation du taux d'accrétion avec le rayon. Il est donc crucial de connaître les contraintes sur ξ .

Nous avons vu précédemment que dans un disque en rotation quasi-képlérienne, c'est à dire avec $\Omega \propto r^{-3/2}$ et loin des bords du disque, la variation des diverses grandeurs physiques pouvait être décrite avec une bonne approximation par des lois de puissance. La condition d'auto-similarité impose alors la même dépendance radiale pour les échelles de hauteur du disque et du champ poloïdal, $l \propto h \propto r^{\alpha_h}$ (voir chapitre 2). Par ailleurs, une structure magnétique d'accrétion-éjection stationnaire n'est obtenue que lorsque les surfaces magnétiques sont courbées à une échelle intermédiaire, i.e. $l \sim \sqrt{r h}$. Or, pour une telle configuration tous les termes dans les équations sont pertinents: ainsi certains, négligeables ou nuls sur le plan du disque, deviennent prépondérants à sa surface. Nous ne pouvons donc obtenir une éjection de matière sur une grande plage en rayons que si tous les termes des équations ont la même variation radiale.

Cette contrainte extrêmement forte va alors imposer la variation radiale de l'échelle de hauteur du disque $h(r)$, autrement dit α_h . Nous allons démontrer ici, en utilisant l'ensemble des équations du disque, que cette contrainte n'est vérifiée que pour $\alpha_h = 1$, i.e. $h = \varepsilon r$ ou, ce qui revient au même, pour un nombre de Reynolds magnétique \mathcal{R}_m constant avec le rayon.

Avec une description auto-similaire du disque, il est possible d'effectuer une séparation des variables et d'obtenir ainsi deux systèmes d'équations. Le premier porte sur la variable verticale $x = z/h(r)$ et a été étudié au chapitre précédent, tandis que le second porte sur la variable radiale r . Pour une variation des grandeurs du disque en lois de puissance du rayon, ce second système se résume à un ensemble de relations algébriques entre les divers exposants (les notations ont été introduites à la fin du chapitre 2).

Ainsi, la conservation de la masse qui s'écrit

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z) = 0 \quad (4.1)$$

se ramène à la relation suivante

$$\alpha_z = \alpha_r + (\alpha_h - 1) , \quad (4.2)$$

qui relie l'exposant de la vitesse verticale α_z à celui de la vitesse radiale α_r . De même, l'indice d'éjection s'écrit $\xi = 1 + \alpha_r + \alpha_\rho + \alpha_h$, où α_ρ est l'exposant de la densité.

L'équation de diffusion du champ poloïdal (1.72) permet à la matière de traverser les lignes de champ dans le disque, et décrit également la déformation des surfaces magnétiques due au flot. Cette équation est vérifiée à chaque rayon pourvu que la diffusivité magnétique varie comme

$$\alpha_\nu = \alpha_r + 1 + 2(\alpha_h - 1) . \quad (4.3)$$

Ceci peut aussi s'exprimer par

$$\mathcal{R}_m(r) = \frac{r u_r}{\nu_m} \propto r^{2(1-\alpha_h)} \quad (4.4)$$

qui montre la variation du nombre de Reynolds magnétique avec le rayon.

La diminution du courant radial, ou de manière équivalente de la torsion des lignes de champ, due à la rotation différentielle du disque est décrite par l'équation (1.76). Elle impose la variation radiale de la composante toroïdale ($B_\phi = b/r$ avec $b \propto r^{\alpha_b}$)

$$\alpha_b = \beta - \frac{3}{2} - \alpha_r - (\alpha_h - 1) . \quad (4.5)$$

en fonction des exposants du flux magnétique (β) et de la vitesse radiale (α_r). Cette relation a été obtenue en supposant que la variation radiale de la diffusivité "toroïdale" est identique à celle de la diffusivité "poloïdale", étant donné qu'elles ne doivent pas être très différentes l'une de l'autre.

La conservation du moment cinétique (équation 1.87) fournit l'exposant de la vitesse radiale en fonction du processus dominant d'extraction de moment cinétique. Pour un transfert de moment cinétique de la matière au champ, on obtient

$$\alpha_r = \beta - 2 - \frac{\alpha_\rho}{2} - (\alpha_h - 1) \quad (4.6)$$

tandis que pour un transport visqueux de moment cinétique d'un anneau de matière à un autre, cet exposant vaut

$$\text{disque-alpha: } \alpha_r = -\frac{1}{2} + 2(\alpha_h - 1) \quad (4.7)$$

$$\text{disque-bêta: } \alpha_r = \frac{\alpha_\rho + 1}{4} + \frac{1}{2}(\alpha_h - 1), \quad (4.8)$$

selon que le couple visqueux est proportionnel à la pression totale pour un "disque-alpha" ou à la pression du gaz pour un "disque-bêta" (voir chapitre 1). Ainsi, il est formellement possible de construire des modèles de disques mixtes, dans lesquels les transports de moment cinétique magnétique et visqueux sont tous deux à l'œuvre, pourvu que $\alpha_\rho = 2\beta - 3 - 6(\alpha_h - 1)$ pour un disque-alpha, ou $\alpha_\rho = 4\beta/3 - 3 - 2(\alpha_h - 1)$ pour un disque-bêta.

Par ailleurs, il est à noter qu'un raccord avec des solutions de jets auto-similaires obtenues par Rosso & Pelletier (1994) n'est possible que si l'énergie magnétique associée à B_r varie comme l'énergie gravitationnelle, ce qui s'écrit

$$\alpha_\rho = 2\beta - 3 - 2(\alpha_h - 1). \quad (4.9)$$

Ainsi, nous pouvons dès à présent remarquer que seul un disque mixte avec $\alpha_h = 1$ et dont le couple visqueux est proportionnel à la pression totale, permet un raccord avec des solutions de jets qui extraient le moment cinétique du disque. Seule la viscosité alpha serait donc compatible avec une structure magnétique cohérente à grande échelle, du disque d'accrétion central aux jets lointains. Dans la suite, je ne mentionnerai donc plus ni les disques-bêta, ni la viscosité bêta associée.

L'influence déterminante de la force magnétique dans l'équilibre radial (équation 1.85) est une caractéristique importante des disques magnétisés. Elle ne peut être prise en compte que si elle varie comme le terme effectif (force centrifuge + gravité), c'est à dire pour

$$\alpha_\rho = 2\beta - 3 - 2(\alpha_h - 1) \quad (4.10)$$

De même, la prise en compte des termes d'inertie, qui décrivent l'accélération radiale, impose $\alpha_r = -1/2$ ce qui, d'après l'équation (4.6) fournit à nouveau la relation précédente. Il suffit donc qu'elle soit vérifiée pour que les termes majeurs soient pris en compte dans l'équilibre radial du disque.

Dans la région interne quasi-statique du disque, un équilibre vertical (équation 1.90) est obtenu grâce au gradient de pression du plasma qui compense les forces de compression gravitationnelle et magnétique. La force de marée gravitationnelle jouant toujours un rôle important dans ces disques, l'exposant α_P de la pression totale doit donc toujours suivre la loi

$$\alpha_P = \alpha_\rho - 1 + 2(\alpha_h - 1) . \quad (4.11)$$

Cependant, non seulement les termes magnétiques sont du même ordre de grandeur mais de plus, les termes d'inertie deviennent importants dans les parties supérieures du disque. Cette dernière contrainte impose à nouveau une variation de la vitesse radiale de la forme $\alpha_r = -1/2$, tandis que la première nécessite

$$\alpha_\rho = 2\beta - 3 - 4(\alpha_h - 1) \quad (4.12)$$

En combinant ces relations avec la relation (4.6), nous obtenons alors que **l'extraction magnétique du moment cinétique du disque n'est compatible avec une accélération verticale MHD que pour $\alpha_h = 1$.**

A l'issu de cette étude, il apparait qu'une structure MHD cohérente, établie sur une large plage de rayons dans laquelle tous les termes pertinents vis-à-vis de l'éjection peuvent être pris en compte, n'est possible que pour une échelle de hauteur du disque variant linéairement avec le rayon. De telles structures, pour lesquelles les énergies thermique, mécanique et magnétique ont la même variation radiale, permettent de plus d'inclure les effets liés à la viscosité et surtout peuvent être raccordés aux solutions de jets auto-similaires de Rosso & Pelletier (1994).

Ce résultat peut être compris de façon plus intuitive. En effet, l'échelle de hauteur $h(r)$ du disque est déterminée par l'équilibre vertical entre le gradient de pression du plasma et les forces (comparables) de compression gravitationnelle et magnétique. La variation radiale des termes magnétiques, et en particulier du rayon de courbure $l(r)$ des surfaces magnétiques, impose donc celle de h . Or, il n'est possible d'obtenir à la fois une extraction magnétique du moment cinétique et une accélération verticale que pour un certain profil radial de $l(r)$, de telle sorte que le nombre de Reynolds magnétique \mathcal{R}_m soit une constante à travers l'extension radiale du disque. Lorsque cela n'est pas le cas, il ne peut exister qu'une étroite plage en rayon où tous les

effets magnétiques importants pour l'éjection sont présents. Hors de ce cette bande, ils sont négligeables et aucune structure d'accrétion-éjection n'est possible (du moins de façon stationnaire).

En résumé, les disques MHD minces, stationnaires, képlériens, établis sur une large extension radiale et en connexion avec des jets auront les exposants suivants:

$$\begin{aligned}\beta &= \frac{3}{4} + \frac{\xi}{2} \\ \alpha_\rho &= \xi - \frac{3}{2} \\ \alpha_P &= \xi - \frac{5}{2} \\ \alpha_b &= \beta - 1 \\ \alpha_r &= \alpha_z = -\frac{1}{2} \\ \alpha_\nu &= \alpha_{\nu'} = \frac{1}{2}\end{aligned}$$

$$\alpha_T = \begin{cases} -\frac{5}{8} + \frac{\xi}{4} & \text{pour } P = P_{rad} \\ -1 & \text{pour } P = P_{gaz} \end{cases} \quad (4.13)$$

Une remarque concernant l'indice d'éjection: puisqu'il décrit la perte de masse du disque, il doit être strictement positif. Ainsi, les seules solutions acceptables dans le cadre des hypothèses utilisées ici, sont celles pour lesquelles l'exposant du flux magnétique satisfait $\beta > 3/4$. Or, $\beta = 3/4$ est la valeur utilisée dans les solutions de jets auto-collimatés de Blandford & Payne (1982). Leur modèle est donc un cas particulier des modèles de jets (voir aussi Pelletier & Pudritz 1992), obtenu dans la limite d'un taux de perte de masse négligeable par rapport au taux d'accrétion dans le disque. Par ailleurs, la contrainte $\beta < 2$ impose une limite supérieure à ξ , qui peut donc *a priori* varier sur la plage

$$0 < \xi < 5/2 . \quad (4.14)$$

Ce résultat, utilisé au chapitre 3 sans démonstration, implique une plage en taux de perte de masse possibles très vaste (voir la section consacrée à l'espace des paramètres). Enfin, c'est l'équation d'énergie du disque qui, fournissant une équation supplémentaire, met en relation l'indice d'éjection ξ et les autres exposants, selon le processus dominant de refroidissement du disque.

4.1.2 De la mésentente entre la MHD et le rayonnement

L'équation d'énergie interne du disque, établie à la section 1.2, s'écrit

$$\nabla \cdot (U\mathbf{u}_p + \mathbf{S}_{rad} + \mathbf{q}_{turb}) = -P\nabla \cdot \mathbf{u}_p + \eta_m J_\phi^2 + \eta'_m J_p^2 + \eta_v \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2. \quad (4.15)$$

Dans le cadre des disques mixtes (système 4.13), tous les termes de chauffage (effet Joule et frottements visqueux associés à une viscosité alpha) ont la même variation radiale en $r^{\alpha\rho-5/2}$. Qu'en est-il des termes de refroidissement ?

Les termes d'advection d'énergie interne et de travail des forces de pression, qui ne contribuent efficacement au refroidissement du disque que lorsque celui-ci devient épais ($\varepsilon \sim 1$), suivent également la même dépendance avec le rayon et peuvent donc être aisément inclus dans le calcul de la température à l'intérieur du disque. La contrainte essentielle sur l'équilibre radial local des termes de chauffage Q^+ et de refroidissement Q^- provient donc du mécanisme de refroidissement le plus efficace dans le disque.

Dans un premier temps, je vais discuter du transport d'énergie par rayonnement, processus généralement supposé dominant au sein des disques. J'aborderai ensuite un transport anormal particulier qu'est la convection.

Disque opaque

Lorsque le transport radiatif est dominant et que le disque est optiquement épais, le flux d'énergie s'écrit

$$\mathbf{S}_{rad} = -\frac{c}{\bar{\kappa}\rho} \nabla P_{rad}, \quad (4.16)$$

où $\bar{\kappa}$ est l'opacité moyenne de Rosseland. Deux problèmes se posent en relation avec cette opacité: (1) Quel est le régime d'opacité dominant dans un disque d'accrétion ? et (2) Un régime d'opacité donné permet-il le refroidissement du disque à *chaque rayon* (autrement dit a-t-on $\bar{\kappa} \propto r^{4\alpha_T - 2\alpha_\rho + 1/2}$) ?

Personne n'a d'idée précise des opacités qui caractérisent un disque autour d'une étoile en formation ou pire, autour d'un trou noir supermassif (voir cependant la thèse de J-M. Huré 1994)! Comme il faut bien faire quelque chose, il est d'usage d'avoir recours à des tables d'opacités calculées pour des conditions d'abondances solaires et d'en faire des ajustements analytiques valables sur des plages en température et en densité. J'ai donc utilisé de tels ajustements de la forme

$$\bar{\kappa} = \bar{\kappa}_i \rho^{\gamma_1} T^{\gamma_2}, \quad (4.17)$$

Régime d'opacité	$\bar{\kappa}_i$	γ_1	γ_2	Température
1. Grains de glace	2.10^{-4}	0	2	$T_{12} = 170$ K
2. Evaporation des grains	2.10^{16}	0	-7	$T_{23} = 203$ K
3. Grains métalliques	0.1	0	1/2	$T_{34} = 1.7 \cdot 10^3 \rho^{2/51}$ K
4. Evaporation des grains	2.10^{81}	1	-24	$T_{45} = 2.10^3 \rho^{-1/81}$ K
5. Molécules	10^{-8}	2/3	3	$T_{56} = 10^4 \rho^{1/21}$ K
6. Ion H^-	10^{-36}	1/3	10	$T_{67} = 3.1 \cdot 10^4 \rho^{4/75}$ K
7. Lié-libre et libre-libre	$1.5 \cdot 10^{20}$	1	-5/2	$T < 3 \cdot 10^4$ K
K. Opacité de Kramer	$6.6 \cdot 10^{22}$	1	-7/2	
T. Diffusion Thomson	0.348	0	0	$T > 3 \cdot 10^4$ K

TAB. 4.1 - Opacités de Rosseland $\bar{\kappa} = \bar{\kappa}_i \rho^{\gamma_1} T^{\gamma_2}$, avec $\bar{\kappa}_i$ en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$. Les opacités numérotées de 1 à 7 correspondent à des ajustements analytiques de tables d'opacités, calculées pour des abondances solaires (Lin & Papaloizou 1985, Bell & Lin 1994). Le changement de loi d'opacité s'effectue à la température de transition donnée en dernière colonne.

calculés par Lin & Papaloizou (1985) et modifiés récemment par Bell & Lin (1994). Un disque d'accrétion stationnaire, maintenu en équilibre grâce à la pression de radiation, ne peut alors exister (c'est à dire avec $Q^+ = Q^-$) que si

$$\xi = \frac{1 + 3\gamma_1/2 + 5\gamma_2/8}{1 + \gamma_1 + \gamma_2/4}, \quad (4.18)$$

tandis que pour un disque dominé par la pression du gaz, il faut

$$\xi = \frac{\gamma_2 + 3\gamma_1/2 - 1/2}{2 + \gamma_1}. \quad (4.19)$$

Il suffit alors d'utiliser la condition $0 < \xi < 5/2$, pour obtenir la région dans le plan (γ_1, γ_2) , à l'intérieur de laquelle il est possible d'avoir une structure d'accrétion-éjection stationnaire (voir figure 4.1). Ainsi, nous voyons qu'il est possible de construire des solutions stationnaires de disques soutenus par la pression du gaz allant des régions dominées par l'opacité des grains de glace ($\bar{\kappa}_1$, avec $\xi = 3/4$), jusqu'à celle dominée par les molécules ($\bar{\kappa}_5$, avec $\xi = 21/16$), en passant par les grains métalliques ($\bar{\kappa}_3$, avec $\xi \ll 1$). Chaque région de transition entre les opacités, correspondant à l'évaporation des grains ($\bar{\kappa}_2$ et $\bar{\kappa}_4$), devrait se produire sur un anneau mince comparé à l'étendue radiale des autres régimes d'opacité (voir tableau 4.1).

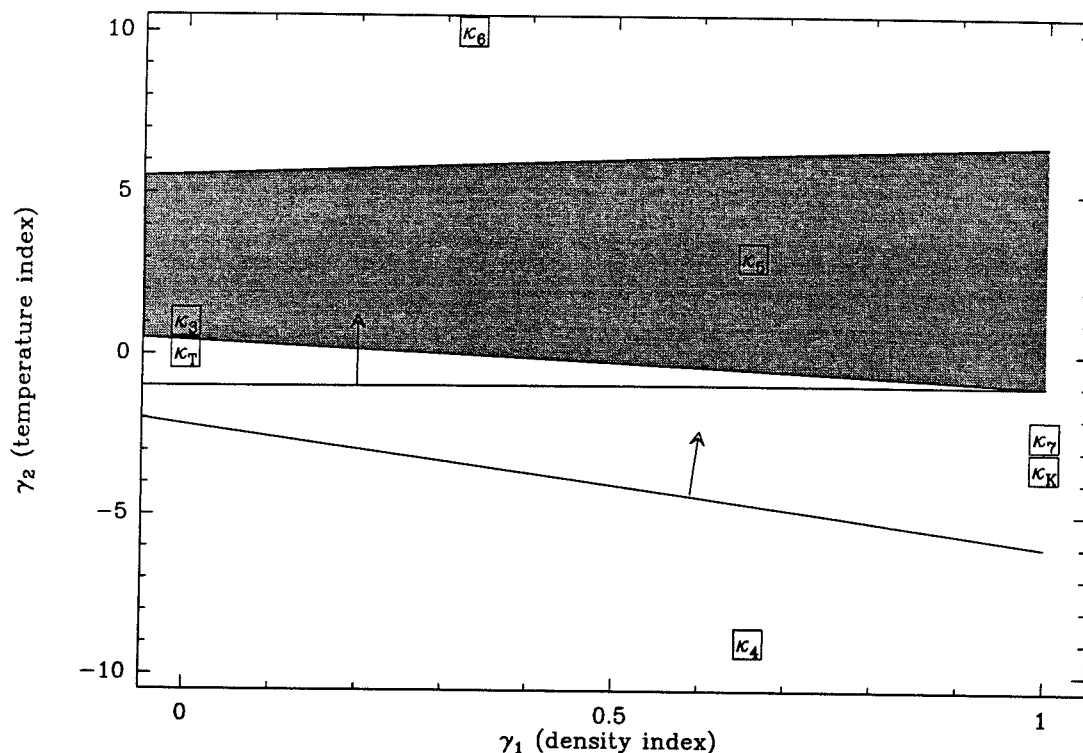


FIG. 4.1 - Configurations MHD stationnaires en fonction des régimes d'opacités, lorsque la pression du gaz domine. La région en gris indique la possibilité d'obtenir une solution, avec une valeur de ξ imposée par l'équation (4.19). Les deux lignes avec des flèches délimitent un demi-espace dans lequel des configurations magnétiques avec $l \sim r$ ($\mathcal{R}_m \sim 1$) seraient possibles (voir Ferreira & Pelletier 1993a).

Cependant, il faudrait que la structure verticale du disque s'ajuste, de telle sorte que le taux de perte de masse local soit compatible avec les changements dans la variation radiale du taux d'accrétion, introduits à chaque modification de l'opacité. Il est choquant qu'une telle structure puisse réellement exister tout en restant stationnaire, étant donné la contrainte très forte sur ξ . Par ailleurs, il paraît peu probable que des considérations d'équilibre radiatif du disque contraignent à ce point l'existence ou non de la structure. En effet, l'énergie thermique mise en jeu est faible par rapport à celle de la dynamique (j'anticipe sur le bilan global d'énergie, section 4.2).

De plus, il ne faut pas oublier que cette discussion n'a de sens que sur le plan du disque. En effet, au fur et à mesure que l'on monte en altitude la densité et la température du disque décroissent, modifiant ainsi le régime d'opacité local. Un

modèle de transfert du rayonnement devrait donc être utilisé afin de décrire avec plus de précision la structure thermique du disque. En tout état de cause, les contraintes issues de cette analyse (qui, je le rappelle, suppose une large extension du disque) ne sont pas suffisantes pour assurer un équilibre radiatif au-dessus du disque.

Disque transparent

Lorsque le disque est optiquement mince, la divergence du flux de rayonnement \mathcal{Q}^- , qui est une émissivité volumique (unités $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-3}$), s'exprime en toute généralité comme

$$\mathcal{L} = \nabla \cdot \mathbf{S}_{rad} \propto n^2 T^\delta . \quad (4.20)$$

Cette expression fait intervenir le carré de la densité n car nous ne prenons en compte que les processus collisionnels binaires dans l'émissivité. Par contre, l'exposant δ de la température dépend lui de l'opacité dominante du milieu. Ainsi, selon le processus d'absorption des photons (opacité) dominant, nous avons:

- Pour des collisions libre-libre (Bremsstrahlung), $\delta_{ff} = 1/2$
- Pour des collisions état lié-libre, $\delta_{bf} = -1/2$
- Pour des collisions électron-neutre, $\delta_{en} = 7/2$

Cependant, l'équilibre thermique à tout rayon $\mathcal{Q}^+ = \mathcal{Q}^-$, n'est obtenu que pour

$$\delta = 1 + \xi , \quad (4.21)$$

ce qui, au vu des processus connus cités plus haut, n'est jamais compatible avec une solution stationnaire de disque. Néanmoins, il est à noter que les exposants montrés ici ont été calculés dans des conditions idéales pour lesquelles le processus étudié était dominant. Nous pouvons en effet imaginer que dans une situation plus réaliste où divers processus contribuent au refroidissement du disque, l'exposant δ serait modifié. Cela pourrait alors l'amener à une valeur comprise entre $-1/2$ et $7/2$ (voir la discussion p.88 de Priest (1984) sur les ajustements analytiques de fonctions de refroidissement, calculées pour des conditions de chromosphère solaire, $T \gtrsim 210^4$ K). Mais ceci reste très spéculatif...

4.1.3 Convection ou rayonnement ?

Transport convectif d'énergie

La structure thermique d'un disque d'accrétion optiquement épais est, à maints égards, très similaire à celle d'une étoile:

- i) le milieu est stratifié, sous l'action d'un champ gravitationnel et magnétique,
- ii) la source d'énergie est interne,
- iii) les photons doivent se propager vers l'extérieur.

Aussi, selon la variation verticale des termes de chauffage et le régime d'opacité local, un gradient de température dû au transport radiatif, s'établit dans le disque. Or, depuis Schwarzschild (1958), on sait qu'un milieu avec une structure thermique est instable vis-à-vis de la convection si

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{rad} - \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{adia} < 0, \quad (4.22)$$

où le gradient adiabatique est celui pour lequel $T \propto \rho^{\gamma-1}$, γ étant l'indice adiabatique du gaz. Dès qu'il existe deux couches de fluide proches avec une différence de température "trop" élevée, alors un mouvement d'ensemble du fluide se met en place et redistribue par advection l'énergie interne dans le fluide. Ce critère local de convection a été obtenu sans tenir compte de la rotation (sans parler de la rotation différentielle), ni évidemment du champ magnétique.

Deux problèmes importants se posent alors, dans un milieu magnétisé en rotation différentielle, tel qu'un disque d'accrétion:

1. Comment mesurer le "trop"? Autrement dit, à quelle condition sur le gradient local de température se déclenche la convection?
2. Comment se produit cette redistribution d'énergie? ou Comment écrire le flux d'énergie par transport convectif?

Il n'existe que des réponses partielles et insatisfaisantes à ces deux questions difficiles, la seule chose de certaine étant qu'on n'en sait trop rien!

Pour un milieu en rotation solide, Chandrasekhar (1961) a démontré qu'il était en quelque sorte "rigidifié" et que l'établissement d'un régime convectif s'opérait à des gradients plus forts qu'en l'absence de rotation. De même, le champ magnétique seul peut modifier les rouleaux de convection voire les inhiber, selon son orientation par rapport au champ de gravité. Cependant, ces deux effets combinés peuvent avoir des actions opposées et donc, diminuer le seuil d'instabilité.

Toutefois, les effets inhibiteurs du magnétisme sont fortement amoindris dans le plasma d'un disque MHD. En effet, le bêta du plasma associé au champ vertical (seule composante non nulle sur le plan du disque) est supérieur ou de l'ordre de l'unité. L'énergie thermique de la matière étant comparable à celle du champ, celui-ci a une influence modérée sur la convection. De plus, la présence d'une forte diffusivité diminue la rigidité imposée par le champ puisque le plasma peut traverser les surfaces magnétiques.

Il existe quelques critères de convection en présence de champ magnétique (par ex., Gough & Tayler 1966), mais ils sont toujours calculés en régime de MHD idéale (voir quelques effets de la diffusivité magnétique lors des simulations numériques effectuées par Fox et al. 1991). C'est pourquoi le critère utilisé ici sera celui de Schwarzschild, sachant que la situation prévue comme instable ne l'est pas forcément. Nous avons ainsi à notre disposition un critère suffisant de stabilité.

Faisons une parenthèse sur les disques d'accrétion radiatifs, dominés par la pression de radiation. Lightman & Eardley (1974) furent les premiers à montrer qu'un disque standard radiatif était instable en pression de radiation dominante, mais ce sont Shakura & Sunyaev (1976) qui ont trouvé la raison première. En effet, l'équilibre vertical du disque impose le gradient de pression total, qui n'est alors compatible avec l'équation d'énergie du disque que pour une seule et unique valeur de la viscosité

$$\eta_c = \frac{4}{9} \frac{c m_p}{\sigma_T} . \quad (4.23)$$

Comme il n'y a aucune raison pour que cela se produise, $Q^+ = Q^-$ n'est pas vérifié et le disque devient instable. Or, cette situation se produit également dans un disque MHD radiatif optiquement épais, dans lequel la pression de radiation est dominante. Une situation stationnaire n'est alors possible que pour valeur unique du taux d'accrétion

$$\dot{M}_{ac} = \frac{hr}{\beta l^2} \frac{r_e}{r_*} \dot{M}_{Edd} , \quad (4.24)$$

où \dot{M}_{Edd} est le taux d'accrétion d'Eddington. De même, il n'y a pas de raison que le taux d'accrétion vaille cette valeur particulière et le disque radiatif opaque est certainement instable. Sachant ceci, nous ne chercherons pas à calculer le profil vertical de température du disque lorsqu'il est radiatif. Nous ferons plutôt l'hypothèse qu'un flux turbulent redistribue l'énergie au sein du disque.

Le traitement de la redistribution de l'énergie par convection est un problème

extrêmement difficile. Meyer & Meyer-Hofmeister (1982) ont par exemple utilisé un code de structure stellaire pour calculer la structure verticale d'un disque d'accrétion standard autour d'un objet compact. Leur calcul numérique de la structure verticale du disque a été rendu possible par l'utilisation de la théorie de la longueur de mélange (voir Cox & Giuli 1968). Cette prescription traduit l'idée que des particules fluides transportent leur énergie interne des régions chaudes vers les régions froides, sur une certaine distance caractéristique des gradients en présence. Cette distance, appelée longueur de mélange, est alors utilisée comme un paramètre qu'il faut faire tendre vers zéro "à la main" pour décrire correctement l'arrêt du transport convectif à la surface du disque. Lorsque ceci n'est pas bien traité, il se produit un transport d'énergie dans le "mauvais" sens (overshooting), interprété comme la retombée de particules fluides "lachées" en plein vol.

Shakura et al. (1978) ont proposé une écriture du flux d'énergie par transport convectif, formellement similaire à celui de la longueur de mélange et donc n'échappant pas au problème de l'overshooting, mais qui permet d'être traité analytiquement. En effet, l'écriture habituelle du flux d'énergie (Schwarzschild 1958)

$$q_{conv}^z = -\rho c_p \nu_{conv} \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{adia} \right) \quad (4.25)$$

où ν_{conv} est une viscosité décrivant cet effet de longueur de mélange (pour un disque d'accrétion c'est la viscosité ν_v), est équivalente à

$$q_{conv}^z = -\rho \kappa_{conv} T \frac{\partial S}{\partial z}, \quad (4.26)$$

où S est l'entropie du plasma et κ_{conv} est une conductivité thermique turbulente. Lorsqu'un plasma est turbulent, tous ces coefficients de transport deviennent anormaux. Le nombre de Prandtl $\mathcal{P} = \nu_{conv}/\kappa_{conv}$ devenant alors de l'ordre de l'unité, il est raisonnable d'admettre que la conductivité thermique se comporte comme la viscosité. L'expression ci-dessus permet alors de décrire le transport de l'énergie interne vers la surface du disque dès lors que le critère (4.22) est vérifié¹.

L'ansatz proposé par Shakura et al. (1978) est tel que la divergence de ce terme varie radialement comme $P\nu_v/h^2$, ce qui signifie que *le flux d'énergie par convection peut toujours équilibrer les termes de chauffage dans l'équation d'énergie*. Donc, pour une telle prescription un disque convectif est radialement compatible avec toute forme de structure magnétique et ne pose donc aucune contrainte sur la perte de

¹Si ce terme n'est pas éteint à la main, il donnera bien lieu à un transport d'énergie vers le plan du disque lorsque $\partial S/\partial z > 0$.

masse. Il serait alors possible de construire des modèles de disques MHD sur une grande plage de rayons pourvu que ceux-ci soient convectifs.

Lin & Papaloizou (1980) ont proposé que la convection pouvait également donner lieu à un coefficient de viscosité turbulent α_v . Ainsi, la présence de convection permettrait à la fois de transporter radialement le moment cinétique du disque vers l'extérieur et verticalement l'énergie interne vers la surface. Ruden et al. (1988) ont effectué une analyse linéaire axisymétrique des modes de convection dans un disque mince polytropique en rotation différentielle. Ils ont estimé que les mouvements induits par la convection pouvaient effectivement produire un coefficient alpha de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} . Cependant, des perturbations axisymétriques ne peuvent transporter du moment cinétique entre deux éléments fluides non visqueux et non magnétisés, et ils invoquent soit un couplage non-linéaire des modes soit la présence de modes non-axisymétriques.

L'analyse en modes normaux pour des perturbations non-axisymétriques a été effectuée par Ryu & Goodman (1992). Ils obtiennent des modes qui deviennent toujours instables et qui transportent le moment cinétique vers l'intérieur du disque et non pas vers l'extérieur. A en croire cette analyse linéaire, la convection ne pourrait donc pas être à l'origine de la viscosité turbulente, nécessaire pour les disques d'accrétion visqueux. Cependant, nous pouvons faire ici plusieurs remarques: (1) leur analyse s'applique à des disques isothermes d'indice adiabatique $\gamma < 1$, ce qui n'a aucun sens thermodynamique; (2) ce qui est vrai pour une analyse linéaire ne l'est pas nécessairement pour le régime non-linéaire; (3) un champ magnétique faible n'est pas pris en compte alors qu'il permet le transport de moment cinétique (Balbus & Hawley 1991 et papiers ultérieurs); (4) dans un disque MHD freiné par des lignes de champ ouvertes, comme celui étudié ici, le couple magnétique domine largement le couple visqueux de telle sorte que l'influence de ce dernier est totalement négligeable sur le transport du moment cinétique du disque.

Donc en ce qui nous concerne, la convection n'aura d'importance que dans le transport vertical d'énergie interne.

Profil vertical de Température en régime radiatif

Dans cette étude, le profil vertical de température est imposé ce qui permet de s'affranchir des problèmes décrits au chapitre 1. Cependant, nous pouvons calculer la température $T(x)$ en résolvant *a posteriori* l'équation d'énergie du disque, qui est une équation différentielle du second ordre en T et tester ainsi la validité de notre

approximation (en l'occurrence, un disque isotherme). Après adimensionalisation, l'équation d'énergie (sans le terme de transport anormal) s'écrit

$$\varepsilon^2 \Theta_{adv}(x) - \mathcal{Q} \Theta_{rad}(x) = \Theta_{heat}(x), \quad (4.27)$$

où Θ_{adv} , Θ_{rad} and Θ_{heat} décrivent respectivement l'advection d'énergie interne, le transport radiatif et le chauffage du disque par l'effet Joule et dissipation visqueuse (voir l'annexe A pour leur expression). La constante \mathcal{Q} , définie sur le plan du disque et à son rayon externe r_e ,

$$\mathcal{Q} = \frac{c}{U_e} \frac{1}{\bar{\kappa}_e \rho_e r_e} \frac{P_{rad}}{P_{tot}} \Big|_{(r_e, 0)}, \quad (4.28)$$

est extrêmement importante, car elle contrôle la dérivée seconde de la température² sur le plan du disque, *en fonction du taux d'accrétion dans le disque*³. En effet, le taux d'accrétion au rayon externe du disque lui est directement relié (voir section 4.3): plus il est élevé et plus \mathcal{Q} est petit, donnant donc lieu à un gradient radiatif très fort. Ainsi, le risque de déclencher la convection grandit avec le taux d'accrétion. Ce critère approché nous fournit une borne supérieure sur le taux d'accrétion en dessous de laquelle nous pouvons être certains que le disque est convectivement stable.

Les figures (4.2) et (4.3) montrent le profil vertical de température calculé à partir de l'équation d'énergie du disque pour diverses valeurs du paramètre \mathcal{Q} (les valeurs sont indiquées à droite des figures). Le comportement est sensiblement le même pour les deux régimes d'opacité considérés: pour $\mathcal{Q} \gtrsim 0.2$ le disque est laminaire et l'utilisation d'une équation d'énergie radiative est justifiée (si le disque est effectivement opaque). Pour des valeurs supérieures de \mathcal{Q} proches de l'unité, le profil de température est approximativement isotherme ce qui valide notre hypothèse initiale.

Arrêtons-nous un peu sur ce que nous avons appris. Nous avons un critère suffisant de stabilité du disque vis-à-vis de la convection et savons dans quelles conditions de taux d'accrétion l'hypothèse d'un disque isotherme est justifiée.

²Voir détails en annexe A:

$$-\mathcal{Q} \frac{d^2 f_T}{dx^2}(0) = \Theta_{heat}(0) - \varepsilon^2 \Theta_{adv}(0)$$

³En régime P_{gaz} dominant, cette constante est libre et constitue un paramètre du modèle: comme elle dépend du taux d'accrétion \dot{M}_{ae} , cela revient à considérer \dot{M}_{ae} comme paramètre. En régime P_{rad} dominant, cette définition n'a pas de sens car le disque radiatif est instable (voir remarques précédentes).

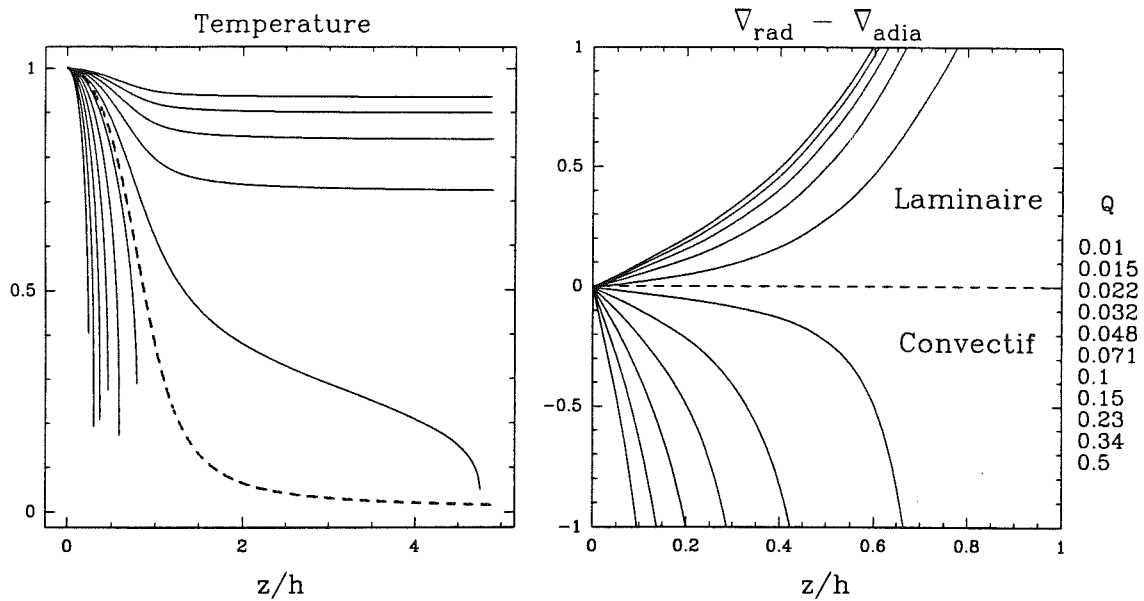


FIG. 4.2 - Panneau de gauche: profil vertical de température du disque, calculé à partir de l'équation d'énergie du disque (4.27). Ce calcul est fait pour une structure avec $\xi = 0.01$, $\varepsilon = 0.04$, $\mathcal{R}_m = 25$, $\mu = 1.380$, en pression du gaz dominante et pour le régime d'opacité $\bar{\kappa}_3$ (grains métalliques). Les courbes continues sont obtenues pour diverses valeurs du paramètre Q (valeurs listées à droite) défini par (4.28). Les courbes les plus abruptes correspondant aux valeurs les plus faibles de ce paramètre (i.e., une forte dérivée seconde de T), tandis qu'un profil de température presque isotherme est obtenu pour les valeurs de Q plus élevées. La courbe en pointillé est le profil de température adiabatique (indice 5/3).

Panneau de droite: critère de Schwarzschild pour ces mêmes conditions physiques. Le disque est stable vis-à-vis de la convection pour $Q \gtrsim 0.2$.

Nous savons également que pour notre niveau de description du flux convectif, il n'y a aucune contrainte sur ξ provenant de la nécessité de l'équilibre radial des termes de refroidissement avec les termes de chauffage. Par contre, il est beaucoup plus difficile d'établir une structure MHD d'accrétion-éjection sur une large plage radiale en raison des lois d'opacité. Seuls quelques régimes d'opacité permettent cet équilibre, imposant alors une valeur précise à ξ .

S'il n'est pas possible d'obtenir une configuration magnétique pour laquelle $Q^+ = Q^-$, alors

- soit l'éjection ne peut pas se produire sur une grande plage en rayon et provient plutôt d'une sorte de couche limite entre le disque et l'objet central, ou même

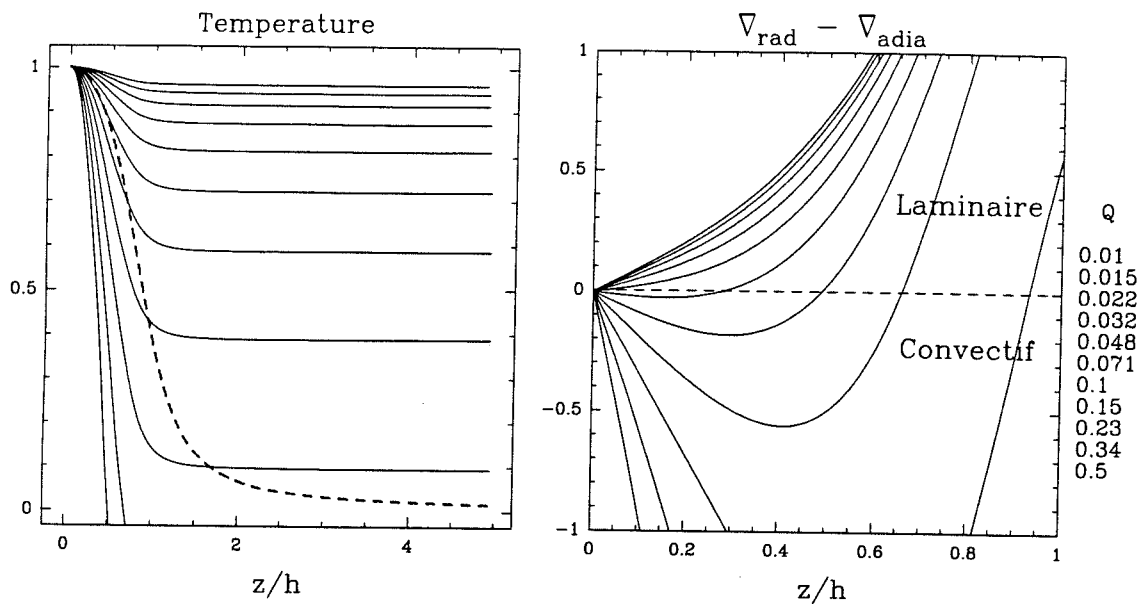


FIG. 4.3 - Panneau de gauche: profil vertical de température du disque, pour les mêmes conditions de paramètres que la figure (4.2), mais dans une région dominée par l'opacité des molécules ($\bar{\kappa}_5$). Panneau de droite: critère de Schwarzschild dans ces conditions physiques. Le disque est également stable pour $Q \gtrsim 0.2$.

localisée autour d'un rayon particulier dans le disque,

- soit il n'y a pas de solution stationnaire possible,
- soit un autre type de transport d'énergie, turbulent ou convectif, est à l'œuvre dans le disque.

La première hypothèse est écartée d'office car elle dépasse le cadre de cette étude, mais elle mérite qu'on s'y intéresse, surtout dans le cadre de la couche limite autour d'une étoile en formation. Nous allons voir dans ce qui suit qu'il est cependant peu probable qu'une non-stationnarité liée au transport d'énergie interne perturbe fortement la configuration magnétique des disques MHD.

4.2 Interrelations entre le disque d'accrétion et ses jets

4.2.1 Bilan global d'énergie

L'équation de conservation de l'énergie totale dans le disque, établie au chapitre 1, s'écrit

$$\nabla \cdot [(\frac{1}{2}u^2 + H + \phi_G)\rho\mathbf{u}_p + \mathbf{S}_{rad} + \mathbf{q}_{turb} + \mathbf{S}_{MHD} - \mathbf{u}_p \cdot \mathbf{T}] = 0$$

où H est l'enthalpie du disque, ϕ_G est le potentiel gravitationnel et \mathbf{T} le tenseur des contraintes visqueuses. Le bilan global d'énergie du disque est obtenu en intégrant cette équation sur le volume du disque ou, ce qui est équivalent, en prenant le flux des diverses grandeurs à travers la surface Σ qui délimite le disque (voir figure 4.4). Il y a deux contributions importantes à ce flux: la première est celle à travers les deux surfaces Σ^+ et Σ^- qui composent le "couvercle" du disque, et la seconde est la différence des flux à travers les surfaces latérales en r_e (Σ_e) et en r_i (Σ_i), ce qui s'exprime par $\int_{\Sigma} = \int_{\Sigma_i} - \int_{\Sigma_e} + 2 \int_{\Sigma^+}$.

La puissance mécanique libérée lors du déplacement de la matière vers l'objet central est fournie par

$$P_{lib} = - \int_{\Sigma} (\frac{1}{2}u^2 + \phi_G)\rho\mathbf{u}_p \cdot d\mathbf{S} \quad (4.29)$$

où la contribution verticale (i.e, à travers les deux surfaces Σ^+ et Σ^-) est extrêmement importante en présence de mouvements verticaux. En effet, la présence du champ magnétique provoque un mouvement vertical du plasma, qui est ainsi détourné d'un mouvement purement radial d'accrétion. Si nous suivons le mouvement d'une particule, nous voyons qu'elle arrive en r_e , se rapproche de l'objet central jusqu'à un certain rayon $r_{min} < r_e$, puis est éjectée hors du disque. Ainsi, en se rapprochant de l'objet central et donc en pénétrant plus profondément dans le puits gravitationnel, elle libère une certaine quantité d'énergie mécanique. C'est pourquoi un disque MHD dispose d'une certaine puissance même lorsque la plupart de sa masse est éjectée. La valeur de l'indice d'éjection $\xi = 1$ correspond à un cas limite où les flux d'énergie à travers Σ_i et Σ_e sont égaux: il n'y a aucune contribution des flux latéraux. Dans cette situation, qui paraît extrême, la puissance disponible (i.e. celle qui est libérée) provient uniquement de cet effet de rapprochement (la contribution verticale).

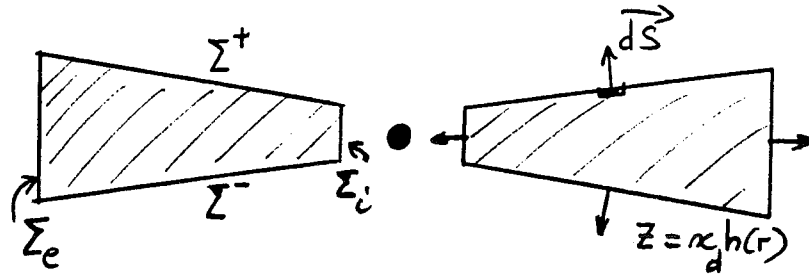


FIG. 4.4 - Contour d'intégration définissant le disque, avec les normales orientées vers l'extérieur. L'intégration sur les "couvercles" Σ^+ et Σ^- s'effectue à l'altitude x_d constante, où se produit le virage $u_r(r, z = x_d h) = 0$. Une surface élémentaire orientée sur le couvercle s'écrit $dS = 2\pi r dr (\mathbf{e}_z - x_d \mathbf{e}_r)$.

Cette puissance mécanique disponible s'écrit

$$P_{lib} = \eta_{lib} \frac{1}{2} \frac{G M \dot{M}_{ae}}{r_i}, \quad (4.30)$$

où

$$\eta_{lib} = \frac{1}{1 - \xi} \left[\left(\frac{r_i}{r_e} \right)^\xi - \left(\frac{r_i}{r_e} \right) \right], \quad (4.31)$$

est un facteur lié à l'efficacité de l'éjection. Il est maximal dans le cas standard lorsqu'il n'y a pas d'éjection et que par conséquent, toute la matière arrivant en r_e tombe dans le puits en r_i (pour $\xi = 0$, $\eta_{lib} = 1 - r_i/r_e$). A l'opposé, lorsque le disque est le siège d'une éjection massive, peu de matière arrive à proximité de l'objet central et il y a donc peu de puissance mécanique libérée (voir figure 4.5). Les jets puissants sont donc nécessairement issus de disques accrétant la majeure partie de leur masse.

Le bilan global d'énergie du disque exprime le fait que la puissance mécanique P_{lib} libérée lors du processus interdépendant d'accrétion et d'éjection est partagée entre la puissance P_{MHD} transportée par le champ statique et s'échappant des surfaces du disque, la puissance rayonnée P_{rad} donnant lieu à la luminosité du disque observée et enfin, le flux d'énergie thermique P_{th} transporté par la matière (négligeable dans un disque mince):

$$P_{lib} = 2P_{rad} + 2P_{MHD} + 2P_{th}. \quad (4.32)$$

Dans ce bilan global il n'y évidemment pas de contribution due aux termes qui ne font que redistribuer l'énergie à l'intérieur du disque (i.e., un éventuel transport

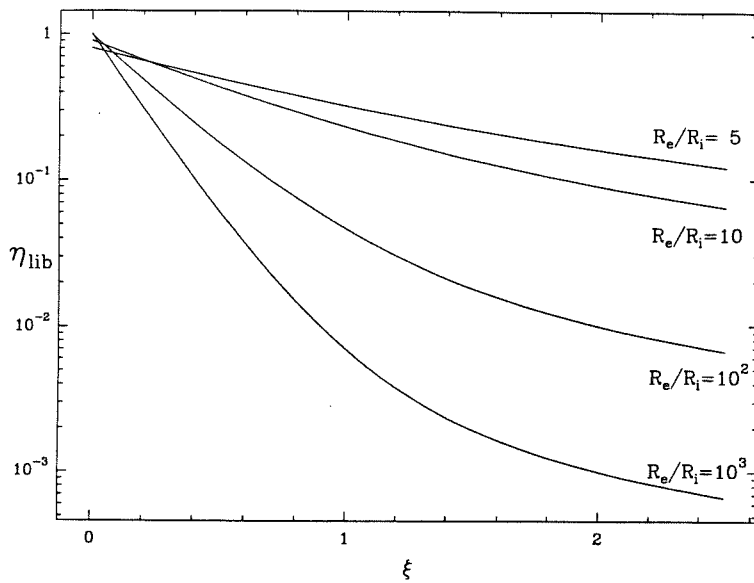


FIG. 4.5 - Mesure de l'efficacité des structures MHD dans l'extraction de l'énergie du puits gravitationnel créé par l'objet central. Plus la perte de masse est élevée et moins il y a d'énergie disponible, donnant lieu à des jets moins puissants.

anormal \mathbf{q}_{turb} et le transport visqueux $-\nabla \cdot (\mathbf{u}_p \cdot \mathbf{T})$). De plus, les flux latéraux d'énergie magnétique et thermique sont complètement négligeables devant le flux d'énergie mécanique.

Dans un disque standard (Shakura & Sunyaev 1973), la luminosité du disque est alimentée principalement par le flux d'énergie mécanique à travers la surface latérale interne Σ_i ($\eta_{lib} \sim 1$), toutes les autres formes d'énergies étant négligeables. Le bilan du disque standard est simplement

$$P_{lib} = 2P_{rad} , \quad (4.33)$$

où P_{lib} est appelée dans ce cas puissance d'accrétion. Dans un disque MHD, la présence de lignes de champ magnétique ouvertes bouleverse totalement ce comportement, dès lors que le champ contrôle l'extraction de moment cinétique et d'énergie mécanique de la matière. En effet, la viscosité permet à deux anneaux de matière adjacents d'échanger du moment cinétique et, lors de ce processus de friction, l'énergie mécanique associée est transformée en énergie interne. Par contre, le couple magnétique induit le transfert de moment cinétique et d'énergie mécanique de la matière vers le champ dans les régions proches du plan du disque. Ainsi, nous verrons que la plupart de l'énergie disponible se retrouve stockée dans les lignes de champ et que seule une fraction de cette énergie est dissipée.

La puissance MHD issue du disque se calcule à partir du flux de Poynting MHD \mathbf{S}_P à travers la surface Σ

$$2P_{MHD} = \int_{\Sigma} \mathbf{S}_P \cdot d\mathbf{S} . \quad (4.34)$$

La composante poloïdale du vecteur de Poynting⁴ s'écrit

$$\mathbf{S}_P^p = -\Omega r \frac{B_\phi}{\mu_o} \mathbf{B}_p + \frac{B_\phi^2}{\mu_o} \mathbf{u}_p - \frac{\nu_m'}{r} \frac{B_\phi}{\mu_o} \nabla_r B_\phi , \quad (4.35)$$

est responsable du transport de l'énergie magnétique accumulée dans le disque. Le premier terme est lié à l'extraction de moment cinétique du disque, tandis que les deux autres décrivent l'advection et la diffusion de l'énergie associée au champ toroïdal. La stationnarité nécessite que le disque soit continuellement alimenté en flux magnétique, bien que cette contribution soit dérisoire devant le flux d'énergie mécanique. Dans le jet idéal, le vecteur de Poynting peut s'écrire simplement

$$\mathbf{S}_P^p = -\Omega_* r \frac{B_\phi}{\mu_o} \mathbf{B}_p \quad (4.36)$$

où Ω_* est la vitesse angulaire des surfaces magnétiques. Après intégration sur Σ , la puissance MHD issue du disque vaut

$$2P_{MHD} \simeq \frac{\Lambda}{1 + \Lambda} P_{lib} \quad (4.37)$$

où le paramètre Λ est le rapport du couple magnétique au couple visqueux (voir chapitre 2). Dès lors que le magnétisme domine le transport de moment cinétique dans le disque ($\Lambda \gg 1$), celui-ci voit toute sa puissance transférée au champ. Cette puissance est ensuite retransférée à la matière sous forme d'une accélération MHD, qui a déjà débuté dans l'atmosphère du disque et qui se poursuit jusqu'à la surface d'Alfvén. Ainsi, la puissance cinétique d'un jet adiabatique peut être définie comme étant

$$P_j^\infty = P_{MHD} + P_{th} , \quad (4.38)$$

où le flux d'enthalpie P_{th} ne joue un rôle important qu'en présence d'une couronne chaude. Une telle couronne pourrait être produite par un chauffage du type solaire,

⁴Dans le calcul du flux de Poynting, il est intéressant de noter que la composante toroïdale

$$\mathbf{S}_P^\phi = \Omega r \frac{B_p^2}{\mu_o} \mathbf{e}_\phi - (\mathbf{u}_p \cdot \mathbf{B}_p) \frac{\mathbf{B}_\phi}{\mu_o} + \frac{\nu_m'}{r} \left(\frac{\mathbf{B}_p}{\mu_o} \cdot \nabla_r B_\phi \right) \mathbf{e}_\phi$$

qui ne contribue pas au bilan dans un disque axisymétrique, peut néanmoins transporter une grande quantité d'énergie. Des perturbations non-axisymétriques du disque peuvent donner lieu à des transferts d'énergie importants en son sein.

à savoir par des ondes d'Alfvén fortement excitées à la surface du disque. Dans une approche stationnaire, ce type de chauffage ne peut être modélisé que par la présence d'une diffusivité anormale, permettant une dissipation des courants continus par effet Joule. Cependant, ce chauffage (i.e. cette dissipation du flux de Poynting issu du disque) n'est réellement efficace que lorsque la structure magnétique est principalement constituée d'arcades fermées, reliant entre elles deux rayons du disque (Lovelace et al. 1986, Heyvaerts & Priest 1989). Une telle situation pourrait se produire lorsqu'un effet dynamo engendre une couronne magnétisée fermée. Ici, nous nous sommes intéressés à la situation opposée, où une structure magnétique ouverte traverse le disque et possède à l'infini une certaine inertie due au plasma du jet. Dans ce cas, le flux de Poynting MHD issu du disque est directement transmis à la matière le long des lignes ouvertes. Un cas réaliste est évidemment lorsque des lignes de champ ouvertes et des arcades fermées cohabitent, la répartition du champ entre ces deux configurations dépendant du mécanisme à l'origine du champ lui-même. Il faut cependant noter qu'un chauffage coronal est déjà inclus dans notre modélisation, puisque le chauffage par effet Joule ne s'arrête que lorsque la résistivité s'annule, ce qui se produit au-delà de la photosphère du disque (voir par ex. Ferreira & Pelletier 1993b).

La puissance rayonnée par le disque est la somme de deux contributions, l'une magnétique P_{rad}^m due à l'effet Joule et l'autre due aux forces de friction visqueuse P_{rad}^v . Comme il a été vu précédemment, la dissipation d'énergie magnétique ne dépend que des courants et de la résistivité, donnant lieu à la dissipation d'une fraction de l'énergie disponible

$$\frac{2P_{rad}^m}{P_{lib}} \simeq \alpha_m^2 \frac{hr}{\beta l^2 r}. \quad (4.39)$$

Cette fraction est donc de l'ordre de $\varepsilon = h/r$ pour une courbure intermédiaire des lignes de champ. Par contre, la dissipation visqueuse dépend directement de l'efficacité du couple visqueux

$$\frac{2P_{rad}^v}{P_{lib}} \simeq \frac{1}{1 + \Lambda}. \quad (4.40)$$

Le couple magnétique étant extrêmement efficace, il est peu probable que des disques MHD stationnaires puissent rayonner une puissance comparable à la puissance cinétique de leurs jets⁵.

⁵Cette remarque ne concerne que la partie MHD du disque d'accrétion, comprise entre un rayon r_i et r_e et qui donne lieu à des jets.

Dans des conditions de couple magnétique dominant, très peu d'énergie est transférée en énergie interne. Ainsi, les mécanismes thermiques au sein du disque et par extension sa luminosité, ne sont que des épiphénomènes de la structure MHD d'accrétion-éjection. Il y a alors deux conséquences importantes:

1. Dans le contexte des noyaux actifs de galaxies, il est d'usage de mesurer la luminosité de l'objet par rapport à la luminosité d'Eddington L_{Edd} . Cette luminosité correspond à la puissance au delà de laquelle la pression de radiation est telle qu'elle empêche l'accrétion sphérique de matière sur le trou noir central. De cette luminosité est déduit un taux d'accrétion limite \dot{M}_{Edd} . Dans un disque MHD, la puissance rayonnée par le disque n'est plus une mesure du taux d'accrétion, qui peut être ainsi "super-Eddington" sans que la luminosité le soit, simplement parce que le disque est beaucoup plus froid.
2. Les restrictions concernant les régimes d'opacité, discutées à la section 4.1, bien qu'ayant une conséquence certaine sur la non-stationnarité des mouvements de matière, devraient être de peu d'influence sur la configuration magnétique globale. Cette hypothèse est en accord avec les observations de flots issus d'étoiles jeunes par exemple, qui montrent clairement des signes d'éjection sporadique (les jets sont constitués de plusieurs "bow-shocks" progressant à des vitesses différentes). Cependant, l'alignement de ces points chauds sur de grandes distances suggère qu'ils sont maintenus par une structure stable. De même, la taille des jets issus des noyaux actifs de galaxies nécessite la stabilité de la structure sous-jacente pendant au moins plusieurs milliers d'années.

4.2.2 Caractéristiques des jets

Vitesses du jet à l'infini

Si les pertes radiatives dans le jet sont négligeables par rapport à sa puissance mécanique, alors nous pouvons considérer que toute la puissance disponible transportée par le flux de Poynting MHD est ensuite progressivement convertie en puissance cinétique⁶. Sous cette hypothèse raisonnable (au moins en ce qui concerne les jets extragalactiques, voir Pelletier & Zaninetti 1984), nous pouvons calculer la vitesse

⁶Ceci suppose également que la structure magnétique elle-même possède à l'infini une puissance négligeable: seul un modèle de jet MHD peut fournir la répartition de la puissance disponible entre l'écoulement et le champ.

terminale $u_\infty(r_\infty)$ des jets MHD issus de disques d'accrétion, où r_∞ est la distance à l'axe du jet mesurée à l'infini. Cette vitesse terminale est définie par

$$P_j^\infty \equiv \frac{1}{2} \int_{r_i}^{r_e} d\dot{M}_j u_\infty^2, \quad (4.41)$$

pourvu que la matière ait franchi toutes les surfaces critiques des jets (Alfvén et selon les cas, magnéto-sonique rapide). Alors, d'après la conservation de l'énergie (4.32),

$$u_\infty(r_\infty) = \Omega_o r_o \xi^{-1/2} \left(1 - 2 \frac{P_{rad}}{P_{lib}} \right)^{1/2} \quad (4.42)$$

où r_o est la distance à l'axe, mesurée sur le disque. La matière étant attachée aux surfaces magnétiques, ce sont les modèles de jets qui donneront ensuite la relation $r_\infty(r_o)$, c'est à dire l'évasement final des surfaces magnétiques. Cette équation montre qu'il est possible d'obtenir, pour de faibles pertes de masse (ξ petit), des vitesses terminales supérieures à la vitesse képlérienne. Ce résultat exprime simplement le fait que le champ dispose de toute l'énergie disponible, et qu'il est donc en mesure d'accélérer très efficacement une petite fraction de la matière du disque.

Dans le contexte des noyaux actifs de galaxies, une telle situation peut-elle donner lieu à des jets relativistes ?

La matière est considérée relativiste lorsque sa vitesse dépasse celle du son dans un milieu relativiste, à savoir $c/\sqrt{3}$. Or, la vitesse képlérienne au dernier rayon stable autour d'un trou noir de Schwarzschild vaut $c/\sqrt{6}$. Il est donc tout à fait possible d'accélérer des particules jusqu'à des vitesses relativistes pour ξ de l'ordre de 0.01, par exemple. Un calcul relativiste similaire au précédent, fournit le facteur de Lorentz produit par une telle accélération

$$\gamma_\infty = 1 + \frac{1}{2\xi} \frac{GM}{r_o c^2} \left(1 - 2 \frac{P_{rad}}{P_{lib}} \right). \quad (4.43)$$

Cependant, cela ne concerne *a priori* qu'une faible fraction de la masse éjectée, issue des régions internes du disque. L'hypothèse classique utilisée ici n'est donc pas (encore) remise en cause pour l'ensemble du jet (et du disque). Elle le sera si la vitesse moyenne du jet est relativiste.

Il est donc utile de définir une vitesse moyenne à l'infini, calculée à partir des grandeurs classiques du disque. De plus, il est fort probable qu'une turbulence engendrée par le cisaillement interne redistribue la vitesse à l'intérieur du jet. Lorsque les pertes radiatives sont négligeables, la vitesse ainsi obtenue est comparable à une vitesse moyenne terminale $\langle u_\infty \rangle$, définie comme le rapport entre l'impulsion totale

du jet et le taux de perte de masse total,

$$\langle u_\infty \rangle \equiv \frac{\int_{r_i}^{r_e} d\dot{M}_j u_\infty}{\dot{M}_{je}}. \quad (4.44)$$

En reportant dans cette expression la valeur de la vitesse terminale u_∞ , nous obtenons alors

$$\langle u_\infty \rangle = \eta_\infty u_\infty(r_i); \quad (4.45)$$

où

$$\eta_\infty = \frac{\xi}{\xi - 1/2} \frac{1 - (r_i/r_e)^{\xi-1/2}}{1 - (r_i/r_e)^\xi} \left(\frac{r_i}{r_e}\right)^{1/2}, \quad (4.46)$$

est un facteur numérique qui, d'une certaine façon, décrit la morphologie du jet. Plus ξ est petit, et plus la quantité de mouvement totale du jet est grande, indiquant que les jets les plus puissants sont ceux qui ont l'indice d'éjection le plus petit. Ainsi, pour $\xi \ll 1$, la vitesse moyenne devient

$$\frac{\langle u_\infty \rangle}{u_\infty(r_i)} \simeq \frac{2}{\ln(r_e/r_i)}, \quad (4.47)$$

ce qui suggère que des jets ayant une vitesse moyenne relativiste sont tout à fait possibles, pourvu qu'ils soient issus de disques MHD dont l'extension radiale est petite⁷. Dans un tel cas, bien que la physique de l'éjection devrait être similaire, la structure radiale d'un tel disque ne peut être comparable à celle décrite dans cette étude.

Raccord avec les solutions de jets auto-collimatés

Rosso & Pelletier (1994) ont calculé la structure de jets MHD non-relativistes, auto-collimatés, issus de disques d'accrétion képlériens. La difficulté inhérente à cette étude, à savoir le franchissement de la surface d'Alfvén et de la surface magnéto-sonique rapide, a été contournée grâce à l'utilisation d'un principe variationnel. Les équations de la dynamique en MHD idéale (Bernoulli et Grad-Shafranov) qui portent en elles la criticité, sont remplacées par un Lagrangien dont la minimisation sous contraintes assure le franchissement des divers points critiques.

Ils ont ainsi mis en évidence deux types de jets, pour des solutions suivant une loi auto-similaire compatible avec celle des disques. Le premier correspond à des jets asymptotiquement cylindriques avec des vitesses super-FM (raccourci pour super magnéto-soniques rapides, $u_\infty > V_{FM}$). Le second type de jets ne permet que des

⁷Par exemple, pour $\xi = 0.01$, il faudrait que $r_e < 12 r_g$ pour obtenir $\langle u_\infty \rangle \simeq c/\sqrt{3}$.

vitesses sub-FM ($V_A < u_\infty < V_{FM}$), avec une collimation parabolique à l'infini. Ces solutions de jets dépendent essentiellement de trois paramètres, imposés comme conditions aux limites à la surface du disque. En cette surface, le jet est supposé en MHD idéale avec des vitesses super-SM (i.e., super magnétosoniques lentes $u_p > V_{SM}$). Ces paramètres sont les suivants:

1. L'indice β du flux magnétique, relié ici à l'indice d'éjection par $\beta = 3/4 + \xi/2$,
2. Le bras de levier magnétique $\mu_A = r_A/r_o$, défini à partir du rayon d'Alfvén r_A où la vitesse poloïdale de la matière s'écoulant le long d'une surface magnétique ancrée dans le disque au rayon r_o devient égale à la vitesse d'Alfvén locale.
3. La densité réduite au point d'Alfvén μ_* , mesurée à la dernière ligne de champ et qui contrôle la densité du jet.

Ces trois grandeurs sont de vraies constantes et définissent de façon univoque l'état du jet MHD. Or, β est un paramètre commun au disque et μ_A et μ_* peuvent être calculés à partir des grandeurs du disque. Un raccord avec les solutions de jets auto-collimatés est donc en principe possible. A un indice d'éjection ξ donné, et pour un ensemble de paramètres liés au disque, il suffit de vérifier dans quel régime de collimation se trouvent les jets issus du disque.

Cette étude ne sera pas complétée ici et j'indique simplement dans la suite comment calculer μ_A et μ_* et effectuer ainsi un raccord avec les solutions de jets.

Le bras de levier magnétique

Le bras de levier magnétique est une notion liée à l'extraction du moment cinétique du disque. En effet, la conservation du moment cinétique peut s'écrire

$$\Omega r^2 - \frac{r B_\phi}{\kappa} = \Omega_* r_A^2(a), \quad (4.48)$$

où Ω_* est la vitesse angulaire d'une surface magnétique définie par $a = Cte$ et $\kappa(a)$ est une constante le long de cette surface. Ainsi, le moment cinétique spécifique total (matière + champ) est une constante pour chaque surface magnétique et correspond au moment cinétique porté par la surface, évasée jusqu'à son rayon d'Alfvén. La constante κ est fournie par l'équation suivante,

$$\rho u_p = \frac{\kappa(a)}{\mu_0} \mathbf{B}_p, \quad (4.49)$$

obtenue en combinant la conservation de la masse et du flux. Elle exprime le fait qu'en MHD idéale, l'écoulement se fait le long des surfaces magnétiques. En reportant alors la valeur de κ dans l'équation de conservation du moment cinétique, et en utilisant le fait qu'au niveau du disque, les surfaces magnétiques tournent à la même vitesse que la matière ($\Omega_* \simeq \Omega_o$), nous obtenons l'expression du bras de levier magnétique

$$\mu_A^2 = \frac{r_A^2}{r_o^2} = \frac{\Omega}{\Omega_o} \left(1 - \frac{B_z B_\phi}{\mu_o \rho u_z \Omega r} \right). \quad (4.50)$$

Il est facile de démontrer que cette quantité est indépendante du rayon lorsque les grandeurs varient comme des lois de puissance. *A priori* μ_A devrait être également une constante vis-à-vis de l'altitude, mais comme cette notion n'a de sens qu'en régime idéal, la quantité calculée à partir des grandeurs du disque va nécessairement varier verticalement.

Le bras de levier magnétique, étant lié au moment cinétique transporté par le jet, doit être relié également à l'efficacité du couple magnétique sur le disque, qui se traduit ensuite dans le jet par un processus d'accélération MHD. Autrement dit, il existe une relation entre μ_A et la vitesse terminale des jets. Ceci peut se voir en utilisant l'équation de Bernoulli pour le jet et le bilan global du disque d'accrétion.

L'équation de Bernoulli s'écrit pour un jet MHD

$$\frac{1}{2}u_p^2 + \phi_G + H - \frac{1}{2}(1 - g^2)\Omega_*^2 r^2 = E(a) \quad (4.51)$$

où $E(a) = H_o - \frac{3}{2}\Omega_o^2 r_o^2$ est invariant le long d'une surface et $g \equiv 1 - \Omega/\Omega_* > 0$ mesure l'écart entre la vitesse angulaire de la matière et du champ. En éliminant B_ϕ de l'équation (1.89) grâce à l'expression (1.77) et en utilisant le nombre de Mach Alfvénique $m^2 \equiv u_p^2/V_{Ap}^2 = \rho_A/\rho$, nous pouvons exprimer cet écart de la façon suivante

$$g = \left(\frac{r_A^2}{r^2} - 1 \right) \frac{m^2}{1 - m^2} \quad (4.52)$$

Le long d'une ligne de champ et en dessous de la surface d'Alfvén, $m^2 < 1$ et $r_A > r(a)$ tandis qu'au-dessus de cette surface $m^2 > 1$ et donc $r_A < r(a)$ (le rayon des jets est ainsi nécessairement supérieur au rayon d'Alfvén). La condition de régularité à la surface d'Alfvén est évidemment $m^2 = 1$ lorsque $r = r_A$. A l'infini, l'enthalpie et la gravité sont tous deux négligeables et l'équation de Bernoulli devient

$$\frac{1}{2}u_\infty^2 = H_o + \lambda\Omega_o^2 r_o^2, \quad (4.53)$$

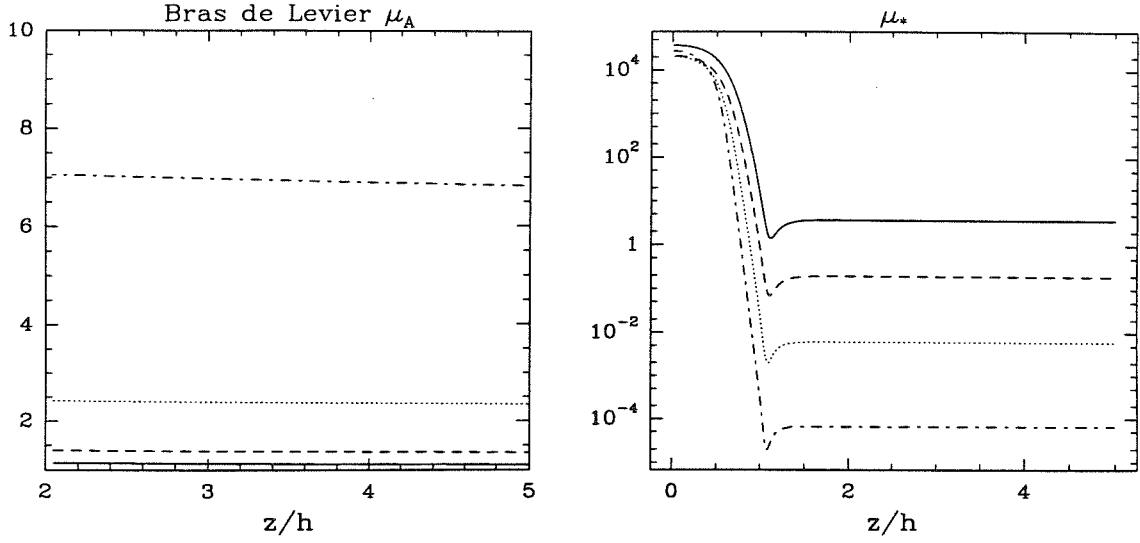


FIG. 4.6 - Bras de levier magnétique μ_A et densité réduite à la surface d'Alfvén μ_* , pour $\varepsilon = 0.01$ et diverses valeurs de l'indice d'éjection: $\xi = 1.5$ ($\mu = 0.702$, $\mathcal{R}_m = 108$; trait continu), $\xi = 0.5$ ($\mu = 0.735$, $\mathcal{R}_m = 125$; tirets), $\xi = 0.1$ ($\mu = 0.707$, $\mathcal{R}_m = 150$; pointillés) et $\xi = 0.01$ ($\mu = 0.670$, $\mathcal{R}_m = 180$; tirets et points).

avec

$$\lambda = \frac{r_\infty^2}{2r_o^2} (1 - g_\infty^2) - \frac{3}{2}. \quad (4.54)$$

Ainsi, la vitesse du jet à l'infini provient de deux contributions, l'une liée à l'enthalpie à la surface du disque, l'autre à une accélération magnétique (voir aussi l'expression (4.38) issue du bilan global). Lorsque les jets sont rapides ($m^2 \gg 1$) $g_\infty \simeq 1 - r_A^2/r_\infty^2$ et l'efficacité de l'accélération MHD, mesurée par λ , est directement reliée au bras de levier magnétique par

$$\lambda \simeq \mu_A^2 \left(1 - \frac{r_A^2}{2r_\infty^2} \right) - \frac{3}{2}. \quad (4.55)$$

Cette relation généralise le résultat énoncé par Michel (1969) dans le contexte du vent solaire,

$$u_\infty \simeq \sqrt{2\Omega_o r_A}, \quad (4.56)$$

lorsque les jets deviennent très évasés ($r_\infty \gg r_A$) et ont un grand bras de levier ($\mu_A \gg 1$). Cependant, cette expression facile à manipuler n'est qu'un résultat approximatif (surtout pour une collimation cylindrique) et il vaut mieux utiliser les équations (4.53) et (4.55).

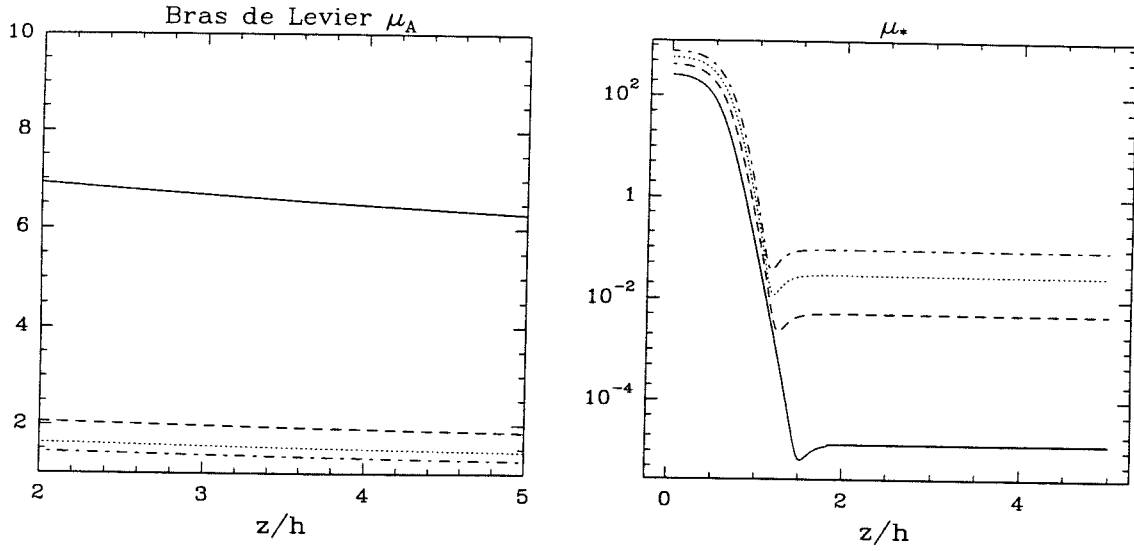


FIG. 4.7 - Bras de levier magnétique μ_A et densité réduite à la surface d'Alfvén μ_* , pour $\varepsilon = 0.04$, $\mathcal{R}_m = 25$ et plusieurs valeurs de l'indice d'éjection: $\xi = 0.01$ ($\mu = 1.380$, trait continu), $\xi = 0.14$ ($\mu = 1.008$, tirets), $\xi = 0.27$ ($\mu = 0.850$, pointillés) et $\xi = 0.4$ ($\mu = 0.739$, tirets et points).

Une condition nécessaire sur le bras de levier apparait alors immédiatement: pour que des jets à fort m^2 existent, il faut que

$$\mu_A^2 > 3/2 \quad (4.57)$$

Par contre, il suffit d'avoir un évasement tel que $r_\infty^2 > 3r_0^2$ pour qu'une accélération MHD ait lieu. Lorsque la contribution de l'enthalpie est négligeable, il existe alors une relation directe entre l'indice d'éjection du disque et le bras de levier magnétique: l'expression de la vitesse à l'infinie (Eq. 4.42) et l'équation (4.55) fournissent

$$\lambda = \frac{1}{2\xi} \left(1 - 2 \frac{P_{rad}}{P_{lib}} \right), \quad (4.58)$$

qui, lorsque l'évasement des jets est très grand ($r_A \ll r_\infty$), devient

$$\mu_A^2 \simeq \frac{3}{2} \left(1 + \frac{1}{3\xi} \right). \quad (4.59)$$

La densité d'Alfvén réduite

Il apparait dans les équations du jet une densité réduite à la surface d'Alfvén $\bar{\mu}(a)$, fonctionnelle du flux magnétique et s'écrivant (Pelletier & Pudritz 1992)

$$\bar{\mu} = \rho_A \frac{\mu_0 \Omega_e^2 r_e^6}{a_e^2}. \quad (4.60)$$

Rosso & Pelletier (1994) définissent alors un paramètre constant μ_* dépendant uniquement des conditions à l'interface du disque et du jet et pour lequel cette densité réduite varie comme une loi de puissance du flux magnétique

$$\bar{\mu} = \mu_* \left(\frac{a}{a_e} \right)^{\alpha_\rho/\beta} . \quad (4.61)$$

Ce paramètre μ_* , qui est donc la densité réduite mesurée sur la dernière ligne de champ ouverte, est calculé à partir des grandeurs du disque et devient

$$\mu_* = \frac{\beta^2}{\mu \varepsilon^2} \frac{\rho_A}{\rho_o} \psi^{-2+3/\beta} . \quad (4.62)$$

Dans l'expression ci-dessus, la densité ρ_A est calculée à partir de la relation valable en MHD idéale, $\rho_A = \rho m^2$. Sur le plan du disque, ce nombre est très grand (entre 10^2 et 10^4 voir figure 4.8) et vaut

$$\mu_*(0) = \alpha_m^2 \beta^2 \mathcal{R}_m^2 \mu^{-1} . \quad (4.63)$$

Les figures (4.6), (4.7) et (4.8) illustrent la valeur prise par ces deux paramètres, μ_A et μ_* , en fonction de l'altitude. Alors que μ_* tend bien vers une constante en régime de MHD idéale, le bras de levier continue à décroître faiblement. Ce comportement, encore non expliqué, n'est cependant pas trop gênant étant donné qu'un raccord avec le jet peut s'effectuer dès le point critique magnéto-sonique lent, en surface du disque.

Rosso & Pelletier (1994) ont mis en évidence une condition de franchissement de la surface d'Alfvén,

$$\left. \frac{V_A}{\Omega_* r_A} \right|_A \sim \frac{\beta^2}{\mu_* \mu_A^6} \sim 1 . \quad (4.64)$$

En combinant cette condition avec celle sur le bras de levier, lorsque celui-ci est très grand, $\mu_A \sim 1/\sqrt{2\xi}$, il apparaît alors une condition pour obtenir des jets très évasés à fort m^2

$$\mu_* \sim 8\beta^2 \xi^3 . \quad (4.65)$$

A indice d'éjection donné (ou plutôt à configuration magnétique $\beta = 3/4 + \xi/2$ donnée), il existe un flux de masse issu du disque qui permet d'obtenir de tels jets auto-collimatés. Ainsi, nous pouvons *a priori* déterminer le régime de collimation du jet à partir des conditions physiques du disque, en se fixant en particulier la courbure des lignes de champ \mathcal{R}_m et l'épaisseur du disque ε .

Sans effectuer un réel raccord avec les solutions de jets de Rosso & Pelletier, nous pouvons néanmoins fournir un exemple de solution satisfaisant le critère précédent:

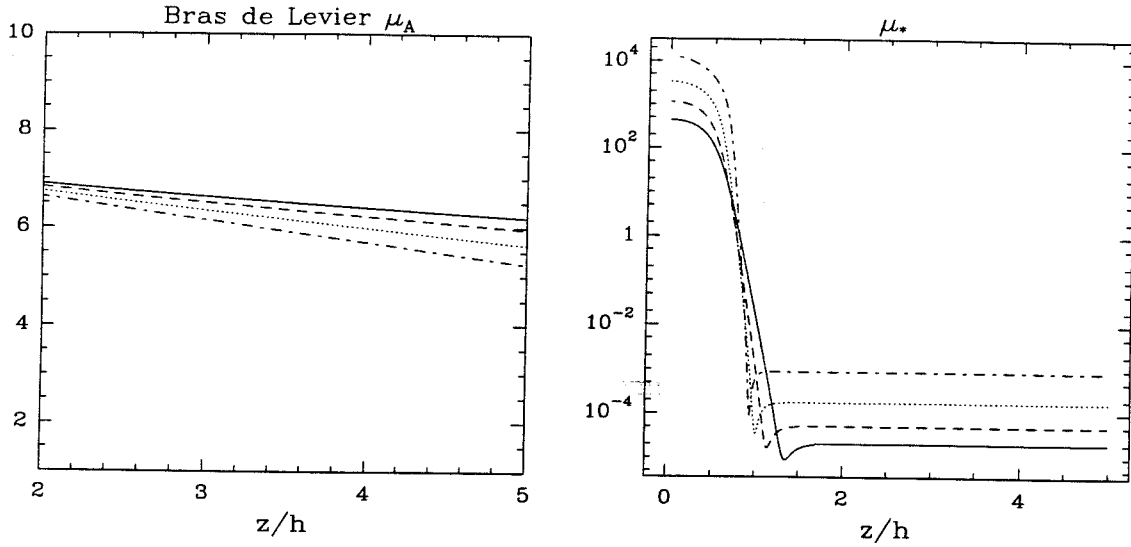


FIG. 4.8 - Idem, pour $\varepsilon = 0.04$, et un indice d'éjection constant, $\xi = 0.01$. Les courbes obtenues décrivent ainsi l'influence des paramètres magnétiques: $\mathcal{R}_m = 30$ et $\mu = 1.179$ (courbe continue), $\mathcal{R}_m = 38$ et $\mu = 0.746$ (tirets), $\mathcal{R}_m = 47$ et $\mu = 0.375$ (pointillés), $\mathcal{R}_m = 55$ et $\mu = 0.138$ (tirets et points).

Paramètres du disque: $\xi = 0.1$, $\mathcal{R}_m = 150$, $\varepsilon = 0.01$, $\mu = 0.707$

Paramètres du jet (voir figure 4.6): $\beta = 0.8$, $\mu_A \simeq 2.4$, $\mu_* \simeq 5 \cdot 10^{-3}$

Cette solution est encourageante car elle se trouve au coeur du "cachalot" dessiné par le domaine permis de paramètres du disque (voir figure 3.17). Cela suggère donc que l'ensemble des solutions réalistes de structures d'accrétion-éjection, c'est à dire celles dont les jets franchissent tous les points critiques MHD, forme bien un sous-espace des solutions issues du disque.

Courant emporté par le jet

Les jets MHD sont collimatés parce qu'un courant vertical négatif provoque un confinement magnétique. Ce courant, noté ici $I_{axe} < 0$, circule sur l'axe du jet (où nos solutions auto-similaires ne sont plus valables) et pénètre dans le disque en r_i ($I_{axe} = -I^+$ pour $z > 0$, voir section 2.1.1). Nous pouvons alors calculer le courant issu du disque et transporté par le jet (voir figure 4.9)

$$I_{jet} \equiv \int_{r_i}^{r_e} 2\pi r dr J_z(r, h) = I_{axe} \left[1 - \left(\frac{r_i}{r_e} \right)^{1-\beta} \right] \quad (4.66)$$

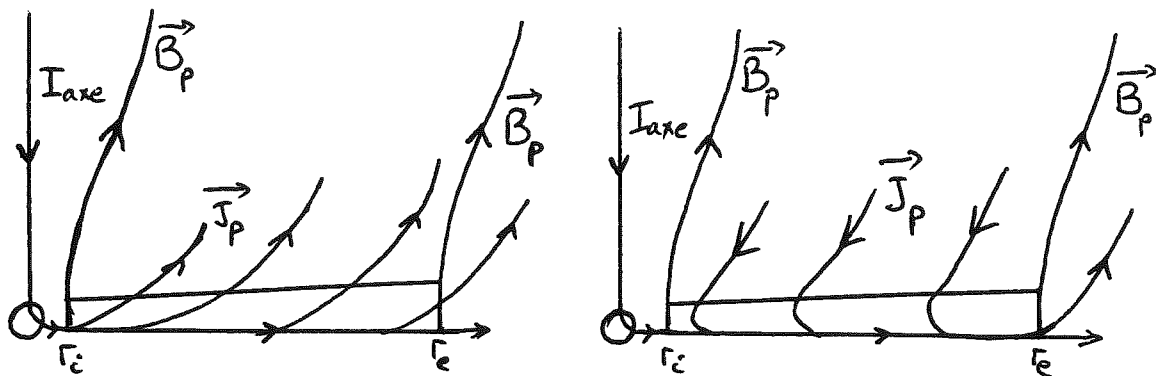


FIG. 4.9 - Circuits électriques pour $z > 0$ à proximité du disque, pour un indice d'éjection faible $\xi < 1/2$ (gauche) et fort $\xi > 1/2$ (droite). Dans le circuit de gauche, les lignes de courant poloidal se referment sur l'axe tandis que pour le circuit de droite elles se referment par l'extérieur du jet dans une sorte de cocon qui joint le disque à l'extrémité du jet.

Trois cas distincts sont alors possibles:

1. $\beta < 1$ ou $\xi < 1/2$: les jets transportent le courant de retour, ce qui amoindrit l'effet confinant du courant sur l'axe.
2. $\beta = 1$ ou $\xi = 1/2$: les jets ne transportent aucun courant et sont maintenus collimatés par le courant sur l'axe. La conservation de la charge électrique nécessite alors la fermeture du circuit par un courant de retour, qui passerait par une sorte de cocon extérieur aux jets.
3. $\beta > 1$ ou $\xi > 1/2$: les jets transportent eux-mêmes un courant vertical négatif, étant ainsi réellement auto-collimatés. Le courant sur l'axe peut être beaucoup plus faible et le circuit est fermé par un courant de retour circulant dans un cocon.

4.2.3 Signatures d'un disque d'accrétion magnétisé opaque

Température centrale

Lorsque le disque est dominé par la pression de radiation, nous avons vu à la section précédente que le profil radial de la température centrale dépend de l'indice d'éjection, en $r^{-5/8+\xi/4}$. Par contre, la température centrale d'un disque dominé par

la pression du gaz varie comme

$$T_c = \frac{P}{nk_B} \propto \left(\frac{h}{r}\right)^2 r^{-1}, \quad (4.67)$$

où n est la densité du gaz. Dans un disque MHD, où les énergies thermique, mécanique et magnétique gardent le même coefficient de proportionnalité tout au long du disque, l'échelle de hauteur $h(r)$ varie linéairement avec la distance à l'objet central. Ce résultat est indépendant des lois d'opacité, contrairement au modèle standard des disques d'accrétion, pour lequel $h \propto r^{\alpha_h}$, avec

$$\alpha_h = 1 + \frac{1/2 - \gamma_2 - 3\gamma_1/2}{10 + 3\gamma_1 - 2\gamma_2} \quad (4.68)$$

où les exposants γ_1 et γ_2 ont été définis à la section précédente (l'opacité étant définie par $\bar{\kappa} = \bar{\kappa}_i \rho^{\gamma_1} T^{\gamma_2}$). Ainsi, un modèle de disque sans éjection (le résultat précédent est obtenu en imposant $\xi = 0$) prédit une température centrale dont la variation avec le rayon dépend du régime local d'opacité. Par contre, un disque MHD a une température centrale variant comme r^{-1} , qu'il soit convectif ou radiatif.

Il n'est évidemment pas possible de mesurer la température centrale des disques. Par contre, il est possible quoique difficile et sujet à controverse, de remonter au gradient de température de la nébuleuse solaire au moment de sa formation. En faisant l'hypothèse que les planètes telluriques se sont formées approximativement au même moment et qu'elles n'ont pas beaucoup changé de place depuis, Lewis (1974) a estimé la température nécessaire pour condenser les divers corps chimiques qui composent ces planètes. Il a ainsi mis en évidence une variation approximative en r^{-1} de la température centrale, cohérente avec une échelle de hauteur $h \propto r$.

Température effective

Un disque optiquement épais émet localement comme un corps noir avec une température effective T_{eff} , telle que la puissance rayonnée s'écrit

$$L_D = \int_{r_i}^{r_e} 2\pi r dr S_{rad}^z = \int_{r_i}^{r_e} 2\pi r dr \sigma T_{eff}^4, \quad (4.69)$$

où S_{rad}^z est la composante verticale du flux de radiation (prise à la photosphère du disque) et σ est la constante de Stephan. La température effective est donc directement reliée à la température centrale par

$$T_{eff} \propto T_c \tau^{-1/4}, \quad (4.70)$$

où $\tau(r)$ est l'épaisseur optique du disque, définie par

$$\tau = \int_0^{\infty} \bar{\kappa} \rho \, dz \quad (4.71)$$

Le profil radial de la température effective est donc complètement différent de celui de la température centrale et vaut pour un disque fournissant des jets,

$$T_{eff} \propto r^{-3/4 + \xi/4} \quad (4.72)$$

Ainsi, la mesure du profil radial de la température effective (ou plutôt de l'indice spectral, voir plus bas) permet la mesure directe de l'indice d'éjection ξ . Ceci n'est valable, évidemment, que lorsque le spectre observé est "pur", c'est à dire sans contamination (avec un "reprocessing" ou une ionisation du gaz en surface du disque) de la part de l'étoile centrale ou d'une source chaude illuminant le disque. Ce résultat, qui nécessite $\tau \propto r^{-\xi-1}$ si le disque est radiatif, exprime simplement qu'à chaque anneau compris entre le rayon r et $r + dr$, le disque rayonne une fraction de l'énergie mécanique disponible, c'est à dire

$$\sigma T_{eff}^4 2\pi r dr \propto \frac{GM\dot{M}(r)}{r^2} dr . \quad (4.73)$$

Il est remarquable qu'une telle loi soit compatible avec de récentes observations d'étoiles T-Tauri, faites par Beckwith et al. (1990). Ces observations montrent que leur échantillon d'étoiles ont un excès infrarouge qui peut être reproduit par un disque de matière opaque ayant une température effective variant en r^{-q} , avec q compris entre 1/2 et 3/4. Cette distribution est aisément obtenue avec un indice d'éjection compris entre 0 et 1, deux valeurs extrêmes comme nous l'avons vu précédemment.

Un spectre continu "universel"

Un disque d'accrétion magnétisé optiquement épais, émet un flux d'énergie par unité de fréquence (unités $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$)

$$F_{\nu} \simeq \frac{\cos i}{D^2} \int_{r_i}^{r_e} 2\pi r dr B_{\nu}(T_{eff}) , \quad (4.74)$$

où i est l'angle entre la direction de l'observateur et l'axe de rotation du disque, D est la distance de l'objet et B_{ν} est la fonction de Planck. Il faut ici faire attention à une chose: l'expression ci-dessus fournit la contribution de la portion de disque MHD alimentant des jets, comprise entre les rayons r_i et r_e . Ainsi, à moins que le

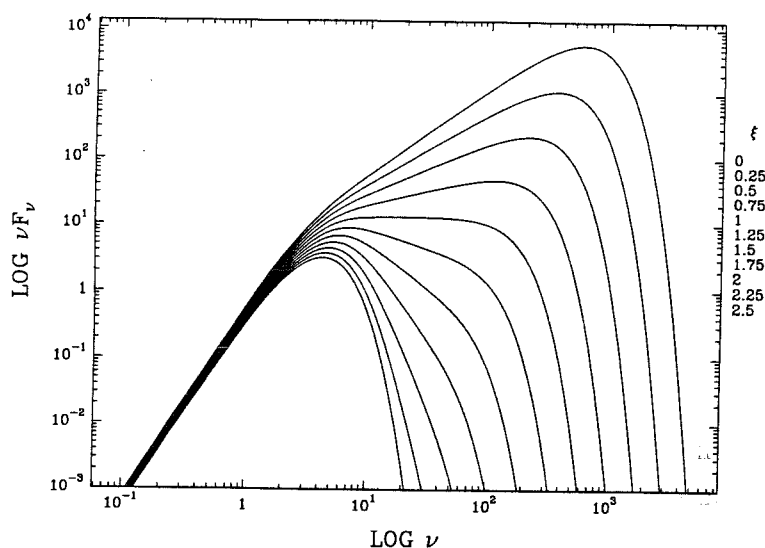


FIG. 4.10 - Emission continue d'un disque MHD, pour diverses valeurs de l'indice d'éjection ξ et pour une extension radiale de trois décades ($r_e/r_i = 10^3$). La courbe supérieure correspond au cas standard pour lequel il n'y a pas d'éjection ($\xi = 0$). Plus le processus d'éjection est efficace et moins il y a d'énergie rayonnée, contribuant au spectre. Le flux d'énergie et la fréquence sont normalisés à des valeurs caractéristiques fournies dans le texte.

disque MHD ne couvre tout le disque d'accrétion, ce qui va être dit ici ne concerne qu'une fraction du disque total. En posant

$$T_{eff} = T_o \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-q}, \quad (4.75)$$

où T_o est la température effective du disque MHD au rayon externe, nous pouvons adimensionnaliser l'expression (4.74), ou plutôt la quantité νF_ν , qui est une mesure approximative de la puissance bolométrique émise par le disque MHD. Nous pouvons alors en déduire l'allure du spectre d'énergie issu d'une telle portion de disque. Pour de faibles fréquences, $\nu \ll kT_{eff}(r_e)/h$, le spectre est celui de Rayleigh-Jeans en $\nu F_\nu \propto \nu^3$. Pour les hautes fréquences, $\nu \gg kT_{eff}(r_i)/h$, le spectre est analogue à un spectre de Wien en $\nu F_\nu \propto \nu^4 \exp(-h\nu/kT_i)$ avec $T_i = T_{eff}(r_i)$. La signature du disque MHD ne se voit qu'aux fréquences intermédiaires, pour lesquelles le flux d'énergie s'écrit

$$\frac{\nu F_\nu}{\nu_o F_o} = \left(\frac{\nu}{\nu_o} \right)^\alpha \int_{\frac{\nu}{\nu_o}}^{\frac{\nu}{\nu_o} \left(\frac{r_i}{r_e} \right)^q} \frac{x^{-1+2/q}}{q} \frac{dx}{1 - e^x}. \quad (4.76)$$

D'après cette expression, le spectre continu sera une loi de puissance $\nu F_\nu \propto \nu^\alpha$, d'indice spectral directement relié au profil radial de la température photosphérique

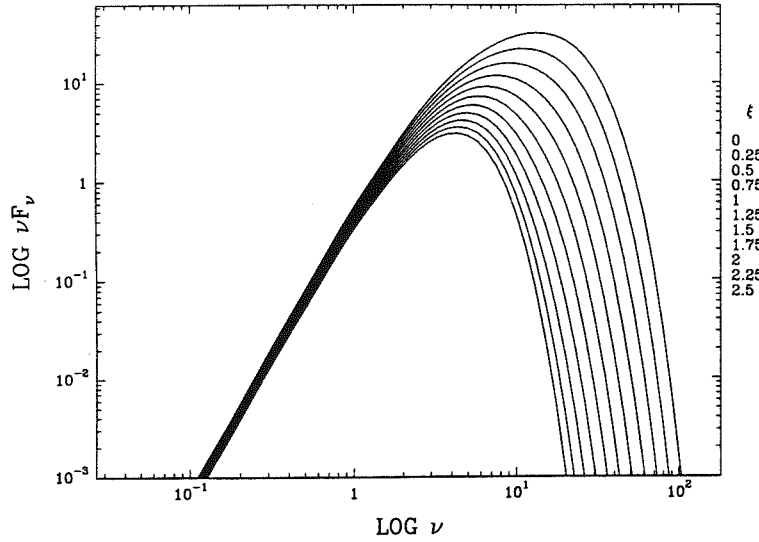


FIG. 4.11 - Emission continue d'un disque MHD, pour diverses valeurs de l'indice d'éjection ξ et pour une extension radiale de une décade ($r_e/r_i = 10$). La courbe supérieure est obtenue pour $\xi = 0$, les autres pour des valeurs de ξ de plus en plus grandes indiquées à droite de la figure.

du disque,

$$\alpha = 4 - \frac{2}{q} = \frac{4}{3} \left(1 - \frac{2\xi}{3-\xi} \right). \quad (4.77)$$

Ainsi, un disque MHD avec une forte éjection aura un spectre moins marqué que celui d'un disque standard, d'autant plus plat que l'éjection est efficace, i.e. ξ grand. Les figures 4.10 et 4.11 montrent les spectres de disques MHD, obtenus pour diverses valeurs de l'indice d'éjection ξ (indiquées à droite des figures). Ces spectres universels sont normalisés par la fréquence caractéristique $\nu_o = kT_o/h$, et par le flux d'énergie caractéristique $\nu_o F_o$.

Pour un objet stellaire jeune, ce flux s'exprime

$$\nu_o F_o = \frac{15 \cos i}{2\pi^5 D^2} \left(\frac{r_e}{r_*} \right)^2 \left(\frac{T_o}{T_*} \right)^4 L_*, \quad (4.78)$$

où $L_* = 4\pi r_*^2 \sigma T_*^4$ est la luminosité bolométrique de l'étoile, de rayon r_* et de température photosphérique T_* . Pour un disque autour d'un objet compact, il vaut

$$\nu_o F_o = \frac{45 \cos i}{8\sqrt{6}\pi^5 D^2} \left(\frac{r_e}{r_*} \right)^2 \left(\frac{T_o}{T_*} \right)^4 L_{\text{Edd}} \quad (4.79)$$

où L_{Edd} est la luminosité d'Eddington, $r_* = 3r_g$ et la température caractéristique utilisée T_* est telle que $a_s T_*^4 = m_p \Omega_*^2 r_* / \sqrt{6} \sigma_T$.

Petit bilan

En principe, il est aisé de discriminer entre un disque d'accrétion standard et un disque MHD, ou même de déterminer la présence d'une portion de disque MHD donnant lieu à des jets, établie au sein d'un disque "standard" (qui ne le serait plus tellement, d'ailleurs):

1. Une portion de disque MHD rayonne seulement une fraction de l'ordre de h/r de l'énergie d'accrétion, la majeure partie alimentant les jets. Si cette région magnétisée est incluse dans un disque "standard", il devrait donc y avoir un trou ou une cassure dans la distribution spectrale d'énergie.
2. Le spectre d'une portion de disque MHD ne ressemble à celui d'un disque standard que pour des éjections faibles, l'indice spectral étant directement relié à l'indice d'éjection ξ . Si cette région a une extension radiale suffisante, alors il devrait être possible de déterminer ξ à partir de la pente du spectre.
3. La mesure des vitesses maximales dans les jets permet de remonter à la valeur de l'indice d'éjection et donc en principe, de la confronter avec celle obtenue à partir du spectre du disque MHD.
4. Plus les jets sont massifs (ξ élevé) et moins il y a d'énergie d'accrétion disponible, donc plus l'énergie rayonnée par le disque MHD est faible. S'il existe un disque "standard" non-éjectant établi à des rayons intérieurs au disque MHD, celui-ci est alors alimenté par moins de masse, et donc rayonne également moins d'énergie.
5. Si l'étoile centrale est fortement magnétisée, sa magnétosphère pourrait détruire le disque en-deça du rayon de corotation r_{co} , en forçant le plasma à tomber vers l'étoile en suivant les surfaces magnétiques (voir section 2.2, partie I). Dans un tel cas il ne faut calculer le spectre du disque MHD que jusqu'à r_{co} , qui serait alors principalement émis dans l'infra-rouge. Si l'étoile centrale est peu magnétisée, le disque pourrait s'étendre jusqu'à sa surface, le raccord entre les deux s'effectuant par une couche limite chaude. Les résultats présentés ici seraient donc comparables à ceux du modèle standard, le disque MHD émettant dans l'infra-rouge et la couche limite dans le visible et l'UV proche.

Si l'éjection se produit sur une petite épaisseur en rayon, la description auto-similaire n'est plus justifiée mais cela n'invalide pas le processus physique mis en

évidence au chapitre 3. Il suffit pour cela qu'il y ait une petite plage où tous les effets physiques sont pertinents. De même, bien que toutes les contraintes liées à l'équation d'énergie et aux opacités disparaissent, les considérations sur le bilan global d'énergie et les interrelations entre le disque képlérien et ses jets (vitesses à l'infini, bras de levier) restent qualitativement correctes.

4.3 De la Réalité des Chiffres

Une véritable théorie de disques d'accrétion doit être capable de décrire la structure du disque, de son rayon externe (dont la définition précise est assez floue, mais que l'on peut assimiler au rayon au-delà duquel le disque devient autogravitant) jusqu'au rayon interne, où il faut considérer l'interaction du disque avec l'objet central. Pour un disque standard dans lequel on suppose qu'il existe bien la viscosité nécessaire, il est assez facile de déterminer sa structure globale (voir Lin & Papaloizou 1985, par exemple). Dans le cas d'un disque MHD, la présence indispensable de lignes de champ ouvertes et simultanément d'une diffusivité magnétique turbulente, introduit une difficulté supplémentaire dans la définition du rayon externe r_e . En effet, celui-ci pourrait être aussi bien déterminé par le rayon de la dernière surface magnétique ouverte jouant un rôle dynamique ou celui en-deça duquel la diffusivité magnétique devient anormale ou par tout autre processus.

Nous pouvons imaginer le scénario suivant:

Le champ magnétique est advecté par la matière, qui constitue un disque d'accrétion "standard" jusqu'à ce que le champ devienne suffisamment amplifié par effet dynamo (Pudritz 1981a,b, Stepinsky & Levy 1990, 1991, Yoshizawa & Yokoi 1993, Camenzind & Lesh 1994) ou simplement par concentration du flux (Mouschovias 1976), pour perturber et contrôler la dynamique du disque. Cette valeur critique B_c du champ est aisément obtenue à partir de celle issue du modèle MHD stationnaire. Dans ce cadre, il faut construire un modèle de disque visqueux⁸ avec des lignes de champ ouvertes, contribuant peu ou pas du tout au transport de moment cinétique, et fournissant alors le rayon d'interface avec le disque MHD (rayon où la croissance du champ l'aura amené à une valeur de l'ordre de B_c). La stationnarité impose une diffusivité magnétique $\nu_m = \alpha_m V_A h$, ce qui suggère qu'elle provient d'une instabilité directement liée au champ magnétique. Il est alors probable que ce rayon soit

⁸Cette viscosité peut toutefois provenir d'effets liés au magnétisme, comme la viscosité bêta introduite au chapitre 1.

également fixé par le niveau atteint par cette diffusivité ($\alpha_m \sim 1$), afin de permettre l'accrétion au sein du disque MHD.

Donc, il faudrait pouvoir élucider les questions liées au transport de lignes de champ magnétique ouvertes dans un disque d'accrétion, à bêta fort (certainement au début puis le disque tend vers une équipartition entre l'énergie du champ et l'énergie interne) et en rotation différentielle, avant de pouvoir réellement élaborer une théorie auto-cohérente de disque magnétisé.

Cependant, l'étude menée ici permet de fournir des contraintes sur le régime asymptotique stationnaire d'un tel système, de le confronter aux observations et ainsi de déterminer s'il peut exister. Je vais donc exposer ici la méthode utilisée pour construire des disques d'accrétion stationnaires donnant lieu à des jets, ou plutôt à ces anneaux MHD établis à l'intérieur de disques "standards", sans me préoccuper du raccord entre ces derniers, hydrodynamiques et la région MHD. De plus, je ne chercherais à construire, dans un premier temps, que des disques radiatifs optiquement épais.

Tout d'abord, en se donnant un taux d'accrétion \dot{M}_{ae} nous pouvons calculer les valeurs sur le plan du disque des densité volumique ρ et surfacique $\Sigma = 2\rho h$, du champ magnétique vertical B_z (et estimer B_r^+ et B_ϕ^+ à la surface du disque), de la vitesse d'accrétion u_o et de la température centrale T_c . Connaissant ensuite le régime de pression dominante (P_{gaz} ou P_{rad}), nous pouvons déterminer dans quel régime d'opacité le disque se trouve. Ce sont les contraintes liées aux opacités qui fournissent ici les valeurs des rayons interne r_i et externe r_e , ce qui permet d'en déduire le bilan global d'énergie de cette portion de disque. Il reste ensuite à calculer l'épaisseur optique $\tau(r)$ du disque, qui doit être supérieure à l'unité, et la valeur du paramètre de convection \mathcal{Q} . Ce paramètre est relié (en régime pression du gaz dominante) au taux d'accrétion par

$$\mathcal{Q} = m_s^{1+\gamma_1} \varepsilon^{9+\gamma_1-\gamma_2} \left(\frac{\dot{M}_{ae}}{\dot{M}_*} \right)^{-2-\gamma_1} \left(\frac{r_e}{r_*} \right)^{\frac{3}{2}\gamma_1+\gamma_2-\frac{1}{2}}, \quad (4.80)$$

où r_* est un rayon caractéristique quelconque et $\dot{M}_* = 4\pi\rho_*\Omega_*r_*^3$ est défini à partir de la vitesse képlérienne Ω_*r_* en r_* et de la densité caractéristique

$$\rho_*^{2+\gamma_1} = \frac{4\sigma m_p T_*^{3-\gamma_2}}{3k_B \bar{\kappa}_i \Omega_* r_*^2}. \quad (4.81)$$

En comparant ensuite la valeur de \mathcal{Q} obtenue avec les valeurs critiques calculées à la section 4.1, nous pouvons vérifier si le disque est convectif ou bien radiatif. Dans ce

qui suit, nous appliquons cette méthode aux noyaux actifs de galaxies tout d'abord, puis aux jeunes étoiles en formation.

4.3.1 Noyaux Actifs de Galaxies

Le taux d'accrétion, qui alimente en masse et en flux un disque établi autour d'un trou noir supermassif ($\dot{M}_{ae} \lesssim \dot{M}_{Edd} = 4\pi m_p G M / \sigma_T c \simeq 0.22 M_8 M_\odot \text{yr}^{-1}$ pour un trou noir de $10^8 M_\odot$), est beaucoup plus fort que celui d'un disque autour d'une étoile jeune ($\dot{M}_{ae} \sim 10^{-7} M_\odot \text{yr}^{-1}$). L'une des conséquences est que la région interne de ce disque est alors dominée par la pression de radiation. La température centrale s'écrit alors

$$T_c = T_* m_s^{-1/4} \dot{M}^{1/4} \left(\frac{r_e}{r_*} \right)^{-5/8} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{\xi/4-5/8}, \quad (4.82)$$

où $r_* = 3r_g$ est le rayon de la dernière orbite circulaire stable, $\dot{M} = \dot{M}_{ae}/\dot{M}_{Edd}$ avec \dot{M}_{Edd} le taux d'accrétion d'Eddington et la température caractéristique T_* étant fournie par

$$T_* = \left[\frac{m_p n_* \Omega_*^2 r_*^2}{a_s} \right]^{1/4}, \quad (4.83)$$

avec $n_* = 1/(\sqrt{6}\sigma_T r_*)$. La matière pouvant se rapprocher davantage d'un trou noir stellaire que d'une étoile en formation, l'environnement y est beaucoup plus chaud et la région interne du disque est également dominée par la pression de radiation. Pour un trou noir supermassif la même chose se produit grâce aux forts taux d'accrétion et malgré le fait que pour les distances mises en jeu⁹, la densité et la température soient plus faibles.

Le rayon de démarcation entre la région de pression radiation dominante et celle de pression gazeuse dominante est défini par

$$\frac{P_{rad}}{P_{gaz}} \Big|_{r_e} = \frac{a_s T_*^4}{k_B n_*} m_s^{1/4} \varepsilon^2 \dot{M}^{-1/4} \left(\frac{r_e}{r_*} \right)^{-3/8} = 1. \quad (4.84)$$

Pour une épaisseur de disque $\varepsilon = 10^{-3}$, ou ce qui est équivalent, pour une valeur du champ magnétique B_e au rayon r_e de 1.4 kG, le rayon externe du disque se trouve à

$$\frac{r_e}{r_*} = 640 \mu^{8/23} m_s^{-6/23} \dot{M}^{6/23} M_8^{-6/23} \left(\frac{B_e}{1.4 \text{ kG}} \right)^{-16/23}, \quad (4.85)$$

⁹Le rayon de Schwarzschild vaut dans ce cas $r_g = 2G M/c^2 \simeq 3 \cdot 10^{13} M_8 \text{ cm}$.

Bien que cette valeur du champ puisse paraître élevée, il ne faut pas oublier qu'elle correspond approximativement à l'équipartition pour μ de l'ordre de l'unité. Pour un tel disque, nous obtenons alors les grandeurs suivantes ($B_{1.4} = B_e/1.4$ kG):

$$\begin{aligned}
T_c &= 3 \cdot 10^3 \mu^{-5/23} m_s^{-2/23} \dot{M}^{2/23} M_8^{-2/23} B_{1.4}^{10/23} \left(\frac{r_e}{r_*}\right)^{\xi/4-5/8} \text{ K} \\
n &= 4.3 \cdot 10^{11} \mu^{-15/23} m_s^{-6/23} \dot{M}^{6/23} M_8^{-6/23} B_{1.4}^{30/23} \left(\frac{r_e}{r_*}\right)^{\xi-3/2} \text{ cm}^{-3} \\
\Sigma &= 82 \mu^{-11/46} m_s^{-16/23} \dot{M}^{16/23} M_8^{7/23} B_{1.4}^{11/23} \left(\frac{r_e}{r_*}\right)^{\xi-1/2} \text{ g.cm}^{-2} \\
\varepsilon &= 10^{-3} \mu^{3/46} m_s^{-4/23} \dot{M}^{4/23} M_8^{-4/23} B_{1.4}^{-3/23} \\
u_o &= 4.8 \mu^{-5/46} m_s^{22/23} \dot{M}^{1/23} M_8^{-1/23} B_{1.4}^{5/23} \left(\frac{r_e}{r_*}\right)^{-1/2} \text{ km.s}^{-1} \\
\dot{M}_a &= 0.22 \dot{M} M_8 \left(\frac{r_e}{r_*}\right)^\xi M_\odot \cdot \text{yr}^{-1},
\end{aligned}$$

Dans quel régime d'opacité se trouve un tel disque? Le disque n'est pas assez chaud pour que la diffusion Thomson $\bar{\kappa}_T$ sur les électrons libres soit la source dominante d'opacité. Dans la limite des faibles températures, la diffusion Rayleigh sur les électrons liés peut s'écrire

$$\bar{\kappa}_R \simeq \bar{\kappa}_T \left(\frac{T}{T_o}\right)^4 \quad (4.86)$$

où $T_o \equiv 13\text{eV} \simeq 1.5 \cdot 10^5$ K. Cette source d'opacité reste en fait toujours négligeable devant l'opacité $\bar{\kappa}_7 = 1.5 \cdot 10^{20} \rho T^{-5/2} \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ (Lin & Papaloizou 1985), décrivant les processus mixtes de diffusion libre-libre et libre-lié (l'opacité de Kramer est également négligeable). Ainsi, en utilisant cette opacité dans la région de pression de radiation dominante, l'épaisseur optique $\tau = \bar{\kappa}_7 \rho h$ est de l'ordre de

$$\tau \simeq 10 \mu^{-8/23} m_s^{-17/23} \dot{M}^{17/23} M_8^{6/23} B_{1.4}^{16/23} \left(\frac{r}{r_e}\right)^{11\xi/8-7/16}. \quad (4.87)$$

Le disque est donc bien optiquement épais pourvu que l'indice d'éjection soit inférieur à 0.58.

Comme il a été dit précédemment (section 4.1.3), cette région de pression de radiation dominante est certainement instable si le transport d'énergie dans le disque est radiatif. La stationnarité n'est donc possible que pour un disque dont le transport vertical d'énergie est turbulent, ce qui laisse l'indice d'éjection libre. Pour $\xi = 0.1$, par exemple, la large extension radiale du disque donne lieu à une éjection de l'ordre de 47% de la masse arrivant en r_e , avec une vitesse moyenne à l'infini

$$\langle u_\infty \rangle \sim 0.3c \quad (4.88)$$

et une puissance libérée (convertie principalement dans les jets) de l'ordre de

$$P_{lib} \simeq 6 \cdot 10^{44} \dot{M} M_8 \text{ erg.s}^{-1} \quad (4.89)$$

ce qui est compatible avec les observations de sources de type FR-I (par ex., Bicknell et al. 1990).

4.3.2 Objets Stellaires Jeunes

Il existe plusieurs régimes d'opacité permettant l'établissement d'un disque MHD stationnaire (voir section 4.1), mais ne sera présentée ici que celui qui correspond à la région intermédiaire. Cette région est dominée par l'opacité des grains métalliques avec $\bar{\kappa}_3 = 0.1 T^{1/2} \text{ cm}^2.\text{g}^{-1}$, pour une température comprise approximativement entre 200 et 2000 K. D'après l'analyse de la section 4.1 sur les exposants radiaux, une structure stationnaire est alors possible uniquement pour $\xi = 0$. Cependant l'indice γ_2 de la température n'étant pas rigoureusement égal à 1/2 (un ajustement précédent avait fourni $\gamma_2 = 1$, voir Lin & Papaloizou 1985), il est tout à fait possible d'envisager des solutions à faible indice d'éjection ($\xi \leq 0.1$).

Lorsque la pression du gaz est dominante, l'équilibre vertical impose que la température centrale varie comme

$$T_c = T_* \frac{r_*}{r}, \quad (4.90)$$

où la température caractéristique au rayon r_* est donnée par

$$T_* = \frac{m G M}{k_B r_*} \varepsilon^2, \quad (4.91)$$

m étant la masse moyenne des particules. Pour une épaisseur de disque $\varepsilon = 0.04$, compatible avec le modèle de disque standard, nous obtenons une température de l'ordre de 170 K à une unité astronomique¹⁰ de l'étoile centrale de masse $M = 1M_\odot$. Il faut noter qu'il est équivalent de se fixer une valeur de ε ou du champ magnétique vertical au rayon externe r_e , la première solution ayant été choisie ici par simplicité de l'écriture. Avec ce choix de paramètre et pour un taux d'accrétion $\dot{M}_{-7} = \dot{M}_{ae}/10^{-7} M_\odot.\text{yr}^{-1}$, nous obtenons alors les grandeurs suivantes pour un disque d'étoile jeune:

¹⁰1 UA = $1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm} = 215R_\odot$

$$\begin{aligned}
T_c &= 170 \left(\frac{\varepsilon}{0.04}\right)^2 \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \left(\frac{r}{1 \text{ UA}}\right)^{-1} \text{ K} \\
n &= 2.8 \cdot 10^{11} m_s^{-1} \dot{M}_{-7} \left(\frac{\varepsilon}{0.04}\right)^{-2} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/2} \left(\frac{r}{1 \text{ UA}}\right)^{\xi-3/2} \text{ cm}^{-3} \\
\Sigma &= 0.6 m_s^{1/2} \dot{M}_{-7} \left(\frac{\varepsilon}{0.04}\right)^{-1} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/2} \left(\frac{r}{1 \text{ UA}}\right)^{\xi-1/2} \text{ g.cm}^{-2} \\
B_z &= 7.3 \mu^{1/2} m_s^{-1/2} \dot{M}_{-7}^{1/2} \left(\frac{\varepsilon}{0.04}\right)^{-1} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/4} \left(\frac{r}{1 \text{ UA}}\right)^{\xi/2-5/4} \text{ G} \\
u_o &= 1.2 m_s \left(\frac{\varepsilon}{0.04}\right) \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/2} \left(\frac{r}{1 \text{ UA}}\right)^{-1/2} \text{ km.s}^{-1} \\
\dot{M}_a &= 10^{-7} \dot{M}_{-7} \left(\frac{r}{1 \text{ UA}}\right)^\xi M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}
\end{aligned}$$

Le rayon externe r_e de la portion MHD du disque d'accrétion est défini par le changement de régime d'opacité, i.e. lorsque $\bar{\kappa}_3 = \bar{\kappa}_2$ (destruction des grains de glace). Cela se produit en

$$r_e \simeq 1.3 \cdot 10^{13} \left(\frac{\varepsilon}{0.04}\right)^2 \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{ cm} , \quad (4.92)$$

tandis que le rayon interne r_i , défini par $\bar{\kappa}_3 = \bar{\kappa}_4$ (destruction des grains métalliques), est localisé en

$$r_i \simeq 3 \cdot 10^{12} \left(\frac{\varepsilon}{0.04}\right)^{187/92} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{47/46} \text{ cm} . \quad (4.93)$$

Ainsi, alors que la localisation dans le disque complet de la portion MHD dépend de la valeur des paramètres (et en particulier de ε), son extension radiale est toujours telle que $r_e \simeq 4.25 r_i$. Ce n'est pas ce qu'on peut appeler une large extension, mais elle est suffisamment grande pour que l'approximation des lois de puissance dans le disque reste valable. Si le disque MHD est convectif, alors cette contrainte n'existe plus et le disque peut être établi sur une plus grande échelle.

Pour un indice d'éjection $\xi = 0.01$, le disque MHD éjecte une fraction de l'ordre de 1.5% du taux d'accrétion, tandis que pour $\xi = 0.1$, le taux de perte de masse est de l'ordre de 13% du taux d'accrétion dans le disque (voir expression 1.83).

A un indice d'éjection ξ donné, une variation de l'épaisseur du disque entraîne un changement de position du disque MHD, ce qui implique également une modification du bilan global d'énergie. Une telle portion de disque va en effet fournir aux jets la quasi-totalité de l'énergie mécanique disponible sous forme d'énergie cinétique

$$L_j \simeq 1.4 \cdot 10^{-2} \dot{M}_{-7} \left(\frac{\varepsilon}{0.04}\right)^{-2} L_\odot , \quad (4.94)$$

où la dépendance en ε provient de la localisation de r_i (j'ai assimilé $187/92 \sim 2$ et $47/46 \sim 1$). En effet, plus le disque est épais et plus il est chaud, ce qui éloigne la région d'opacité des grains. La matière se retrouve ainsi éloignée de l'objet central, ce qui diminue d'autant l'énergie mécanique disponible. La luminosité de la portion MHD du disque

$$L_D \simeq 2\varepsilon L_j, \quad (4.95)$$

de l'ordre de $10^{-3} \dot{M}_{-7} L_\odot$ est négligeable devant la puissance cinétique des jets. Cependant, si la portion du disque comprise entre le rayon interne r_{in} du disque¹¹ et le bord interne r_i de la portion MHD est "standard", c'est à dire si toute l'énergie mécanique disponible est rayonnée, alors sa luminosité sera

$$L_D^{in} = \frac{1}{4} \frac{GM\dot{M}_{in}}{r_{in}} \left(1 - \frac{r_{in}}{r_i}\right) \quad (4.96)$$

où le taux d'accrétion alimentant le disque est

$$\dot{M}_{in} = 10^{-7} \dot{M}_{-7} \left(\frac{r_i}{r_e}\right)^\xi M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}. \quad (4.97)$$

La puissance rayonnée est de l'ordre de $0.2 \dot{M}_{-7} L_\odot$ pour une jeune étoile typique, de masse solaire et de rayon r_{in} trois fois supérieur au rayon solaire (ici, $\dot{M}_{in} \sim \dot{M}_{ae}$ à cause de la faible extension radiale du disque et d'un petit ξ).

Les jets peuvent être accélérés jusqu'à des vitesses de l'ordre de

$$u_\infty \simeq 60 \xi^{-1/2} \left(\frac{\varepsilon}{0.04}\right)^{-1} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/92} \left(\frac{r}{r_i}\right)^{-1/2} \text{ km.s}^{-1}. \quad (4.98)$$

La vitesse maximale, atteinte par la matière issue du rayon interne du disque, varie alors entre 190 et 600 km.s^{-1} , pour un indice ξ compris entre 0.1 et 0.01.

L'épaisseur optique de la portion de disque MHD peut être approximativement calculée par $\tau = \bar{\kappa}_3 \rho h$, ce qui donne

$$\tau \simeq 0.4 m_s^{-1} \dot{M}_{-7} \left(\frac{r}{1 \text{ UA}}\right)^{-\xi-1}. \quad (4.99)$$

Clairement, le disque n'est optiquement épais en r_e que pour des taux d'accrétion au moins 10 fois supérieurs à ceux communément admis (voir Bertout 1989). Cependant, de tels taux d'accrétion risquent fortement de déclencher un mouvement

¹¹Approximativement celui de l'étoile, en négligeant l'épaisseur de la couche limite ou l'influence d'une éventuelle magnétosphère stellaire

de convection au sein du disque. En effet, le paramètre \mathcal{Q} , qui vaut pour ce régime d'opacité

$$\mathcal{Q} = 1.8 m_s \dot{M}_{-7}^{-2} \left(\frac{\varepsilon}{0.04} \right)^{17/2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^3, \quad (4.100)$$

varie très fortement¹² en fonction de \dot{M}_{-7} . Ainsi, d'après la valeur critique de 0.2 pour \mathcal{Q} calculée dans les conditions présentes à la section 4.1 (voir figure 4.2), le disque risque de devenir instable pour $\dot{M}_{-7} > 3$.

Convective ou non, la portion de disque MHD décrite ici ne fournit aucune valeur déraisonnable, au contraire. Avec un taux d'accrétion de quelques 10^{-7} à $10^{-6} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$, il donne lieu à des taux de perte de masse allant de 10^{-8} à quelques $10^{-7} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$, avec des vitesses de jets tout à fait compatibles avec les observations.

Un champ magnétique comparable à celui nécessaire est obtenu si l'on suppose que la loi $B \propto \rho^{1/2}$, observée dans les nuages moléculaires (voir Heiles et al. 1993), est également valable jusqu'au rayon externe du disque MHD (ceci est probable si la diffusion ambipolaire est la principale source de diffusion du champ, voir Mouschovias 1990). En effet, à partir de mesures du champ magnétique dans les nuages denses, en moyenne de l'ordre de $B_c \simeq 4 \mu\text{G}$, et de la densité de particules, $n_c \simeq 0.1$ à 1 cm^{-3} (Falgarone & Puget 1988, Crutcher 1988), nous obtenons un champ magnétique au rayon externe du disque MHD de l'ordre de

$$B_e \simeq 7.6 \left(\frac{B_c}{4 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{n_c}{0.1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \text{ G} \quad (4.101)$$

pour $n_e \sim 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. A partir de l'étude des météorites de notre propre système solaire, il est possible d'obtenir des indications sur la valeur du champ magnétique, au moment de leur formation dans la nébuleuse primitive. Ce champ pourrait être de l'ordre de 1-10 G à une distance de quelques unités astronomiques (Levy & Sonett 1978, Levy 1978, Levy & Araki 1989).

En conclusion, il reste à vérifier si les chiffres présentés ici, dans le cadre des Noyaux Actifs de Galaxies et des Objets Stellaires Jeunes, sont en accord ou non avec la "Réalité". Cela demande à la fois un raffinement de la théorie, pour faire de ces applications numériques un véritable modèle, mais également de bien comprendre ce qu'il y a de "modèle-dépendant" dans les observations. S'il y a un désaccord alors l'une des hypothèses utilisées, telle que la stationnarité ou l'établissement de la structure MHD sur une large plage en rayon, doit être remise en cause le mécanisme vertical d'éjection semblant, lui, être robuste.

¹²Il est encore plus sensible à ε ou, ce qui revient au même, au champ magnétique.

Chapitre 5

Conclusion

Depuis plus de dix ans, il est reconnu que le champ magnétique a un rôle déterminant dans la physique des jets astrophysiques, et notamment dans leur collimation. Cependant, la question de savoir si oui ou non ces jets étaient issus de l'objet central ou du disque d'accrétion restait ouverte. En effet, aucun modèle n'avait traité de façon cohérente l'influence d'un jet MHD sur la dynamique et l'énergétique du disque.

Motivés par cette question, nous avons écrit l'ensemble des équations non-linéaires caractérisant une structure MHD d'accrétion-éjection. Dans ces structures magnétisées, dans lesquelles ces deux processus physiques sont interdépendants, un disque d'accrétion traversé par des lignes de champ magnétique ouvertes donne lieu à deux jets bipolaires. Nous avons alors prouvé que l'éjection de plasma et la formation de jets rapides est effectivement possible à partir d'un disque d'accrétion en rotation képlérienne. Ce modèle s'applique aussi bien pour une jeune étoile en formation que pour un trou noir supermassif situé au sein d'un noyau actif de galaxie ou d'un quasar.

Je rappelle ci-dessous les points saillants issus de cette analyse:

(1) Une structure complète d'accrétion-éjection est définie par un ensemble de sept paramètres évalués sur le plan du disque: l'épaisseur du disque ε , le nombre de Reynolds magnétique \mathcal{R}_m , mesurant le rayon de courbure des surfaces magnétiques, la mesure μ de la densité d'énergie magnétique par rapport à la pression totale, le paramètre α_m contrôlant la diffusivité magnétique, Γ mesurant l'anisotropie de la diffusivité, le taux d'accrétion \dot{M}_{ae} au rayon externe du disque et l'indice d'éjection ξ , mesurant l'efficacité locale de l'éjection.

C'est le nombre élevé de paramètres qui rend l'étude du couplage entre l'accrétion

et l'éjection si délicate. Cependant des contraintes sévères sélectionnent leurs valeurs ou leurs plages de variation:

- $\mathcal{R}_m \sim \varepsilon^{-1}$, décrivant une courbure intermédiaire des surfaces magnétiques;
- $\alpha_m \sim 1$, condition de saturation des instabilités résistives;
- $\Gamma \sim 1$, compétition entre l'effet roue de Barlow et la rotation différentielle, amenant une décroissance du courant radial sur l'échelle de hauteur du disque;
- $\mu \sim 1$, imposé par la contrainte de franchissement d'un point critique à ξ donné (équipartition approximative entre l'énergie magnétique et thermique).

Nous avons montré que chacune de ces contraintes était soit une condition de saturation d'une instabilité (expulsion du flux, instabilité de cisaillement ou instabilité résistive menant à des reconnections), soit une condition nécessaire de stationnarité (éjection trop massive, point critique). Ainsi, bien qu'il faille restreindre énormément l'espace des paramètres des disques MHD, cette restriction ne semble pas fortuite mais résulter plutôt comme le régime permanent d'un disque turbulent.

(2) Le mécanisme d'accrétion-éjection est robuste et permet de rendre compte de taux de perte de masse allant de moins de 1 % du taux d'accrétion dans le disque à l'éjection de la quasi-totalité de la masse.

(3) Il n'est pas possible de comprendre le fonctionnement de ces structures dans des cas limites simples: champ magnétique fort ou champ faible, lignes raides dans le disque ou fortement courbées. Les conditions de fonctionnement stationnaire sont celles d'une équipartition entre la densité d'énergie magnétique et interne, avec un champ dont les trois composantes sont comparables à la surface du disque. La physique de l'interdépendance de l'accrétion-éjection nécessite le concours de tous les termes dans les équations.

(4) La description de l'écoulement nécessite de prendre en compte la bi-dimensionnalité de ces structures. L'introduction de fonctions auto-similaires a ainsi permis une séparation des variables et la résolution rigoureuse du problème. Cependant, cette séparation artificielle a maintenu un lien étroit entre le comportement radial des différentes grandeurs du disque et les conditions verticales locales. Ce lien s'exprime par la présence d'un point critique magnéto-sonique lent, qui n'est franchi que si la physique locale (décrite par \mathcal{R}_m , ε et μ) permet le taux de perte de masse mesuré par l'indice ξ .

(5) Nous avons explicité le processus physique qui produit l'éjection à partir d'un disque d'accrétion quasi-képlérien. La rotation différentielle joue un rôle clef dans ce

processus, en provoquant une décroissance du courant radial avec l'altitude. Alors que dans les régions internes le champ freine la matière en lui extrayant moment cinétique et énergie mécanique, il l'accélère azimuthalement dès la surface du disque.

Le jet est initié grâce au gradient de pression du plasma, qui induit une vitesse verticale ascendante. Ce mouvement, combiné à la tension des surfaces provoque un basculement vers l'extérieur du plasma. L'interaction entre la matière et le champ se traduit par une force de rappel qui va amener la matière à s'écouler asymptotiquement le long des surfaces magnétiques. Une transition entre la MHD résistive du disque et la MHD idéale du jet est ainsi naturellement obtenue. L'écoulement vérifie bien le critère établi par Blandford & Payne (1982) mais l'accélération n'est pas centrifuge: deux termes, l'un étant la force magnétique poloïdale et l'autre la force effective résultant de la gravité et de la force centrifuge (développée par l'accélération azimuthale magnétique), contribuent à l'accélération du plasma. L'importance relative de ces deux forces dépend du taux de perte de masse dans le jet.

(6) Les courants et le circuit qu'ils dessinent dans le disque et les jets sont très importants pour la structure. En suivant l'analogie de la roue de Barlow nous avons mis en évidence une relation entre le cisaillement des lignes de champ (mesuré par α_m ou le paramètre q , voir section 1) et la résistance totale qui traverse le circuit électrique fermé. Cette résistance modélise tous les processus dissipatifs déclenchés dans les jets. L'accrétion de matière dans le disque est ainsi dépendante du circuit électrique global (le couple de freinage dépend du cisaillement) et donc, du devenir des jets.

(7) La puissance mécanique disponible est partagée entre un flux de Poynting MHD qui alimente les jets et une puissance rayonnée à la surface du disque. Grâce à la courbure des lignes de champ, le couple magnétique est toujours beaucoup plus fort que le couple visqueux. Ceci a alors une répercussion très importante sur l'énergétique de ces structures stationnaires: seule une fraction de la puissance libérée est dissipée sous forme de rayonnement, par effet Joule et dissipation visqueuse. La majeure partie de la puissance est ainsi convertie en puissance cinétique dans les jets. Ce résultat est général et ne dépend pas de notre modélisation auto-similaire. Les jets peuvent ainsi atteindre des vitesses très élevées lorsque le taux de perte de masse est faible devant le taux d'accrétion dans le disque. Notre étude montre qu'il n'est pas exclu d'accélérer le plasma jusqu'à des vitesses moyennes relativistes.

Un certain nombre de questions ont également émergé de cette investigation. En particulier, l'origine des coefficients de transport dans le disque. La solution stationnaire dont nous parlons n'existe que si un processus physique donne naissance

à la diffusivité magnétique au niveau requis: $\nu_m = \alpha_m V_A h$ avec $\alpha_m \sim 1$. Cette expression de la diffusivité turbulente suggère qu'elle doit son origine à une instabilité du champ.

La résolution précise du transfert de rayonnement dans l'atmosphère du disque permettrait de calculer de façon cohérente la température en son sein. Il sera alors possible d'inclure les effets d'une couronne à la fois sur la dynamique, mais également sur la formation des raies dans ce milieu chaud en mouvement. Une confrontation aux observations pourra être alors réellement envisagée. Les corrélations entre les signatures de l'accrétion et celles de l'éjection seront ainsi testées à partir d'un modèle physique.

Les jets issus du disque ont des vitesses magnéto-soniques lentes et continuent à être accélérés. La prochaine surface critique rencontrée par le flot est la surface d'Alfvén, où la densité d'énergie poloïdale de la matière devient comparable à celle du champ poloïdal. Si la matière ne peut pas franchir cette surface alors sa vitesse va décroître (solution de brise). Toutefois, si elle décroît trop elle risque de rencontrer à nouveau la surface critique magnéto-sonique lente et provoquer ainsi un choc. Cette sorte de jet avorté pourrait être à l'origine de la source chaude, située au-dessus du disque et illuminant celui-ci dans le contexte des noyaux actifs de galaxies (Suzy Collin 1991, Clavel 1994).

Avec l'étude du raccord de nos solutions du disque et de celles des jets auto-similaires obtenus par Rosso & Pelletier (1994), nous pouvons espérer élaborer une image globale du phénomène d'accrétion-éjection à partir d'un disque képlérien.

BIBLIOGRAPHIE

- Abramowicz, M.A., Piran, T., 1980, ApJ, *On collimation of relativistic jets from quasars*, **241**, L7
- Abramowicz, M.A., Calvani, M., Nobili, L., 1980, ApJ, *Thick accretion disks with super-Eddington luminosities*, **242**, 772
- Achterberg, A., Blandford, R.D., Goldreich, P., 1983, Nature, *Magnetic focusing in the Sco X-1 radio source*, **304**, 607
- Adams, F.C., Lada, C.J., Shu, F.H., 1987, ApJ, *Spectral evolution of young stellar objects*, **312**, 788
- Adams, F.C., Lada, C.J., Shu, F.H., 1988, ApJ, *The disks of T-Tauri stars with flat infrared spectra*, **326**, 865
- Alazraki, G., Couturier, P., 1971, A&A, *Solar wind acceleration caused by the gradient of Alfvén wave pressure*, **13**, 380
- André, P., Ward-Thompson, D., Barsony, M., 1993, ApJ, *Submillimeter continuum observations of ρ Ophiuchi A: the candidate protostar VLA 1623 and prestellar clumps*, **406**, 122
- André, P., 1993, *Observations of protostars and protostellar stages*, in Proc. of the XXVIIIth Rencontres de Moriond, T. Montmerle, C.J. Lada, I.F. Mirabel and J. Tran Thanh Van (eds.), The Cold Universe, Ed. Frontiers
- Antonucci, R., 1994, *Unified models: religion and science*, in T.J.-L. Courvoisier and A. Blecha, IAU Symp. No 159, Multi-Wavelength Continuum Emission Of AGN, Kluwer Acad. Publ.
- Appenzeller, I., Jankovics, I., Oestriecher, R., 1984, A&A, *Forbidden line profiles of T-Tauri stars*, **141**, 108
- Appl, S., Camenzind, M., 1992, A&A, *The stability of current-carrying jets*, **256**, 354
- Appl, S., Camenzind, M., 1993, A&A, *Self-collimated jets beyond the light cylinder*, **270**, 71
- Appl, S., Camenzind, M., 1993, A&A, *The structure of relativistic MHD jets: a solution of the non-linear Grad-Shafranov equation*, **274**, 699
- Bachiller, R., Gomez-Gonzalez, J., 1992, A&AR, *Bipolar molecular outflows*, **3**, 257
- Bachiller, R., Cernicharo, J., Martin-Pintado, J., Tafalla, M., Lazareff, B., 1990, A&A, *High velocity molecular bullets in a fast bipolar outflow near L 1448/IRS 3*, **231**, 174
- Balbus, A.S., Hawley, J.F., 1991, ApJ, *A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I- Linear analysis*, **376**, 214
- Balbus, A.S., Hawley, J.F., 1992a, ApJ, *Is the Oort A-value a universal growth rate limit for accretion disk shear instabilities?*, **392**, 662

- Balbus, A.S., Hawley, J.F., 1992b, ApJ, *A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. IV- Non-axisymmetric perturbations*, **400**, 610
- Bally, J., Devine, D., 1994, ApJ, *A parsec-scale "superjet" and quasi-periodic structure in the HH34 outflow*, **428**, L65
- Barral, J.F., Cantó, J., 1981, Rev. Mexicana. Astron. Astrof., *A stellar wind model for bipolar nebulae*, **5**, 101
- Barthel, P.D., 1989, ApJ, *Is every quasar beamed '?*, **336**, 606
- Bastien, P., Ménard, F., 1990, ApJ, *Parameters of disks around young stellar objects from polarization observations*, **364**, 232
- Beckwith, S.V.W., Sargent, A.I., Chini, R.S., Güsten, R., 1990, AJ, *A survey for circumstellar disks around young stellar objects*, **99**, 924
- Begelman, M.C., Blandford, R.D., Rees, M.J., 1984, Rev. of Modern Phys., *Theory of extragalactic radio sources*, **56**, No 2, 255
- Begelman, M.C., Sikora, M., Rees, M.J., 1987, ApJ, *Thermal and dynamical effects of pair production on two-temperature accretion flows*, **313**, 689
- Begelman, M.C., Chiueh, T., 1988, ApJ, *Thermal coupling of ions and electrons by collective effects in two-temperature accretion flows*, **332**, 872
- Bell, K.R., Lin, D.N.C., 1994, ApJ, *Using FU-Orionis outbursts to constrain self-regulated protostellar disk models*, **427**, 987
- Benford, G., 1978, MNRAS, *Current-carrying beams in astrophysics: models for double radio sources and jets*, **183**, 29
- Bertout, C., Basri, G., Bouvier, J., 1988, ApJ, *Accretion disks around T-Tauri stars*, **330**, 350
- Bertout, C., 1989, ARA&A, *T-Tauri stars: Wild as dust*, **27**, 351
- Bertout, C., Basri, G., Cabrit, S., 1991, *The classical T-Tauri stars: future solar systems?*, in C.P. Sonett, M.S. Giampapa and M.S. Matthews (eds.), *The Sun in Time*, Arizona Univ. press, Tucson
- Bertout, C., Regev, O., 1992, ApJ, *Cool mass-losing boundary layers of T-Tauri accretion disks*, **399**, L163
- Bicknell, G.V., De Ruiter, H.R., Fanti, R., Morganti, R., Parma, P., 1990, ApJ, *Physical properties of jets in low-luminosity radio sources*, **354**, 98
- Blaes, O.M., 1987, MNRAS, *Stabilization of non-axisymmetric instabilities in a rotating flow by accretion on to a central black hole*, **227**, 975

- Blandford, R.D., Rees, M.J., 1974, MNRAS, *A "twin-exhaust" model for double radio sources*, **169**, 395
- Blandford, R.D., 1976, MNRAS, *Accretion disk electrodynamics- A model for double radio sources*, **176**, 465
- Blandford, R.D., Znajek, R.L., 1977, MNRAS, *Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes*, **179**, 433
- Blandford, R.D., Payne, D.G., 1982, MNRAS, *Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets*, **199**, 883
- Blandford, R.D., 1992, *The black hole model of active galactic nuclei*, in W.J. Duschl and S.J. Wagner (eds.), *Physics of active galactic nuclei*, Springer Verlag, Berlin
- Bontemps, S., André, P., Terebey, S., Cabrit, S., 1994, soumis
- Boss, A.P., 1987, ApJ, *Bipolar flows, molecular gas disk and the collapse and accretion of rotating interstellar clouds*, **316**, 721
- Boss, A.P., 1994, ApJ, *Collapse and fragmentation of molecular clouds. II- Collapse induced by stellar shock waves*, sous presse
- Bouvier, J., Bertout, C., Benz, W., Mayor, M., 1986, A&A, *Rotation in T-Tauri*, **165**, 110
- Bouvier, J., 1991, in S. Catalano and J.R. Stauffer (eds.) *Angular Momentum Evolution of Young Stars*, Kluwer publ., Dordrecht
- Bouvier, J., Cabrit, S., Fernandez, M., Martin, E.L., Matthews, J.M., 1993, A&A, *Coyotes I. The photometric variability and rotational evolution of T-Tauri stars*, **272**, 176
- Bouvier, J., 1994, *The rotational evolution of low-mass pre-main sequence stars*, in J.-P. Caillault (ed.), *The 8th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, ASP Conference Series
- Bregman, J.N., 1990, A&AR, *Continuum radiation from active galactic nuclei*, **2**, 125
- Bridle, H.A., Perley, A.R., 1984, ARA&A, *Extragalactic radio jets*, **22**, 319
- Bührke, T., Mundt, R., Ray, T.P., 1988, A&A, *A detailed study of HH 34 and its associated jet*, **200**, 99
- Burm, H., 1985, A&A, *The scaling of the shear stress in an accretion disk*, **143**, 389
- Cabrit, S., 1989, *Ejection de matière dans les objets protostellaires et les étoiles jeunes de faible masse*, thèse de doctorat, Univ. Paris 6
- Cabrit, S., Edwards, S., Strom, S.E., Strom, K.M., 1990, ApJ, *Forbidden-line emission and infrared excesses in T-Tauri stars: evidence for accretion-driven mass loss?*, **354**, 687

- Cabrit, S., Bertout, C., 1992, A&A, *CO line formation in bipolar flows. III- The energetics of molecular flows and ionized winds*, **261**, 274
- Cabrit, S. 1993, *Molecular outflows from young stellar objects*, in L. Errico and A.A Vitone (eds.), *Stellar Jets and Bipolar Outflows*, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht
- Calvani, M., Nobili, L., 1983, *Jets from supercritical accretion disks*, in A. Ferrari and A.G. Pacholczyk (eds), *Astrophysical Jets*, D. Reidel Publ. Comp.
- Camenzind, M., 1986, A&A, *Centrifugally driven MHD winds in active galactic nuclei*, **156**, 137
- Camenzind, M., 1986, A&A, *Hydromagnetic flows from rapidly rotating compact objects. I- Cold relativistic flows from rapid rotators*, **162**, 32
- Camenzind, M., 1987, A&A, *Hydromagnetic flows from rapidly rotating compact objects. II- The relativistic axisymmetric jet equilibrium*, **184**, 341
- Camenzind, M., 1990, *Magnetized disk-winds and the origin of bipolar outflows*, in G. Klare (ed.), *Rev. in Modern Astrophysics*, 3, Springer-Verlag, Berlin
- Camenzind, M., 1992, *Formation of jets in extragalactic radio sources*, in K. Meisenheimer and H.J. Röser (eds.), *Jets in Extragalactic Radio Sources*, Springer, Berlin
- Camenzind, M., Lesch, H., 1994, A&A, *Time-evolution of axisymmetric magnetic fields in galaxies*, **284**, 411
- Cameron, A.C., Campbell, C.G., 1992, A&A, *Rotational evolution of magnetic T-Tauri stars with accretion disks*, **274**, 309
- Cantó, J., 1980, A&A, *A stellar wind model for Herbig-Haro objects*, **86**, 327
- Cao, X., Spruit, H.C., 1994, A&A, *Magnetically driven wind from an accretion disk with low-inclination field lines*, **287**, 80
- Casanova, S., Montmerle, T., Feigelson, E., André, P., 1994, ApJ, *ROSAT X-ray sources embedded in the ρ -Ophiuchi cloud core*, sous presse
- Chakrabarti, S.K., Bhaskaran, P., 1992, MNRAS, *On the origin, acceleration and collimation of bipolar outflows and cosmic radio jets*, **255**, 255
- Chan, K.L., Henriksen, R.N., 1980, ApJ, *On the supersonic dynamics of magnetized jets of thermal gas in radio galaxies*, **241**, 534
- Chandrasekhar, S., 1961, *Hydrodynamic And hydromagnetic stability*, Dover Publ. Inc., New York
- Chiueh, T., Li, Z., Begelman, M.C., 1991, ApJ, *Asymptotic structure of hydromagnetically driven relativistic winds*, **377**, 462

- Clavel, J., 1994, *Multifrequency variability of AGN*, in T.J.-L. Courvoisier and A. Blecha, IAU Symp. No 159, Multi-Wavelength Continuum Emission Of AGN, Kluwer Acad. Publ.
- Collin-Souffrin, S., 1990, *Observations and their implications for the inner parsec of AGN*, in A. Sandqvist and T.P. Ray (eds.), Central Activity in Galaxies, EADN School III, Springer-Verlag
- Collin-Souffrin, S., 1991, A&A, *On the origin of the optical and UV continuum in active galactic nuclei*, **249**, 344
- Collin-Souffrin, S., 1992, *An empirical approach to accretion disks in AGN*, in S.S. Holt, S.G. Neff and C.M. Urry (eds.), AIP Conf. Proc. no 254, Testing The AGN Paradigm, New York
- Contopoulos, J., Lovelace, R.V.E., 1994, ApJ, *Magnetically driven jets and winds: exact solutions*, **429**, 139
- Contopoulos, J., 1994, ApJ, *Magnetically driven relativistic jets and winds: exact solutions*, sous presse
- Coronoti, F.V., 1981, ApJ, *On the magnetic viscosity in keplerian accretion disks*, **244**, 587
- Courvoisier, T.J.-L., 1994, *Emission components in Seyfert galaxies and quasars*, in T.J.-L. Courvoisier and A. Blecha, IAU Symp. No 159, Multi-Wavelength Continuum Emission Of AGN, Kluwer Acad. Publ.
- Cowling, T.G., 1976, Magnetohydrodynamics, Adam Hilger Ltd
- Cox, J.P., Giuli, R.T., 1968, Principles of Stellar Structure, vol 1, Gordon and Breach Science Publ. Inc.
- Croswell, K., Hartmann, L., Avrett, E.H., 1987, ApJ, *Mass loss from FU Orionis objects*, **312**, 227
- Crutcher, R.M., 1988, *OH Zeeman effect studies of magnetic fields in molecular clouds*, in R.H. Dickman, R. Snell and J. Young (eds.), Molecular Clouds in the Milky Way and External Galaxies, IAU Symp, Springer Verlag
- Curry, C., Pudritz, R.E., Sutherland, P.G., 1994, ApJ, *On the global stability of magnetized accretion disks. I-Axisymmetric modes*, **434**, 206
- Damour, T., 1978, Phys. Rev. D, **18**, 3598
- DeCampi, W.M., 1981, ApJ, *T-Tauri winds*, **244**, 124
- Defouw, R.J., 1976, ApJ, *Wave propagation along a magnetic tube*, **209**, 266
- Dopita, M.A., Schwartz, R.D., Evans, I., 1982, ApJ, *Herbig-Haro objects 46 and 47: evidence for bipolar ejection from a young star*, **263**, L73

- Draine, B.T., 1983, ApJ, *Magnetic bubbles and high velocity outflows in molecular clouds*, **270**, 519
- Dubrulle, B., Valdetaro, L., 1992, A&A, *Consequences of rotation in energetics of accretion disks*, **263**, 387
- Dubrulle, B., 1992, A&A, *A turbulent closure model for thin accretion disks*, **266**, 592
- Dubrulle, B., Knobloch, E., 1993, A&A, *On instabilities in magnetized accretion disks*, **274**, 667
- Eardley, D.M., Lightman, A.P., 1975, ApJ, *Magnetic viscosity in relativistic accretion disks*, **200**, 187
- Edwards, S., Cabrit, S., Strom, S.E., Heyer, I., Strom, K.M., Anderson, E., 1987, ApJ, *Forbidden line and H α profiles in T-Tauri star spectra: a probe of anisotropic mass outflows and circumstellar disks*, **321**, 473
- Edwards, S., Ray, T., Mundt, R., 1993, *Energetic mass outflows from young stars*, in E.H. Levy and J.I. Lunine (eds.), *Protostars and Planets III*, Arizona Univ. Press, Tucson
- Eggum, G.E., Coroniti, F.V., Katz, J.I., 1988, ApJ, *Radiation hydrodynamic calculation of super-Eddington accretion disks*, **330**, 142
- Falgarone, E., Puget, J.L., 1988, *Long term support and gravitational stability of molecular clouds*, in R.E. Pudritz and M. Fich (eds.), *Galactic And Extragalactic Star Formation*, Kluwer Acad. Publ.
- Fanaroff, B.L., Riley, J.M., 1974, MNRAS, *The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity*, **167**, 31
- Fendt, C., Camenzind, M., Appl, S., 1994, A&A, *On the collimation of protostellar magnetospheres to jets. I- Relativistic force-free 2D equilibrium*, soumis
- Ferrari, A., Habbal, S., Rosner, R., Tsinganos, K., 1984, ApJ, *A wind-type model for the generation of astrophysical jets*, **277**, L35
- Ferrari, A., Trussoni, E., Rosner, R., Tsinganos, K., 1985a, ApJ, *On wind-type flows in astrophysical jets. I- The initial relativistic acceleration*, **294**, 397
- Ferrari, A., Trussoni, E., Rosner, R., Tsinganos, K., 1985b, ApJ, *On wind-type flows in astrophysical jets. II- Propagation outside the nucleus and the case of M87*, **300**, 577
- Ferreira, J., Pelletier, G., 1993a, A&A, *Magnetized accretion-ejection structures. I- General statements*, **276**, 625
- Ferreira, J., Pelletier, G., 1993b, A&A, *Magnetized accretion-ejection structures. II- Magnetic channeling around compact objects*, **276**, 637
- Ferreira, J., Pelletier, G., 1994, A&A, *Magnetized accretion-ejection structures. III- Stellar and extragalactic jets as weakly dissipative disk outflows*, soumis

- Foglizzo, T., Tagger, M., 1994, *A&A*, *The Parker instability in disks with differential rotation*, **287**, 297
- Fox, P.A., Theobald, M.L., Sofia, S., 1991, *ApJ*, *Compressible magnetic convection: formulation and two-dimensional models*, **383**, 860
- Frank, J., King, A.R., Raine, R.J., 1985, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge Univ. press
- Fukue, J., 1982, *PASJ*, *Jets from a geometrically thick disk*, **34**, 163
- Fukue, J., 1983, *PASJ*, *Jets from a geometrically thick disk. II*, **35**, 539
- Galeev, A.A., Rosner, R., Vaiana, G.S., 1979, *ApJ*, *Structured coronae of accretion disks*, **229**, 318
- Ghosh, P., Lamb, F.K., Pethick, C.J., 1977, *ApJ*, *Accretion by rotating magnetic neutron stars. I- Flow of matter inside the magnetosphere and its implications for spin-up and spin-down of the star*, **217**, 578
- Ghosh, P., Lamb, F.K., 1979a, *ApJ*, *Accretion by rotating magnetic neutron stars. II- Radial and vertical structure of the transition zone in disk accretion*, **232**, 259
- Ghosh, P., Lamb, F.K., 1979b, *ApJ*, *Accretion by rotating magnetic neutron stars. III- Accretion torques and period changes in pulsating X-ray sources?*, **234**, 296
- Goldreich, P., Julian, W.H., 1969, *ApJ*, *Pulsar electrodynamics*, **157**, 869
- Goodman, J., Xu, G., 1994, *ApJ*, *Parasitic instabilities in magnetized, differentially rotating disks*, **432**, 213
- Goudet, G., 1975, *Traité d'électricité*, Tome 1, Masson, Paris
- Gough, D.O., Tayler, R.J., 1966, *MNRAS*, *The influence of a magnetic field on Schwarzschild's criterion for convective instability in a ideally conducting fluid*, **133**, 85
- Guilloteau, S., Bachiller, R., Fuente, A., Lucas, R., 1994, *A&A*, *First observations of young bipolar outflows with the IRAM interferometer: 2" resolution SiO images of the molecular jet in L1448*, **265**, L49
- Hartigan, P., Morse, J., Raymond, J., 1994, *ApJ*, *Mass loss rates, ionization fractions, shock velocities and magnetic fields of stellar jets*, sous presse
- Hartmann, L., MacGregor, K.B., 1982, *ApJ*, *Protostellar mass and angular momentum loss*, **259**, 180
- Hartmann, L., Edwards, S., Avrett, E., 1982, *ApJ*, *Wave-driven winds from cool stars. II- Models for T-Tauri stars*, **261**, 279
- Hartmann, L., 1986, *Fundamentals of Cosmic Physics, Theories of mass loss from T-Tauri stars*, **11**, 279

- Hartmann, L., Kenyon, S.J., 1987, *ApJ*, *Further evidence for disk accretion in FU Orionis objects*, **312**, 243
- Hartmann, L., Kenyon, S.J., Hartigan, P., 1993, *Young stars: episodic phenomena, activity and variability*, in E.H. Levy and J.I. Lunine (eds.), *Protostars and Planets III*, Arizona Univ. Press, Tucson
- Hawley, J.F., 1990, *ApJ*, *Non-axisymmetric instabilities in a slender torus: two- and three-dimensional simulations*, **356**, 580
- Hawley, J.F., Balbus, A.S., 1991, *ApJ*, *A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. II- Non-linear evolution*, **376**, 223
- Hawley, J.F., Balbus, A.S., 1992, *ApJ*, *A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. III- Long-term evolution in a shearing sheet*, **400**, 595
- Heiles, C., Goodman, A.A., McKee, C.F., Zweibel, E.G., 1993, *Magnetic fields in star forming regions: observations*, in E.H. Levy and J.I. Lunine (eds.), *Protostars and Planets III*, Arizona Univ. Press, Tucson
- Henri, G., Pelletier, G., 1991, *ApJ*, *Relativistic electron-positron beam formation in the framework of the two-flow model for active galactic nuclei*, **383**, L7
- Henriksen, R.N., Rayburn, D.R., 1971, *MNRAS*, *Relativistic stellar wind theory: "near" zone solutions*, **152**, 323
- Herbig, G.H., 1962, *Advances Astron. Astr.*, **1**, 47
- Heyvaerts, J.F., Norman, C., 1989, *ApJ*, *The collimation of magnetized winds*, **347**, 1055
- Heyvaerts, J.F., Priest, E.R., 1989, *A&A*, *A model for a non-Keplerian magnetic accretion disk with a magnetically heated corona*, **216**, 230
- Holzer, T.E., 1977, *J. Geophys. Res.*, *Effects of rapidly diverging flow, heat addition and momentum addition in the solar wind and stellar winds*, **82**, 23
- Hubeny, I., 1990, *ApJ*, *Vertical structure of accretion disks: a simplified analytical model*, **351**, 632
- Huré, J.M., 1994, *Structure des disques d'accrétion dans les noyaux actifs de galaxies*, thèse de doctorat, Univ. Paris 7
- Jeffreys, H., 1924, *The Earth*, Cambridge Univ. press
- Jaroszynsky, M., Abramowicz, M., Paczynsky, B., 1980, *Acta Astr.*, *Supercritical accretion disks around black holes*, **30**, 1
- Joncour, I., Bertout, C., Ménard, F., 1994, *A&A*, *Doppler imaging of the T-Tauri star V410 Tau*, **285**, L25

- Keene, J., Masson, C.R., 1990, ApJ, *Detection of a 45 AU radius source around L1551-IRS 5: a possible accretion disk*, **355**, 635
- Kellermann, K.I., Pauliny-Toth, I.I.K., 1981, ARA&A, *Compact radio sources*, **19**, 373
- Kenyon, S.J., Hartmann, L., 1987, ApJ, *Spectral energy distributions of T-Tauri stars: disk flaring and limits on accretion*, **323**, 733
- Khanna, R., Camenzind, M., 1992, A&A, *Magnetized thin accretion disks in active galactic nuclei. A quantitative analysis of field topologies and their dynamical importance*, **263**, 401
- Kippenhahn, R., Weigert, A., 1990, *Stellar Structure and Evolution*, Springer-Verlag, Berlin
- Knobloch, E., 1992, MNRAS, *On the stability of magnetized accretion disks*, **255**, 25p
- Königl, A., 1982, ApJ, *On the nature of bipolar sources in dense molecular clouds*, **261**, 115
- Königl, A., 1986, Can. J. Phys., *Stellar and galactic jets: theoretical issues*, **64**, 362
- Königl, A., 1989, ApJ, *Self-similar models of magnetized accretion disks*, **342**, 208
- Königl, A., 1991, ApJ, *Disk accretion onto magnetic T-Tauri stars*, **370**, L39
- Königl, A., 1992, *From ultrarelativistic beams to radio jets: the accretion disk connection*, in J. Roland, H. Sol and G. Pelletier (eds.), Proc. I.A.P. coll., Extragalactic Radio Sources: From Beams to Jets, Cambridge Univ. press
- Königl, A., Ruden, S.P., 1993, *Origin of outflows and winds*, in E.H. Levy and J.I. Lunine (eds), Protostars and Planets III, Arizona Univ. press, Tucson
- Kopp, R.A., Holzer, T.E., 1976, Solar Phys., *Dynamics of coronal hole regions. I- Steady polytropic flows with multiple critical points*, **49**, 43
- Krolik, J.H., Begelman, M.C., 1988, ApJ, *Molecular tori in Seyfert galaxies: feeding the monster and hiding it*, **329**, 702
- Kwan, J., Tadamaru, E., 1988, ApJ, *Jets from T-Tauri stars: spectroscopic evidence and collimation mechanism*, **332**, L41
- Lada, C.J., 1985, ARA&A, *Cold outflows, energetic winds and enigmatic jets around young stellar objects*, **23**, 267
- Lada, C.J., 1987, *Star formation: from OB associations to protostars*, in M. Peimbert and J. Jugaku (eds.) IAU Symp. 115, Star Forming Regions, Reidel Publ. Comp., Dordrecht
- Lagage, P.O., Pantin, E., 1994, Nature, *Dust depletion in the inner disk of β -Pictoris as a possible indicator of planets*, **369**, 628

- Lago, M.T.V.T., 1984, MNRAS, *A new investigation of the T Tauri star RU Lupi. III-The wind model*, **210**, 323
- Landau, L., Lifchitz, E., 1954, *Mécanique des Fluides*, ed. Mir, Moscou
- Leahy, J.P., 1991, *Interpretation of large scale extragalactic jets*, in P.A. Hughes (ed.), *Beams and Jets in Astrophysics*, Cambridge Univ. Press
- Levy, E.H., 1978, Nature, *Magnetic field in the primitive solar nebula*, **276**, 481
- Levy, E.H., Sonett, C.P., 1978, in T. Gehrels (ed.), *Protostars and Planets I*, Arizona Univ. Press, Tucson
- Levy, E.H., Araki, S., 1989, Icarus, *Magnetic reconnection flares in the protoplanetary nebula and possible origin of meteorite chondrules*, **81**, 74
- Lewis, J.S., 1974, Science, *The temperature gradient in the solar nebula*, **186**, 440
- Li, Z.-Y., Chiueh, T., Begelman, M.C., 1992, ApJ, *Electromagnetically driven relativistic jets: a class of self-similar solutions*, **394**, 459
- Li, Z.-Y., 1993, ApJ, *Electromagnetically driven relativistic jets: a class of self-consistent numerical solutions*, **415**, 118
- Lichti, G.G. et al., 1994, *Simultaneous observations of the continuum emission of the quasar 3C 273 from radio to γ -ray energies*, in T.J.-L. Courvoisier and A. Blecha, IAU Symp. No 159, *Multi-Wavelength Continuum Emission Of AGN*, Kluwer Acad. Publ.
- Lightman, A.P., Eardley, D.M., 1974, ApJ, *Black holes in binary systems: instability of disk accretion*, **187**, L1
- Lin, D.N.C., Papaloizou, J., 1980, MNRAS, *On the structure and evolution of the primordial solar nebula*, **191**, 37
- Lin, D.N.C., Papaloizou, J., 1985, *Origin of the solar system*, in D.C. Black and M.S. Matthews (eds.), *Protostars and Planets II*, Arizona Univ. Press, Tucson
- Lizano, S., Shu, F.H., 1989, ApJ, *Molecular cloud cores and bimodal star formation*, **342**, 834
- Lovelace, R.V.E., Mehanian, C., Mobarry, C.M., Sulkanen, M.E., 1986, ApJ, *Theory of axisymmetric magnetohydrodynamic flows: disks*, **62**, 1
- Lovelace, R.V.E., Wang, J.C.L., Sulkanen, M.E., 1987, ApJ, *Self-collimated electromagnetic jets from magnetized accretion disks*, **315**, 504
- Lovelace, R.V.E., Berk, H.L., Contopoulos, J., 1991, ApJ, *Magnetically driven jets and winds*, **379**, 696
- Lovelace, R.V.E., Romanova, M.M., Contopoulos, J., 1993, ApJ, *Theory of jets from young stars*, **403**, 158

- Lubow, S.H., Papaloizou, J.C.B., Pringle, J.E., 1994, MNRAS, *Magnetic field dragging in accretion disks*, **267**, 235
- Lubow, S.H., Papaloizou, J.C.B., Pringle, J.E., 1994, MNRAS, *On the stability of magnetic wind-driven accretion disks*, **268**, 1010
- Lüst, R., 1952, Z. Naturforsch., **7a**, 87
- Lynden-Bell, D., 1969, Nature, *Galactic nuclei as collapsed old quasars*, **223**, 690
- Lynden-Bell, D., Pringle, J.E., 1974, MNRAS, *The evolution of viscous disks and the origin of the nebular variables*, **168**, 603
- Lynden-Bell, D., 1978, Phys. Scripta, *Gravity power*, **17**, 185
- Macchetto, F., 1994, *Hubble Space Telescope observations of AGN*, in T.J.-L. Courvoisier and A. Blecha, IAU Symp. No 159, Multi-Wavelength Continuum Emission Of AGN, Kluwer Acad. Publ.
- Malbet, F., Bertout, C., 1991, ApJ, *The vertical structure of T-Tauri accretion disks. I- Heating by the central star*, **383**, 814
- Malkan, M.A., Sargent, W.L.W., 1982, ApJ, *The ultraviolet excess of Seyfert 1 galaxies and quasars*, **254**, 22
- Malkan, M.A., 1983, ApJ, *The ultraviolet excess of luminous quasars. II- Evidence for massive accretion disks*, **268**, 582
- Marcowith, A., Henri, G., Pelletier, G., 1994, MNRAS, *Gamma-ray emission of blazars by a relativistic electron-positron beam*, soumis
- Masson, C.R., Chernin, L., 1994, ApJ, *The statistics of molecular outflows*, preprint
- Mestel, L., 1968, MNRAS, **138**, 359
- Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E., 1982, A&A, *Vertical structure of accretion disks*, **106**, 34
- Michel, F.C., 1969, ApJ, *Relativistic stellar wind torques*, **158**, 727
- Mirabel, I.F., Morris, M., Wink, J., Paul, J., Cordier, B., 1991, A&A, *1E 1740.7-2942: A black hole in a molecular cloud?*, **251**, L43
- Mirabel, I.F., Rodriguez, L.F., Cordier, B., Paul, J., Lebrun, F., 1992, Nature, *A double-sided radio jet from the compact galactic centre annihilator 1E 1740.7-2942*, **358**, 215
- Mirabel, I.F., Rodriguez, L.F., 1994, Nature, *A superluminal source in the Galaxy*, **371**, 46
- Montmerle, T., Feigelson, E.D., Bouvier, J., André, P., 1993, *Magnetic fields, activity and circumstellar material around young stellar objects*, in E.H. Levy and J.I. Lunine (eds.), Protostars and Planets III, Arizona Univ. Press, Tucson

- Mouschovias, T.Ch., 1976, ApJ, *Nonhomologous contraction and equilibria of self gravitating, magnetic interstellar clouds embedded in an intercloud medium: star formation. II- Results*, **207**, 141
- Mouschovias, T.Ch., Paleologou, E.V., 1980, ApJ, *Magnetic braking of an aligned rotator during star formation: an exact, time-dependent solution*, **237**, 877
- Mouschovias, T.Ch., 1990, *Molecular cloud cores and protostars: offsprings of gravity and cosmic magnetism*, in R. Beck, P.P. Kronberg and R. Wielebinski (eds.), *Galactic and Intergalactic Magnetic Fields*, IAU Symp. 140, Kluwer Acad. Publ.
- Mundt, Brugel, E.W., Bührke, 1987, ApJ, *Jets from young stars: CCD imaging, long-slit spectroscopy and interpretation of existing data*, **319**, 275
- Mundt, R., Ray, T.P., Bührke, T., Raga, A.C., Solf, J., 1990, A&A, *Optical jets and outflows in the HL Tauri region*, **232**, 37
- Muxlow, T.W.B., Pelletier, G., Roland, J., 1988, A&A, *Cygnus A: hot spot spectra and the condition of classical hydrodynamics*, **206**, 237
- Myers, P.C., Goodman, A.A., 1988, ApJ, *Evidence for magnetic and virial equilibrium in molecular clouds*, **326**, L27
- Nagasawa, M., Nakano, T., 1985, PASJ, *Equilibrium structure of a magnetic interstellar cloud around a newborn star*, **37**, 369
- Najita, J.R., Shu, F.H., 1994, ApJ, *Magnetocentrifugally driven flows from young stars and disks. III- Numerical solution of the sub-Alfvénic region*, **429**, 808
- Narayan, R., Nityananda, R., Wiita, P.J., 1983, MNRAS, *The luminosity of particle beams from thick accretion disks*, **205**, 1103
- Natta, A., 1993, ApJ, *The temperature profile of T-Tauri disks*, **412**, 761
- Netzer, H., 1990, *AGN emission lines*, in T.J.-L. Courvoisier and M. Mayor (eds.), *Active Galactic Nuclei*, Saas-Fee Advanced Course 20, Springer-Verlag, Berlin
- Newman, W.I., Newman, A.L., Lovelace, R.V.E., 1992, ApJ, *Initiation of bipolar flows by magnetic field twisting in protostellar nebulae*, **392**, 622
- Nobili, L., Calvani, M., Turolla, R., 1985, MNRAS, *On hydrodynamics of astrophysical jets. I- Basic equations*, **214**, 161
- Norman, C., Heyvaerts, J.F., 1985, A&A, *Anomalous magnetic field diffusion during star formation*, **147**, 247
- Norman, M.L., Smarr, L., Wilson, J.R., Smith, M.D., 1981, ApJ, *Hydrodynamic formation of twin-exhaust jets*, **247**, 52
- Novak, G., Predmore, C.R., Goldsmith, P.F., 1990, ApJ, *Polarization of the $\lambda = 1.3$ millimeter continuum radiation from the Kleinmann-Low nebula*, **355**, 166

- Novikov, I.D., Thorne, K.S., 1973, in: C. Dewitt, B. Dewitt (eds.), *Les Astres Occlus*, Les Houches, Gordon and Breach, New York
- Paczynsky, B., Wiita, P.J., 1980, *A&A*, *Thick accretion disks and supercritical luminosities*, **88**, 23
- Padman, R., Lasenby, A.N., Green, D.A., 1991, *Jets in the Galaxy*, in P.A. Hughes (ed.), *Beams and Jets in Astrophysics*, Cambridge Univ. Press
- Papaloizou, J.C.B., Pringle, J.E., 1984, *MNRAS*, *The dynamical stability of differentially rotating disks with constant specific angular momentum*, **208**, 721
- Papaloizou, J.C.B., Pringle, J.E., 1985, *MNRAS*, *The dynamical stability of differentially rotating disks.II*, **213**, 799
- Parker, E.N., 1958, *ApJ*, *Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields*, **128**, 664
- Pelletier, G., Zaninetti, L., 1984, *A&A*, *Contribution of turbulent cascades to the luminosity of extragalactic radio jets and Mach number constraints*, **136**, 313
- Pelletier, G., 1985, in Proc. of Congrès de la Société Française de Physique, *Plasma Turbulence and the Astrophysical Objects*, p.353
- Pelletier, G., Sol, H., Asseo, E., 1988, *Phys. Rev. A*, *Magnetized Langmuir wave packets excited by a strong beam-plasma interaction*, **38**, 2552
- Pelletier, G., Pudritz, R.E., Ferreira, J., Rosso, F., 1992, *MHD accretion-ejection flow for AGN*, in J. Roland, H. Sol and G. Pelletier (eds.), *Proc. I.A.P. coll., Extragalactic Radio Sources: From Beams to Jets*, Cambridge Univ. press
- Pelletier, G., Pudritz, R.E., 1992, *ApJ*, *Hydromagnetic disk winds in young stellar objects and active galactic nuclei*, **394**, 117
- Pelletier, G., Sol, H., 1992, *MNRAS*, *Energetic particle beams in quasars and active galactic nuclei*, **254**, 635
- Pelletier, G., Ferreira, J., Rosso, F., 1994, *Magnetized accretion disks driving jets*, in T.J.-L. Courvoisier and A. Blecha, *IAU Symp. No 159, Multi-Wavelength Continuum Emission Of AGN*, Kluwer Acad. Publ.
- Penrose, R., 1969, *Nuovo Cimento*, **1**, 252
- Perley, R.A., Willis, A.G., Scott, J.S., 1979, *Nature*, *The structure of the radio jets in 3C 449*, **281**, 437
- Perley, R.A., Dreher, J.W., Cowan, J.J., 1984, *ApJ*, *The jet and filaments in Cygnus A*, **285**, L35
- Phinney, E.S., 1983, *Black-hole driven hydromagnetic flows*, in A. Ferrari and A.G. Pacholczyk (eds), *Astrophysical Jets*, D. Reidel Publ. Comp.

- Phinney, E.S., 1987, *How fast can a blob go?*, in J.A. Zensus, T.J. Pearson (eds.), *Superluminal Radio Sources*, Cambridge Univ. Press
- Priest, E.R., 1984, *Solar Magnetohydrodynamics*, D. Reidel Publ. Comp.
- Pringle, J.E., Rees, M.J., 1972, *A&A*, *Accretion disk models for compact X-ray sources*, **21**, 1
- Pringle, J.E., 1981, *ARA&A*, *Accretion disks in astrophysics*, **19**, 137
- Pringle, J.E., 1989, *MNRAS*, *A boundary layer origin for bipolar flows*, **236**, 107
- Pudritz, R.E., 1981a, *MNRAS*, *Dynamo action in turbulent accretion disks around black holes. I- The fluctuations*, **195**, 881
- Pudritz, R.E., 1981b, *MNRAS*, *Dynamo action in turbulent accretion disks around black holes. II- The mean magnetic field*, **195**, 897
- Pudritz, R.E., Norman, C.A., 1983, *ApJ*, *Centrifugally driven winds from contracting molecular disks*, **274**, 677
- Pudritz, R.E., 1985, *ApJ*, *Star formation in rotating, magnetized molecular disks*, **293**, 216
- Pudritz, R.E., Norman, C.A., 1986, *ApJ*, *Bipolar hydromagnetic winds from disks around protostellar objects*, **301**, 571
- Pudritz, R.E., 1986, *PASP*, *Star formation in molecular disks*, **98**, 709
- Pudritz, R.E., Silk, J., 1987, *ApJ*, *Ionization-regulated star formation in magnetized molecular clouds*, **316**, 213
- Pudritz, R.E., 1990, *The physics of disk winds*, in C.J. Lada and N.D. Kylafis (eds.), *The Physics of Star Formation and Early Stellar Formation*, Nato Proc., Kluwer Acad. Publ
- Punsly, B., Coroniti, F.V., 1990, *ApJ*, *Relativistic winds from pulsar and black hole magnetospheres*, **350**, 518
- Raga, A.C., Cantó, J., Binette, L., Calvet, N., 1990, *ApJ*, *Stellar jets with intrinsically variable sources*, **364**, 601
- Raga, A.C., Cabrit, S., 1993, *A&A*, *Molecular outflows entrained by jet bowshocks*, **278**, 267
- Rees, M.J., 1966, *Nature*, **211**, 468
- Rees, M.J., Begelman, M.C., Blandford, R.D., Phinney, E.S., 1982, *Nature*, *Ion-supported tori and the origin of radio jets*, **295**, 17
- Rees, M.J., 1984, *ARA&A*, *Black hole models for active galactic nuclei*, **22**, 471

- Regev, O., 1990, *Modeling accretion disk boundary layers*, in C. Bertout, S. Collin, J.P. Lasota and J. Tran Thanh Van (eds.), Proc. I.A.P. coll., Structure and Emission Properties of Accretion Disks, Ed. Frontieres
- Reipurth, B., 1989, *Observations of Herbig-Haro objects*, in B. Reipurth (ed.), Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects, ESO Workshop
- Roberts, B., 1976, ApJ, *Overstability and cooling in sunspots*, **204**, 268
- Rokaki, E., C. Boisson, Collin-Souffrin, S., 1992, A&A, *Fitting the broad line spectrum and UV continuum by accretion disks in active galactic nuclei*, **253**, 57
- Roland, J., Pelletier, G., Muxlow, T.W.B., 1988, A&A, *Cygnus A: a determination of the physical parameters*, **207**, 16
- Rosso, F., Pelletier, G., 1994, A&A, *A variational method for solving fast MHD flows. Consequences for stellar and extragalactic jets*, **287**, 325
- Rosso, F., 1994, Structures magnétohydrodynamiques en astrophysique: jets et filaments, thèse de doctorat, Univ. Grenoble 1
- Ruden, S.P., Papaloizou, J.C.B., Lin, D.N.C., 1988, ApJ, *Axisymmetric perturbations of thin gaseous disks. I- Unstable convective modes and their consequence for the solar nebula*, **329**, 739
- Ryu, D., Goodman, J., 1992, ApJ, *Convective instability in differentially rotating disks*, **388**, 438
- Sakimoto, P.J., Coroniti, F.V., 1981, ApJ, *Accretion disk models for QSOs and active galactic nuclei: the role of magnetic viscosity*, **247**, 19
- Sakimoto, P.J., Coroniti, F.V., 1989, ApJ, *Buoyancy-limited magnetic viscosity in quasi-stellar object accretion disk models*, **342**, 49
- Sakurai, T., 1987, PASJ, *Magnetically collimated winds from accretion disks*, **39**, 821
- Sanders, D.B., Phinney, E.S., Neugebauer, G., Soifer, B.T., Matthews, K., 1989, ApJ, *Continuum energy distributions of quasars: shapes and origins*, **347**, 29
- Sauty, C., 1993, Des vents aux jets: Etude des effets d'anisotropie dans les écoulements MHD, thèse de doctorat, Univ. Paris 7
- Schilizzi, R.T., 1991, *VLBI-scale radio jets*, in J. Roland, H. Sol and G. Pelletier (eds.), Proc. I.A.P. coll., Extragalactic Radio Sources: From Beams to Jets, Cambridge Univ. press
- Schwarzschild, M., 1958, Structure and Evolution of The Stars, Princeton Univ. Press, Dover
- Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., 1973, A&A, *Black holes in binary systems. Observational appearance*, **24**, 337

- Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., 1976, MNRAS, *A theory of the instability of disk accretion on to black holes and the variability of binary X-ray sources, galactic nuclei and quasars*, **175**, 613
- Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., Zilitinkevitch, S.S., 1978, A&A, *On the turbulent energy transport in accretion disks*, **62**, 179
- Shapiro, S.L., Lightman, A.P., Eardley, D.M., 1976, ApJ, *A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1: structure and spectrum*, **204**, 187
- Shibata, K., Uchida, Y., 1986, PASJ, *A magnetodynamic mechanism for the formation of astrophysical jets. II- Dynamical processes in the accretion of magnetized mass in rotation*, **38**, 631
- Shu, F.H., Lizano, S., Ruden, S.P., Najita, J., 1988, ApJ, *Mass loss from rapidly rotating magnetic protostars*, **328**, L19
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S., Lizano, S., 1994a, ApJ, *Magnetocentrifugally driven flows from young stars and disks. I- A generalized model*, **429**, 781
- Shu, F., Najita, J., Ruden, S., Lizano, S., 1994b, ApJ, *Magnetocentrifugally driven flows from young stars and disks. II- Formulation of the dynamical problem*, **429**, 797
- Sikora, M., Wilson, D.B., 1981, MNRAS, *The collimation of particle beams from thick accretion disks*, **197**, 529
- Snell, R.L., Loren, R.B., Plambeck, R.L., 1980, ApJ, *Observations of CO in L1551: evidence for stellar wind driven shocks*, **239**, L17
- Sol, H., Pelletier, G., Asseo, E., 1989, MNRAS, *Two-flow model for extragalactic radio jets*, **237**, 411
- Spitzer, L., 1962, *Physics of fully ionized gases*, Interscience, New York
- Stahler, S.W., 1988, ApJ, *Deuterium and the stellar birthline*, **332**, 804
- Stella, L., Rosner, R., 1984, ApJ, *Magnetic field instabilities in accretion disks*, **277**, 312
- Stepinsky, T.F., Levy, E.H., 1990, ApJ, *Dynamo magnetic field-induced angular momentum transport in protostellar nebulae*, **350**, 819
- Stepinsky, T.F., Levy, E.H., 1991, ApJ, *Dynamo magnetic field modes in thin astrophysical disks: an adiabatic computational approximation*, **379**, 343
- Stone, J.M., Norman, M.L., 1994, ApJ, *Numerical simulations of magnetic accretion disks*, **433**, 746
- Strom, K.M., Strom, S.E., Wolff, S.C., Morgan, J., Wenz, M., 1986, ApJS, **62**, 39
- Strom, S., 1994, conference, *Disks and Outflows around Young Stars*, Heidelberg

- Sun, W.-H., Malkan, M.A., 1989, ApJ, *Fitting improved accretion disk models to the multiwavelength continua of quasars and active galactic nuclei*, **346**, 68
- Tagger, M., Pellat, R., Coroniti, F., 1992, ApJ, *Swinging spiral waves and Alfvén turbulence in accretion disks*, **393**, 708
- Terebey, S., Shu, F.H., Cassen, P., 1984, ApJ, *The collapse of the cores of slowly rotating isothermal clouds*, **286**, 529
- Thorne, K.S., Price, R.H., MacDonald, D., 1986, *Black Holes, The Membrane Paradigm*, Yale Univ. Press, New Haven
- Torbett, M.V., 1984, ApJ, *Hydrodynamic ejection of bipolar flows from objects undergoing disk accretion: T-Tauri stars, massive pre-main-sequence objects and cataclysmic variables*, **278**, 318
- Tout, C.A., Pringle, J.E., 1992, MNRAS, *Accretion disk viscosity: a simple model for a magnetic dynamo*, **259**, 604
- Trussoni, E., Tsinganos, K., 1993, A&A, *Analytical studies of collimated winds. III-Nonrotating meridional MHD outflows*, **269**, 589
- Tscharnutter, W.M., Boss, A.P., 1993, *Formation of the protosolar nebula*, in in E.H. Levy and J.I. Lunine (eds.), *Protostars and Planets III*, Arizona Univ. Press, Tucson
- Tsinganos, K., Trussoni, E., 1991, A&A, *Analytical studies of collimated winds. II-Topologies of 2-D helicoidal MHD solutions*, **249**, 156
- Tsinganos, K., Sauty, C., 1992a, A&A, *Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows. I-Hydrodynamical solutions with flaring streamlines*, **255**, 405
- Tsinganos, K., Sauty, C., 1992b, A&A, *Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows. II-Topology of MHD solutions with flaring streamlines*, **257**, 790
- Turolla, R., Zaninetti, L., 1986, MNRAS, *Funnel stability and VLBI-jet luminosity*, **222**, 37
- Uchida, Y., Shibata, K., 1985, PASJ, *Magnetodynamical acceleration of CO and optical bipolar flows from the region of star formation*, **37**, 515
- Velikhov, E., 1959, Sov. Phys., JETP, **36**, 1398
- Vogel, S.N., Kuhl, L.V., 1981, ApJ, *Rotational velocities of pre-main-sequence stars*, **245**, 960
- Von Weizsäcker, C.F., 1948, Z. Naturforsch., **3a**, 524
- Wang, J.C.L., Sulkanen, M.E., Lovelace, R.V.E., 1990, ApJ, *Self-collimated electromagnetic jets from magnetized accretion disks: The even-symmetry case*, **355**, 38

- Wang, J.C.L., Sulkanen, M.E., Lovelace, R.V.E., 1992, ApJ, *Intrinsically asymmetric astrophysical jets*, **390**, 46
- Wardle, M., Königl, A., 1993, ApJ, *The structure of protostellar accretion disks and the origin of bipolar flows*, **410**, 218
- Weber, E.J., Davis, L., 1967, ApJ, *The angular momentum of the solar wind*, **148**, 217
- Wiita, P.J., 1991, *The production of jets and their relation to active galactic nuclei*, in P.A. Hughes (ed.), *Beams and Jets in Astrophysics*, Cambridge Univ. Press
- Yoshizawa, A., Yokoi, N., 1993, ApJ, *Turbulent magnetohydrodynamic dynamo for accretion disks using the cross-helicity effect*, **407**, 540
- Zinnecker, H., McCaughrean, M.J., Rayner, J.T., 1994, *HH212: The most beautiful symmetric jet to date and what we can learn from it*, in conference, *Disks and Outflows around Young Stars*, Heidelberg
- Zurek, W.H., Benz, W., 1986, ApJ, *Redistribution of angular momentum by non-axisymmetric instabilities in a thick accretion disk*, **308**, 123

Annexes

Annexe A

Equations auto-similaires et points critiques

Dans cette annexe, j'expose dans un premier temps l'ensemble des équations décrivant la structure verticale du disque, puis quelques étapes des manipulations algébriques qui permettent d'obtenir les déterminants en régime résistif et idéal. L'expression des vitesses critiques de l'écoulement dans ces deux régimes est ensuite immédiate.

A.1 Système complet d'équations auto-similaires

Les notations utilisées ici ont été définies dans la deuxième partie de cette thèse, au chapitre 2 ($f' \equiv df/dx$). Après une adimensionalisation des équations et l'utilisation de la forme auto-similaire, l'ensemble des équations aux dérivées partielles du disque se ramène aux équations suivantes, dans lesquelles aucun terme n'a été négligé:

(i) Diffusion des surfaces magnétiques:

$$m_p \Delta' \psi = -\mathcal{R}_m \varepsilon^2 [\beta f_r \psi - \psi' (f_z + x f_r)], \quad (\text{A.1})$$

En régime idéal, cette équation devient

$$\psi' = \beta \frac{\psi f_r}{f_z + x f_r} \quad (\text{A.2})$$

Le profil vertical du courant toroïdal est donné par

$$\Delta' \psi \equiv \psi'' (1 + \varepsilon^2 x^2) - \varepsilon^2 [\beta (2 - \beta) \psi + (2\beta - 3) x \psi'] \quad (\text{A.3})$$

(ii) En régime résistif, le profil vertical du champ toroïdal est régi par

$$(m_t f'_b)' = -\Gamma_o \left[\frac{3}{2\beta} \psi'(1 + \omega) + \psi \omega' \right] + \mathcal{R}_m^t \varepsilon^2 [(2 + \alpha_\rho - \alpha_b) f_b f_r + (f_z + x f_r)(f'_b - f_b f'_\rho / f_\rho)], \quad (\text{A.4})$$

où $\Gamma_o = \mathcal{R}_m^t / q m_s$ et \mathcal{R}_m^t est le nombre de Reynolds magnétique défini à partir de la diffusivité toroïdale. En régime de MHD idéale, cette équation devient

$$(f_z + x f_r) f'_b = f_b (f_z + x f_r) \left(\frac{f'_\rho}{f_\rho} - \frac{3 + \alpha_\rho}{2\beta} \frac{\psi'}{\psi} \right) + \frac{1}{q m_s \varepsilon^2} \left(\frac{3}{2\beta} \psi'(1 + \omega) + \psi \omega' \right) \quad (\text{A.5})$$

(iii) La conservation de la masse,

$$f'_\rho (f_z + x f_r) = \xi f_r f_\rho - f_\rho (f_z + x f_r)' \quad (\text{A.6})$$

montre que l'indice d'éjection ξ fixe l'accélération de la vitesse verticale sur le plan du disque: $f'_z(0) = \xi - 1$. Seuls des indices d'éjection supérieurs à l'unité nécessitent une accélération positive dès le plan du disque, autrement dit un gradient de pression du plasma extrêmement fort. Pour $\xi < 1$ la matière suit d'abord une trajectoire convergente vers le plan du disque.

(iv) Equilibre radial du disque

$$m_s^2 \varepsilon^2 f_\rho [-\alpha_r f_r^2 + f'_r (f_z + x f_r)] = -2 f_\rho \omega (1 + \frac{\omega}{2}) + \varepsilon^2 (\alpha_P f_P - x f'_P) + \mu q^2 \varepsilon^2 f_b (\alpha_b f_b - x f'_b) + \frac{\mu}{\beta^2} \Delta' \psi (\beta \psi - x \psi') \quad (\text{A.7})$$

(v) Equilibre azimuthal du disque, sous l'action du couple magnétique seul

$$2 f_\rho (f_z + x f_r) \omega' = f_r f_\rho (1 + \omega) + (\psi f'_b - \frac{\alpha_b}{\beta} f_b \psi') (1 + \omega_o) \quad (\text{A.8})$$

(vi) Equilibre vertical

$$m_s^2 \varepsilon^2 f_\rho [-\alpha_z f_r f_z + f'_z (f_z + x f_r)] = -x f_\rho - f'_P - \mu q^2 f_b f'_b - \frac{\mu}{\beta^2 \varepsilon^2} \psi' \Delta' \psi \quad (\text{A.9})$$

(vii) Equation d'état

$$f_P = f_\rho f_T \quad (\text{A.10})$$

(viii) Equation d'énergie

$$\varepsilon^2 \Theta_{adv} - \mathcal{Q} \Theta_{rad} = \Theta_{heat} \quad (\text{A.11})$$

où

$$\Theta_{adv} = \frac{f_P}{\gamma - 1} \left[f_r (1 + \alpha_\rho (\gamma - 1)) + (f_z + x f_r) \left(\frac{f_P'}{f_P} - \gamma \frac{f_\rho'}{f_\rho} \right) \right]$$

décrit l'advection d'énergie interne (γ est l'indice adiabatique du plasma),

$$\Theta_{rad} = (f_T^{3-\gamma_2} f_\rho^{-1-\gamma_1} f_T')'$$

le transport radiatif en régime optiquement épais dans un milieu d'opacité de Rosseland $\bar{\kappa} = \bar{\kappa}_i \rho^\gamma T^{\gamma_2}$, et

$$\Theta_{heat} = \frac{3}{2} \frac{\alpha_v}{\alpha_m} \frac{f_\rho m_v}{\mathcal{R}_m \mu^{1/2}} + \mu \left[\frac{m_p}{\mathcal{R}_m} \left(\frac{\Delta' \psi}{\beta \varepsilon} \right)^2 + q^2 \frac{m_t}{\mathcal{R}_m^t} \left((f_b')^2 + \varepsilon^2 (\alpha_b f_b - x f_b')^2 \right) \right]$$

le chauffage du disque par dissipation visqueuse et par effet Joule. Comme il a été dit au chapitre 3, nous n'utilisons pas cette équation pour déterminer de façon cohérente le profil de température dans le disque, mais plutôt un polytrophe

$$f_T = f_\rho^{\Upsilon-1} \quad (\text{A.12})$$

d'indice polytropique Υ .

Nous pouvons ramener le système d'équations ci-dessus à un système de la forme $M \cdot Y' = P$, où M est une matrice de rang 6 en régime idéal ($b, \psi, u_r, \omega, u_z, \rho$) et de rang 8 en régime résistif (avec les dérivées premières de b et ψ), et où Y' est un vecteur dont les composantes sont les dérivées d'ordre un des grandeurs du disque.

A.2 Vitesses critiques de l'écoulement MHD

Le système présente un point critique lorsque le déterminant de M s'annule. L'analyse effectuée à la section 3.1.2 a montré qu'il faut faire apparaître dans le calcul de ce déterminant l'expression de la vitesse V de l'écoulement dans la direction de propagation \mathbf{n} des ondes,

$$V \equiv \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = m_s \varepsilon \frac{f_z + x f_r}{(1 + \varepsilon^2 x^2)^{1/2}}$$

normalisée ici (comme toutes les vitesses) par rapport à $\Omega_K h$.

Régime résistif

La diagonalisation de la matrice M dans le cas résistif se ramène en fait directement à celle d'une matrice de rang 3, constituée à partir de la conservation de la masse et des équations d'équilibre radial et vertical. En posant $\tilde{f}_\rho = \ln f_\rho$, nous pouvons réécrire ce sous-système de la façon suivante:

$$a_{\rho\rho}\tilde{f}'_\rho = b_\rho + a_{\rho z}f'_z + a_{\rho r}f'_r$$

$$a_{rr}f'_r = b_r + a_{r\rho}\tilde{f}'_\rho$$

$$a_{zz}f'_z = b_z + a_{z\rho}\tilde{f}'_\rho$$

où les coefficients b_i associés à une grandeur i ne dépendent pas des dérivées et où

$$a_{rr} = a_{zz} = m_s^2 \varepsilon^2 (f_z + x f_r)$$

$$a_{z\rho} = -\Upsilon f_T$$

$$a_{r\rho} = \varepsilon^2 x a_{z\rho}$$

$$a_{\rho\rho} = 1$$

$$a_{\rho z} = -1/(f_z + x f_r)$$

$$a_{\rho r} = x a_{\rho z}$$

En reportant la première relation (conservation de la masse) dans les deux autres, de façon à éliminer \tilde{f}'_ρ , nous obtenons un système portant sur f'_r et f'_z dont le déterminant s'écrit

$$\Delta = a_{rr}a_{\rho\rho}[a_{rr}a_{\rho\rho} - (a_{z\rho}a_{\rho z} + a_{r\rho}a_{\rho r})] \quad (\text{A.13})$$

Après quelques manipulations algébriques, nous pouvons montrer qu'il s'annule (et avec lui le déterminant de M) lorsque

$$V^2(V^2 - V_s^2) = 0 \quad (\text{A.14})$$

en ayant posé $V_s^2 \equiv \Upsilon f_T$.

Régime idéal

La même méthode est utilisée dans le cas idéal mais elle nécessite beaucoup plus de manipulations algébriques, l'ensemble des équations étant cette fois-ci concerné. Il faut rajouter aux équations précédentes les deux équations d'induction et la conservation du moment cinétique, écrites sous la forme condensée

$$\Delta'\psi = b_\psi + a_{\psi r}f'_r + a_{\psi z}f'_z$$

$$f'_b = b_b + a_{b\rho} \tilde{f}'_\rho$$

$$\omega' = b_\omega + a_{\omega b} f'_b$$

où

$$a_{\psi z} = a_{\rho z} \psi' (1 + \varepsilon^2 x^2)$$

$$a_{\psi r} = -a_{\psi z} f_z / f_r$$

$$a_{b\rho} = f_b (f_z + x f_r)^2 [(f_z + x f_r)^2 - \mu \psi^2 / f_\rho]^{-1}$$

$$a_{\omega b} = \psi (1 + \omega_o) [2 f_\rho (f_z + x f_r)]^{-1}$$

Nous pouvons déjà noter ici la présence d'une singularité, lorsque $(f_z + x f_r)^2 = \mu \psi^2 / f_\rho$, ce qui peut s'exprimer plus agréablement sous la forme $V^2 = V_{An}^2$, où

$$V_{An}^2 \equiv \frac{(\mathbf{B}_p \cdot \mathbf{n})^2}{\mu_o \rho} = \mu \frac{\psi^2}{f_\rho (1 + \varepsilon^2 x^2)}$$

est la projection de la vitesse d'Alfvén poloïdale dans la direction \mathbf{n} .

Nous ramenons le système complet d'équations à un système portant sur f'_r et f'_z , dont le déterminant vaut

$$\begin{aligned} \Delta = & [a_{zz} - a_{z\psi} a_{\psi z} - (a_{z\rho} + a_{zb} a_{b\rho}) a_{\rho z}] [a_{rr} - a_{r\psi} a_{\psi r} - (a_{r\rho} + a_{rb} a_{b\rho}) a_{\rho r}] \\ & - [a_{z\psi} a_{\psi r} + (a_{z\rho} + a_{zb} a_{b\rho}) a_{\rho r}] [a_{r\psi} a_{\psi z} + (a_{r\rho} + a_{rb} a_{b\rho}) a_{\rho z}] \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

où

$$a_{zb} = -\mu q^2 f_b / f_\rho$$

$$a_{rb} = \varepsilon^2 x a_{zb}$$

$$a_{z\psi} = -\mu \psi' / (\beta^2 \varepsilon^2 f_\rho)$$

$$a_{r\psi} = \varepsilon^2 x a_{z\psi} + \mu \psi / (\beta f_\rho)$$

Après quelques efforts, nous pouvons montrer que ce déterminant s'annule lorsque

$$[V^4 - V^2(V_s^2 + V_{At}^2) + V_s^2 V_{An}^2][V^2 - V_{An}^2]^2 = 0 \quad (\text{A.16})$$

où nous avons posé

$$V_{At}^2 = V_{A\phi}^2 + V_{Ar}^2 + V_{An}^2 \left(\frac{\mathbf{u}_p \cdot \mathbf{e}_z}{\mathbf{u}_p \cdot \mathbf{n}} \right)^2$$

avec

$$V_{A\phi}^2 \equiv \frac{B_\phi^2}{\mu_o \rho} = \mu q^2 \frac{f_b^2}{f_\rho}$$

$$V_{Ar}^2 \equiv \frac{B_r^2}{\mu_o \rho} = \frac{\mu}{\beta^2 \varepsilon^2} \frac{\psi'^2}{f_\rho}$$

Annexe B

Articles

MAGNETIZED ACCRETION-EJECTION STRUCTURES

I- General statements

1993a, A&A, **276**, 625

II- Magnetic channeling around compact objects

1993b, A&A, **276**, 637

III- Stellar and extragalactic jets as weakly dissipative disk outflows

1994, A&A, sous presse

Magnetized accretion-ejection structures

I. General statements

Jonathan Ferreira and Guy Pelletier

Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, B.P. 53X, F-38041 Grenoble Cedex, France

Received July 22, 1992; accepted April 19, 1993

Abstract. The structure of accretion disks thread by opened magnetic field lines that drive jets by extracting angular momentum has been investigated. Accretion and ejection are thus complementary processes that cannot be separated, the magnetohydrodynamic (MHD) structure of accretion-ejection must be understood globally. Several classes of such structures have been selected for both active galactic nuclei (AGN) and young stellar objects (YSOs). A continuous transition from a standard hydrodynamic disk to a fully MHD accretion-ejection configuration can be achieved under three circumstances. The first one concerns the innermost radiative part of AGN accretion disks, whereas the other two concern YSOs disks, precisely, the grain and the molecular opacity dominated regions.

Key words: accretion, accretion disks – Magnetohydrodynamics (MHD) – galaxies: jets – galaxies: nuclei – ISM: jets and outflows

and thus controls the accretion flow with no need of a turbulent viscosity was proposed by Pudritz (1985). The properties of a jet that extracts all the angular momentum of the accretion disk through the MHD mechanism has been extensively studied by Pelletier & Pudritz (1990, 1991, 1992). Konigl (1989) matched Blandford and Payne jet solutions with inviscid MHD accretion flow solutions under the same similarity assumptions. This was the first attempt to establish a precise connection between jet and disk dynamics for both AGN and YSOs. However his analysis had restrictive assumptions and, in particular, the model was not complete since heating and radiation were disregarded. In the same pattern, semi-analytical calculations have been done by Lovelace et al. (1987), Wang et al. (1990, 1992), based on the induction equation of the magnetic field alone. All these works strongly indicate the relevance of the model that seems to be the most likely for both AGN and YSOs.

The status of the art shows that the paradigm deserves now a complete self-consistent treatment. Precisely, after having derived the properties of a jet driven by an accretion disk, the detailed structure of the disk must be analysed, for it is deeply modified by the carrying momentum jets and differs from the standard model (Pringle & Rees 1972; Shakura & Sunyaev 1973; Novikov & Thorne 1973). In this paper, we present a first investigation of the set of possible classes of self-consistent solutions. By self-consistent solutions we mean solutions of the closed system of equations that includes heating and radiation processes. The magnetic field is dragged by the accretion flow and some turbulent resistivity is invoked to obtain stationary solutions; indeed the frozen in approximation must be removed in the accretion disk in order that matter crosses field lines. We assume that a dipolar magnetic structure is set up, in spite of the tendency of the α -dynamo to destroy it (Camenzind 1990; Stepinski & Levy 1991). However the dynamo effect can be quenched and it is not yet known how dynamo works with opened field lines frozen in a supersonic wind. Moreover, bipolar jets are not always observed but asymmetries of the intergalactic medium could explain the invisible jet. Indeed, according to Fraix-Burnet (1992), a strong interaction with the surrounding medium would decrease the acceleration mechanism responsible for the observed synchrotron

1. Introduction

For ten years, production of MHD jets by an accretion disk has been considered as a promising paradigm to explain the collimated supersonic flows ejected from active nuclei of galaxies (hereafter AGN) and more recently by young stellar objects (hereafter YSOs). In these models, opened magnetic field lines thread the accretion disk, they are twisted by the differential rotation of the wind plasma where they are frozen in. Thus a toroidal component of the magnetic field is generated; first, it exerts a braking torque that transfers angular momentum; second, it gives rise to an MHD Poynting flux corresponding to the centrifugal acceleration of the rotating matter flowing along the widening flux tubes; third, magnetic tension is responsible for a self-collimation of the flow. A first analytical self-similar solution of that sort has been derived by Blandford & Payne (1982) under specific assumptions. The idea that such a wind could even extract all the angular momentum of the accreted matter

Send offprint requests to: J. Ferreira

emission, thus obscuring one or both jets. Nevertheless, a blend of dipolar and quadrupolar magnetic fields could also give rise to an intrinsic asymmetry (Wang et al. 1992). Anyway, there is no hint so far of the intergalactic magnetic field topology.

In the case of AGN, we did not consider fastly rotating black holes that deeply alter the inner part of the accretion disk and where general relativity effects govern the production of jets (Blandford & Znajek 1977; Camenzind 1986; Beskin 1991; Khanna & Camenzind 1992). So we considered slowly rotating black holes for which the accretion disk can be reasonably considered as Keplerian down to the last stable orbit at 3 times the Schwarzschild radius. In the case of YSOs, it has been shown (Pudritz 1985) that MHD applies in the inner part of the disk. Although ambipolar diffusion has been considered as the relevant dissipation process (Konigl 1989), we show in the paper that it can be described like a nonlinear resistivity with a good accuracy.

The paper is organized as follows. In Sect. 2 we describe the full set of equations of a Keplerian, optically thick and geometrically thin accretion disk with both turbulent stresses and magnetic braking. The self-similarity Ansatz is applied to the complete system in Sect. 3. Section 4 is devoted to general considerations on the disk energetics and its relations with the jets. The end of the paper focuses on the discrimination of the various classes, under the constraints of the specific physical conditions prevailing in the different disk portions of AGN or YSOs.

This paper gathers the basic statements of any magnetized accretion-ejection structure and thus, will be completed by more detailed analysis of each specific class. In particular, Ferreira & Pelletier 1993b (hereafter Paper 2) is devoted to the description of the inner radiative part of an accretion disk around a black hole.

2. MHD equations and assumptions for the accretion disk

2.1. General equations

We investigate a stationary axisymmetric MHD dipolar configuration that has an even parity with respect to the equatorial plane. The magnetic field is thus described by two scalar functions: $b(r, z) \equiv rB_\phi(r, z)$ such that $b(r, -z) = -b(r, z)$ and $a(r, z)$ such that $a(r, -z) = a(r, z)$, which is the magnetic flux through the circular surface of radius r centered on the axis at the height z . The poloidal component can be derived from:

$$\mathbf{B}_p = \frac{1}{r} \nabla a \times \mathbf{e}_\phi \quad (1)$$

We assume that the magnetic field is not strong enough to produce a significant deviation from the Keplerian rotation; thus the matter in the disk rotates at the angular velocity $\Omega = (GM/r^3)^{1/2}$ (M being the black hole mass). As will be checked a posteriori, the poloidal velocity \mathbf{u}_p always remains much smaller than the Keplerian velocity until $r_* = 3r_g$, the last stable circular orbit ($r_g = 2GM/c^2$ is the Schwarzschild radius

of the black hole). From Maxwell equations and Ohm's law, we obtain the two following induction equations:

$$\nu_m r^2 \operatorname{div} \frac{\nabla a}{r^2} = \mathbf{u}_p \cdot \nabla a \quad (2)$$

$$r^2 \operatorname{div} \left(\frac{\nu_m}{r^2} \nabla b \right) = r^2 \operatorname{div} \left(\frac{b}{r^2} \mathbf{u}_p \right) + r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \frac{\partial a}{\partial z} \quad (3)$$

Equation (2) describes the equilibrium between the advection of the poloidal magnetic field due to the accreted material and the diffusion of the field due to a turbulent magnetic diffusivity ν_m (see Sect. 3.3 for more details). It can be seen that if there is no radial component of the magnetic field then the magnetic diffusivity and the radial velocity vertical profiles have the same behaviour, thus preventing any ejection. Hence, for ejection to occur, a radial magnetic field component must exist. Equation (3) expresses the balance between the advection and generation of the toroidal component of the magnetic field, due to the Keplerian differential rotation, and the diffusion. In these equations we have neglected the dynamo term related to the helicity of the plasma which allows, in a turbulent disk, the growth of the poloidal flux from a toroidal field. Indeed, stationary solutions imply that such $\alpha - \omega$ dynamo effect has saturated, giving rise to the mean poloidal flux used in our equations. From these equations one can define a magnetic Reynolds number that characterises the radial transport of the magnetic field by the accretion flow, namely $\mathcal{R}_m \equiv r_e u_{re} / \nu_{me}$, where the subscript e refers to the values at r_e , the radius of the outer opened magnetic flux tube, measured on the equatorial plane. It can be noted that this Reynolds number is of order unity for a smoothly bent magnetic field, whereas for a strongly bent field it is much larger (see Sect. 3.2).

Let us now write the dynamical equations. From the continuity equation, namely

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{u}_p) = 0 \quad (4)$$

we get a relation between the inwards mass flux, $\dot{M}_a(r)$, across the cylinder at radius r and the ejection rate, $\dot{M}_j(r)$, defined as the outwards mass flux integrated from the inner radius r_i of the disk to the radius r across the disk surface:

$$\dot{M}_a(r) - 2\dot{M}_j(r) = \dot{M}_{ai} \quad (5)$$

Equation (5) is obtained by integrating Eq. (4) vertically until the disk surface, namely the photosphere, which lies above the half width of the accretion disk at radius r , $h(r)$. The central black hole actually accretes mass at the rate \dot{M}_{ai} ; we emphasize that this rate can be significantly less than $\dot{M}_a(r_e)$, often considered as the accretion rate. In fact, when the ejection rate is important, the luminosity of the disk does not provide an accurate estimate of either \dot{M}_{ai} or $\dot{M}_a(r_e)$. In the same way, the Eddington limit loses its significance; it is just a fiducial quantity.

The corner stone of the theory is the angular momentum extraction by the opened field lines via magnetic braking (Pudritz 1986):

$$\operatorname{div}(\rho \Omega r^2 \mathbf{u}_p - \frac{b}{\mu_0} \mathbf{B}_p) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tau_{r\phi}) \quad (6)$$

The first term is the angular momentum that has to be lost from one annulus of the disk, in order to allow accretion onto the central object. This momentum can be extracted both vertically and radially by respectively, magnetic braking and turbulent shear stress between two nearby annuli. This last stress effect $\tau_{r\phi}$, carrying angular momentum to the outermost disk radius, is always present but can be neglected in some cases. The magnetic field lines, due to their tension effect on the disk surface, extract its angular momentum. However, if there is a radial component of the magnetic field, then the angular momentum can be carried away by the jets.

The vertical equilibrium can be a balance either between gravitation and plasma pressure or gravitation and toroidal magnetic pressure and/or poloidal magnetic tension. As will be discussed later on, we assume that the disk is geometrically thin, i.e. $h(r) \ll r$ at every r . Indeed as will be checked a posteriori, both the sound and the Alfvén velocities remain much smaller than the Keplerian one. This leads to the following equation:

$$\frac{\partial p}{\partial z} \simeq -\rho\Omega^2 z - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2} \frac{b^2}{\mu_0 r^2} \right) - \frac{1}{\mu_0 r^2} \frac{\partial a}{\partial z} \Delta' a \quad (7)$$

with

$$\Delta' = r \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

where the toroidal magnetic pressure and the pinching effect due to the poloidal tension term, which both tend to confine the disk matter, are usually only perturbations to the hydrostatic equilibrium (as long as the magnetism is not strong enough to perturb the Keplerian balance).

The disk power balance is expressed by

$$\text{div}(U\mathbf{u} + S_{rad} + \mathbf{q}) = -p\text{div}\mathbf{u} + \eta J^2 + r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \tau_{r\phi}, \quad (8)$$

where the cooling mechanisms, namely the radiation flux S_{rad} , the heat conduction \mathbf{q} and the advection of the total internal energy U (kinetic and radiative) are in balance with the compression term due to the pressure forces (describing the increase of internal energy when the flow converges towards the midplane), a turbulent Ohmic heating and a viscous dissipation term. Since the latter involves turbulent transport, the heat conduction must also be seen as an effective transport of internal energy due to turbulence. Similarly, the Ohmic heating is described by an effective resistivity η defined consistently with the turbulent diffusivity by $\eta = \mu_0 \nu_m$. The currents are composed of a poloidal component

$$\mathbf{J}_p = \frac{1}{\mu_0 r} \nabla b \times \mathbf{e}_\phi \quad (9)$$

and a toroidal component

$$J_\phi = -\frac{1}{\mu_0 r} \Delta' a. \quad (10)$$

The Poynting vector expresses the radiation diffusion in a medium of Rosseland mean opacity $\bar{\kappa}$:

$$S_{rad} = -\frac{c}{\bar{\kappa}\rho} \nabla p_{rad}, \quad (11)$$

with $p_{rad} = a_s T^4$ for an optically thick medium, a_s being the Stephan constant.

In order to close the system, we need an equation of state relating the pressure to the density and the temperature and, if viscous effects are to be considered, a prescription for the stress tensor. Indeed, only one type of pressure can be taken into account analytically, so $p = p_{rad}$ or $p = p_{gas} = \rho k_B T / \mu m_p$ (μm_p is the mean particle mass). Two different prescriptions can be made for the turbulent stress: either $\tau_{r\phi} = -\alpha p_{tot}$ with $p_{tot} = p_{rad} + p_{gas}$ (the so-called α -disks), or $\tau_{r\phi} = -\alpha p_{gas}$ (β -disks) even in the radiation dominated region. This β -viscosity could be mainly due to small scale magnetic flux tubes stretched and sheared inside the disk, allowing the transfer of angular momentum between two nearby radii, while buoyantly expelled to the disk surface, giving consequently rise to a magnetized corona (Coroniti 1981; Sakimoto & Coroniti 1981, 1989; Stella & Rosner 1984; Burm 1985). This will be discussed in Sect. 4.

2.2. The thin disk approximation

Before developing the model, let us discuss the basic assumption of a thin disk in relation to the generation of the toroidal field. Indeed the differential rotation generates a toroidal field from the poloidal field as described by Eq. (3). It can be seen from this equation that, if the scale of vertical variation $l(r)$ of the flux function $a(r, z)$ is of order $h(r)$ (that is, the poloidal field lines are bent on a scale $h(r)$), then the order of magnitude of B_ϕ , when the jet extracts all the angular momentum from the disk, is such that a rough equipartition between toroidal magnetic, thermal and gravitational energy densities is set up. This is easily explained by combining the induction equation (3) with the angular momentum transfer equation (6), which leads to the following estimate:

$$\frac{B_\phi^2}{2\mu_0} \sim \rho\Omega^2 r^2. \quad (12)$$

Since the thermal pressure cannot exceed the gravitational energy density, the toroidal magnetic field is then relevant for the vertical equilibrium of the disk and we get from Eq. (7):

$$\rho\Omega^2 h^2 \sim \frac{B_\phi^2}{2\mu_0}. \quad (13)$$

So it turns out from Eq. (12) and (13) that $h(r) \sim r$, the growth of the magnetic pressure associated to B_ϕ is consistent only if the disk is geometrically thick. As the disk thickens, it becomes eventually optically thin and the thermal pressure can reach the same order of magnitude as the magnetic one. Such a configuration is probably unstable. To avoid such dramatic increase of the toroidal field, either the poloidal field has a much larger scale of

vertical variation, or the jet cannot extract all the angular momentum from the disk. On the former case, if that scale is such that the magnetic field inside the disk can be considered as vertical, i.e. $l \gg r$, then there is no ejection of material even if the magnetic braking allows accretion. In order that the accretion-ejection machine works, a *slight* bending of the poloidal field lines is required, i.e. $h(r) \ll l(r) \sim r$. In the thin disk approximation, jets can extract all the angular momentum from an accretion disk if the magnetic Reynolds number \mathcal{R}_m is of order unity ($l(r) \sim r$). This is a constraint for the magnetic diffusivity that we will discuss in Sect. 3.3. On the other hand, a high radial magnetic Reynolds number (more efficient advection than diffusion, leading to $l(r) \gtrsim h(r)$) seems to imply both magnetic and viscous extraction of angular momentum.

3. Modelization of the disk structure

3.1. The self-similar ansatz

The radial equilibrium, which is mainly due to the balance of the gravitational attraction with the centrifugal force, characterised by the Keplerian velocity proportional to $r^{-1/2}$, enforces a scaling invariance over a wide range of radius (naturally greater than the last stable circular orbit, below which the accretion velocity becomes much greater than the Keplerian one, see e.g. Khanna & Camenzind 1992). This implies that in a wide interval throughout the disk, various physical quantities have a power law dependency on r on the equatorial plane. Except the gravitational field and the poloidal magnetic field (if the magnetic Reynolds number is of order unity) which have a smooth vertical variation inside the disk, all the other quantities vary on the scale $h(r)$. Thus it is natural to seek for self-similar solutions of the form of a product of a power of r multiplied by a function of $x \equiv z/h(r)$. So we define the following functions, after reducing all the quantities with respect to their value at the external radius r_e .

i) $p(r, z) = P_e(r/r_e)^{\alpha_0} f_0(x)$, where f_0 is an even function such that $f_0(0) = 1$.

ii) $b(r, z) = r_e B_{\phi e} (r/r_e)^{\alpha_1} f_1(x)$, where f_1 is an odd function.

iii) $u_r(r, z) = -U_e(r/r_e)^{\alpha_2} f_2(x)$, where f_2 is an even function such that $f_2(0) = 1$.

iv) $u_z(r, z) = V_e(r/r_e)^{\alpha_3} f_3(x)$, where f_3 is an odd function.

v) $\rho(r, z) = \rho_e(r/r_e)^{\alpha_4} f_4(x)$, where f_4 is an even function such that $f_4(0) = 1$.

vi) $\nu_m = \nu_e(r/r_e)^{\alpha_5} m(x)$, where m is an even function such that $m(0) = 1$.

vii) $T(r, z) = T_e(r/r_e)^{\alpha_6} f_6(x)$, where f_6 is an even function such that $f_6(0) = 1$.

viii) $h(r) = h_e(r/r_e)^{\alpha_7}$

Let us consider now the poloidal flux: we write it under the form $a(r, z) = a_e \psi(r, z)$. Inside the disk, we can expand the function ψ to second order in z :

$$\psi(r, z) = \psi_0(r) + \frac{z^2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}(r, 0) + o(z^4). \quad (14)$$

Since the poloidal magnetic field lines are bent by the accretion flow, the second derivative of ψ relative to z must be negative. We can then define $l(r)$ by

$$\frac{\psi_0(r)}{l^2} \equiv -\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}(r, 0). \quad (15)$$

In order to have a coherent treatment of the vertical structure, we express the magnetic flux as a function of x . In doing so, we introduce the following parameter, describing the bending of the magnetic field lines:

$$\varepsilon_m = \frac{h_e}{l_e}. \quad (16)$$

As said previously, ε_m must be small compared to unity for \mathcal{R}_m of order unity (i.e. $\varepsilon_m \sim \epsilon$, where $\epsilon = h_e/r_e$), while for high \mathcal{R}_m it can be larger (the bigger ε_m the more curved the field lines). Moreover, the behaviour of the magnetic flux along the radius is characterized by setting

$$\psi_0(r) = \left(\frac{r}{r_e}\right)^\beta, \quad (17)$$

where β ($0 < \beta < 2$) is provided by each particular MHD configuration. For large β , the poloidal magnetic field is nearly constant along the radius whereas for a small value of β , it grows drastically as one goes to the inner radius of the disk. The above expression for the magnetic flux becomes then

$$\psi(r, z) = \left(\frac{r}{r_e}\right)^\beta \left(1 - \varepsilon_m^2 \frac{x^2}{2} \left(\frac{h/h_e}{l/l_e}\right)^2\right). \quad (18)$$

Thus, it can be seen that $h(r) \propto l(r)$ is a general requirement for self-similar accretion-ejection engines. The vertical structure will be analyzed in details in the forthcoming papers (e.g., see Paper 2).

3.2. Parameters and fiducial numbers

In this section we describe the parameters playing a role in all accretion-ejection structures, evaluated at the equatorial plane of the disk. Since the power balance equation governs the magnitude of the disk density, each class of solution displays different magnitudes of the physical quantities (i.e., density, magnetic field, temperature). The disk thinness being an important feature, especially for the toroidal field growth, we set as a small parameter $\epsilon = h_e/r_e$. Let us define the vertical scale height of the disk as the characteristic pressure scale of variation by

$$h_e^2 = \frac{P_e}{\rho_e \Omega_e^2}. \quad (19)$$

It does not really provide a measure of the observational appearance of the disk, since its surface is given by the photosphere. However, since the photosphere should lie above or around this scale height, it provides an estimate of the disk thickness at its outer radius. The sound speed defined here by $P = \rho C_s^2$, has then the usual value at r_e : $C_{se} \simeq \Omega_e h_e$.

The strength of the magnetism is controlled by two parameters, namely

$$\chi = \frac{V_A}{\Omega r}(r_e, 0), \quad (20)$$

describing the relative amplitude of the poloidal magnetic energy density to the gravitational energy density, and

$$q = \frac{-h}{B_z} \frac{\partial B_\phi}{\partial z}(r_e, 0), \quad (21)$$

measuring the degree of the magnetic shear inside the disk and thus, the poloidal current that runs along the global closed circuit. If the shear parameter would be tremendously greater than unity, a tearing mode instability would eventually develop and lead to a reconnection between the poloidal magnetic field at the disk surfaces, thus decreasing q . However, $q \geq 1$ is still possible for a disk where the magnetic Reynolds number is high, whereas $q \leq 1$ is naturally achieved in any other MHD configuration. The requirement of a Keplerian rotation is fulfilled if the poloidal and the toroidal magnetic energies are negligible in comparison to the gravitational energy, namely $\chi < 1$ and $q\chi < 1$.

From the continuity equation we get an order of magnitude of the vertical velocity $V_e = \epsilon U_e$, at the external radius of the disk. We expect from a standard accretion disk to display a convergence motion to the equatorial plane, namely u_z negative. Basically, as one goes inwards, the vertical component of the gravitational attraction becomes more and more important and induces such a motion. However, a magnetized disk yields another feature: above a certain height (depending on the MHD configuration), the influence of the magnetic field becomes dominant and the plasma tied to the magnetic field lines is dragged vertically, eventually out of the disk.

Equation (6) describes how the angular momentum extraction regulates the accretion velocity. A natural parameter arises then, describing the relative importance of the magnetic braking to the turbulent shear stress:

$$\Lambda = \frac{q\chi^2}{(\alpha_0 + 2)\epsilon^3} \frac{P_{tot}}{-\tau_{r\phi}} \Big|_{r_e} \quad (22)$$

Thus, the engine is entirely controlled by the magnetic field if $\Lambda \gg 1$, whereas a standard disk occurs when $\Lambda \simeq 0$ (which is ensured if $q\chi^2$ tends to zero). We can then form two important numbers, the sonic and the Alfvénic Mach numbers \mathcal{M}_S and \mathcal{M}_A respectively, whose values at r_e are

$$\mathcal{M}_{Se} = 2(\alpha_0 + 2)(1 + \Lambda)\alpha \frac{h_e}{r_e} \quad (23)$$

$$\mathcal{M}_{Ae} = (1 + \Lambda^{-1})2 \frac{q\chi}{\epsilon} \quad (24)$$

where we set $\tau_{r\phi} = -\alpha p_{tot}$. For $\Lambda \gg 1$ the sonic Mach number in strongly magnetized disks, which must be still smaller than unity, becomes

$$\mathcal{M}_{Se} = 2 \frac{q\chi^2}{\epsilon^2} \quad (25)$$

The balance between the diffusion and the advection of the poloidal field lines is achieved, as we already saw it, in two regimes. When the radial magnetic Reynolds number is of order unity, namely

$$\mathcal{R}_m = 2 - \beta + \frac{\epsilon_m^2}{\beta\epsilon^2}, \quad (26)$$

the vertical scale height of the poloidal magnetic flux is of order r (that is, $\epsilon_m \sim \epsilon$), whereas for a high magnetic Reynolds number,

$$\mathcal{R}_m = \frac{\epsilon_m^2}{\beta\epsilon^2}, \quad (27)$$

the bending of the poloidal field lines is large ($\epsilon_m \gg \epsilon$). It can be noted here that the ansatz solution of Eq.(2) for the poloidal flux function used by Wang et al. (1990) is self-similar, in the context of a constant radial magnetic Reynolds number. Indeed, they set

$$\psi(r, z) = \phi(r) \cos kx \quad (28)$$

with

$$\phi(r) = \exp(-k^2 \int_r^{r_e} D(r') dr'),$$

where $D(r) = -\nu_m/u_r h^2$ and $0 < k < \pi$ a constant parameter. It can be easily seen that their hypothesis of a large bending of the field lines, along with the requirement of a constant magnetic Reynolds number leads to the same expression than Eq.(12) (providing $k = \epsilon_m$).

The balance between the diffusion and the induction of the toroidal field is measured by a number depending on the bending of the poloidal field :

$$\Gamma = \frac{3}{2\beta} \mathcal{R}_m \frac{\epsilon_m^2}{q \mathcal{M}_{Se}} \quad (29)$$

This is a key parameter for ejection, controlling the whole vertical structure. If there is no bending ($\epsilon_m = 0$), then $\Gamma = 0$ and a matching with the jet is impossible. Indeed, a radial component of the magnetic field can develop only if the magnetic diffusivity decreases with the altitude, thus freezing the disk upper part matter to the magnetic field lines. If this condition is not fulfilled, no jet can arise from an accretion disk. On the other hand $\Gamma \gg 1$ is possible only if there is another process extracting angular momentum. Otherwise, it would provide too much toroidal field, threatening the thin disk approximation.

An accretion-ejection structure is then characterised by the following parameters: the disk thickness ϵ , the magnetic Reynolds number (or ϵ_m), the magnetic shear q , the magnetic strength χ , the radial extension r_e/r_* (where $r_* = 3r_g$ is the last stable circular orbit around a black hole of Schwarzschild radius r_g), M/M_\odot the black hole mass (M_\odot is the solar mass), the magnetic braking efficiency Λ , the toroidal field induction efficiency Γ and the magnetic flux radial dependency β .

3.3. The magnetic diffusivity

A dissipation effect is necessary to maintain a stationary accretion flow, for a frozen in magnetic field would impede the matter to cross the magnetic surfaces towards the central accreting body. According to Konigl (1989), the relevant dissipation is due to some resistivity for AGN, whereas for YSOs, it would be due to ambipolar diffusion. Anyway, in both cases, it can be realized easily that no standard resistivity would be large enough to account for the expected mass flux and luminosity. Even the so-called anomalous resistivity due to electrostatic or any kind of microturbulence is several orders of magnitude too small. It turns out that if we assume that the magnetic diffusivity is due to some Alfvénic turbulence of typical correlation length of order of h , then it is natural to expect a diffusivity of a form similar to the Shakura & Sunyaev (1973) prescription for their turbulent viscosity:

$$\nu_m = \alpha_m V_A h, \quad (30)$$

where $V_A \equiv B_z/(\mu_0 \rho)^{1/2}$. As shown by Tagger et al. (1992), Balbus & Hawley (1991) Alfvén waves are strongly excited in an accretion disk by the Keplerian differential rotation. Starting from ideal MHD conditions, one gets an instability that maintains a turbulent state giving rise to turbulent transport coefficients and particularly, to a resistivity. Indeed, from the two induction equations and the angular momentum equation we get

$$\alpha_m = (1 + \Lambda^{-1}) \frac{2}{\mathcal{R}_m} \frac{q\chi}{\epsilon^2} \frac{m f_4^{1/2}}{1 + \epsilon_m^2 k_2 x^2}, \quad (31)$$

where $k_2 = 1/\beta - 1/2$. Hence, our modeling leads, for any MHD configuration, to a coefficient α_m constant on the mid-plane. Its value must be smaller than unity, however we will find it not very small for consistency of the theory. At zeroth order in ϵ_m , the density (f_4) and diffusivity (m) vertical profiles are constant (implying therefore α_m constant), while at first order, α_m decreases with height. Thus, $q\chi \lesssim \epsilon^2$ is sufficient to maintain $\alpha_m \lesssim 1$, which in turn, is consistent with a subsonic and sub-Alfvénic accretion flow.

It is worth mentioning that ambipolar diffusion can be reduced to some effective resistivity with a good accuracy. Indeed, we found the effective magnetic viscosity

$$\nu_{eff} = \frac{V_A^2}{\nu_{ni}}. \quad (32)$$

But the neutral-ion collision frequency ν_{ni} depends strongly on the ionization fraction $X = \rho_i/\rho$ (where ρ_i is the ion density). This effective diffusivity becomes then much smaller than the turbulent Alfvénic diffusivity ν_m for large ionization fraction, namely for

$$X \gg 10^{-11} \frac{B}{B_*} \left(\frac{\rho}{\rho_*} \right)^{-3/2} \left(\frac{T}{T_*} \right)^{-1/2} \left(\frac{r}{r_*} \right)^{-3/2} \left(\frac{M}{M_*} \right)^{1/2},$$

with $B_* = 100$ mG, $\rho_* = 10^{-10}$ g.cm⁻³, $T_* = 200$ K at $r_* = 10^{13}$ cm, for a protostar of $M_* = 1 M_\odot$. Pudritz (1985) showed

that such an ionization rate is already achieved at 100 au through the action of cosmic rays and the decay of radioactive isotopes. Therefore, due to the increase of the disk temperature and its photoionization by the central star, the ionization fraction is much greater than the above value in the inner parts of a YSO disk. Hence, ambipolar diffusion is negligible in comparison with the turbulent magnetic diffusivity.

4. Disk-jet interrelations

4.1. Energy budget

Energetics of an accretion-ejection structure are quite different from those of a standard accretion disk, since mass is allowed to escape from it. We have thus necessarily $\dot{M}_a(r_i) < \dot{M}_a(r_e)$ (Eq.(5)), or, which is the same, the constraint $1 + \alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_7 > 0$ (the equality is achieved only for standard disks). Besides, the global stationary energy conservation equation displays extra terms, namely

$$\text{div} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + H + \rho \phi_G \right) u + S_{rad} + S_P - u \cdot \tau = 0, \quad (33)$$

where H is the disk enthalpy, ϕ_G is the gravitational potential, S_{rad} the Poynting vector describing the radiative losses from the disk surface, S_P the MHD Poynting vector due to the presence inside the disk of a magnetic structure and τ the viscous stress tensor. The first term describes an effective gravitational potential where the centrifugal force is taken into account, and so, provides directly the liberated power P_{lib} . By integration on the whole disk surface (a sort of torus), we get this very simple equation

$$P_{lib} = 2P_{rad}^D + 2P_{MHD} + 2P_{th,j}, \quad (34)$$

describing how the available power arising from the gravitational attraction is shared between three effects, namely, the radiation power emitted by the disk surfaces (P_{rad}^D), an MHD Poynting flux (P_{MHD}) and an outflux of thermal energy ($P_{th,j}$). The liberated power is

$$P_{lib} = \frac{1}{2} \eta_{lib} \frac{GM\dot{M}_{ae}}{r_e}, \quad (35)$$

where

$$\eta_{lib} = \begin{cases} \ln \frac{r_e}{r_i} & \text{if } \alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_7 = \alpha_7 - 1 = 0 \\ 1 - \left(\frac{r_i}{r_e} \right)^{\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_7} & \text{otherwise} \end{cases},$$

which, in the limit of a constant accretion rate ($\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_7 = -1$), provides the standard expression. If a local balance of the physical quantities is achieved at each radius, the accretion-ejection engine always supplies energy (namely, $P_{lib} > 0$).

Radial inflow motions transport poloidal magnetic energy but, as we consider a stationary and axisymmetric magnetic configuration, this advection is balanced by a turbulent diffusion and so, this energy flux is converted into Joule heating but not into jet propulsion. The toroidal component of the Poynting vector

has no divergence in the axisymmetric disk, thus providing no energy flux

$$S_P^\phi = \Omega r \frac{B_p^2}{\mu_0} e_\phi - (u_p \cdot B_p) \frac{B_\phi}{\mu_0} + \frac{\nu_m}{r} \left(\frac{B_p}{\mu_0} \cdot \nabla r B_\phi \right) e_\phi. \quad (36)$$

However, in view of the first term, non axisymmetric perturbations of this equilibrium would certainly give rise to important transfer inside the disk. The relevant Poynting vector component is

$$S_P^p = -\Omega r \frac{B_\phi}{\mu_0} B_p + \frac{B_\phi^2}{\mu_0} u_p - \frac{\nu_m}{r} \frac{B_\phi}{\mu_0} \nabla r B_\phi, \quad (37)$$

where the first term describes an energy flux associated to the magnetic propulsion while the other two are related to the toroidal magnetic energy advection and diffusion. For a magnetic Reynolds number of order unity, the two last terms are much smaller than the MHD propulsion term, which is already at work inside the disk, but is overwhelmed by gravitation. Naturally, this magnetic propulsion dominates above the disk where the density, and thus the gravitational attraction, drops. For a high magnetic Reynolds number, the diffusion term is always negligible and the toroidal magnetic energy advection competes with the MHD propulsion. However, as in the previous case, both are small compared to gravitation inside the disk whereas the magnetic propulsion dominates above it.

Since the radiative losses of the jets seem always smaller than their estimated kinetic power (see Pelletier & Roland 1986), we assume an adiabatic flow. Thus, the kinetic power carried away by a jet is

$$P_{k,j}^\infty \equiv \frac{1}{2} \int_{r_i}^{r_e} dM_j u_\infty^2 = P_{MHD} + P_{th,j}. \quad (38)$$

The jet poloidal velocity at infinity u_∞ is provided by Bernoulli equation, namely

$$\frac{1}{2} u_\infty^2 = H_o^c + \lambda \Omega_o^2 r_o^2, \quad (39)$$

where

$$\lambda = \frac{r_\infty^2}{2r_o^2} (1 - g_\infty^2) - \frac{3}{2}, \quad (40)$$

measures the efficiency of the magnetic centrifugal acceleration (see Pelletier & Pudritz 1992). Here, $r_o(a)$ is the anchoring point radius of the magnetic surface $a = const.$, $r_\infty(a)$ is the radius at infinity of the same surface, g is a function measuring the differential rotation between the plasma rotation Ω and the magnetic surface rotation Ω_* ($\Omega = \Omega_*(1 - g)$) and H_o^c is the initial enthalpy provided at the disk surface. If the enthalpy is small compared to the centrifugal acceleration and the trans-Alfvénic jet is widening enough so that $r_\infty \gg r_o$, one gets from Eq.(39) the usual relation $u_\infty \simeq \sqrt{2} \Omega_o r_A$.

An absolute requirement for the magnetic centrifugal acceleration to take place is that the poloidal field lines widen enough, namely $r_\infty^2 > 3r_o^2$. The self-similar behaviour of the

disk solutions implies that the enthalpy scales as the square of the Keplerian rotation. The energy conservation (Eq.(34)) can thus be written as

$$\lambda = \lambda_* \left(1 - \kappa - 2 \frac{P_{rad}^D}{P_{lib}} \right), \quad (41)$$

where we set $H_o^c = \kappa \lambda_* \Omega_o^2 r_o^2$, with $0 \leq \kappa \leq 1$ describing the amount of enthalpy that feeds the jet, and λ_* being characteristic of each MHD configuration:

$$\lambda_* = \frac{1}{2} (1 + \alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_7)^{-1} = \frac{1}{2} \left(r \frac{d}{dr} \ln \frac{M_a}{M_{ae}} \right)^{-1}. \quad (42)$$

One interesting feature of such engines, is that, whatever the initial enthalpy, the asymptotic poloidal velocity reaches the value

$$u_\infty = \sqrt{2\lambda_* \Omega_o r_o} \left(1 - 2 \frac{P_{rad}^D}{P_{lib}} \right)^{1/2}. \quad (43)$$

In the case of YSOs, an extra enthalpy term can arise due to the illumination of the disk from the central star. Thus, as the asymptotic velocity would keep trace of this external source of energy, the star and the disk would be energetically coupled together.

If we look at the average asymptotic velocity of the jet $\langle u_\infty \rangle$, we get to an interesting feature of accretion-ejection structures. Indeed, defining

$$\langle u_\infty \rangle \equiv \frac{\int_{r_i}^{r_e} dM_j u_\infty}{\int_{r_i}^{r_e} dM_j}, \quad (44)$$

as the wind thrust normalised by the total ejected mass, we found

$$\langle u_\infty \rangle = \eta_\infty \Omega_e r_e, \quad (45)$$

where η_∞ is a ponderation factor that can be easily calculated for each specific MHD configuration. If a configuration provides η_∞ close to unity, the mean velocity is that of the plasma at the jet external radius measured on the disk. Even though high velocities can be reached in the inner parts of the jet, the mass is concentrated at the jet external boundary. This is simply a characteristic feature of centrifugally driven winds that would make them appear as hollow, for their emission would arise mostly from their external boundary. If η_∞ is greater than unity, the mass is more spread into the jet.

4.2. The magnetic braking

Self-similarity implies that the Alfvén radius, at which the plasma poloidal velocity, flowing along a magnetic surface $a = const.$ reaches the local Alfvén velocity, is proportional to r_o , i.e. $r_A = \mu r_o$ where the lever arm μ is related to the centrifugal efficiency λ . Indeed, in axisymmetric, ideal MHD, the conservation of mass and magnetic flux lead to

$$\rho u_p = \frac{\kappa(a)}{\mu_0} B_p, \quad (46)$$

where $\kappa(a)$ is a constant on each magnetic surface. Moreover, the conservation of the jet angular momentum provides a relation between the ejected, rotating plasma and the toroidal field:

$$\Omega r^2 - \frac{r B_\phi}{\kappa} = \Omega_* r_A^2(a), \quad (47)$$

where Ω_* is the angular velocity of the magnetic surface $a = \text{const}$ about the axis, which, close to the disk surface, is roughly the Keplerian velocity Ω_o . From this equation, one can see that r_A acts like a lever arm braking the disk, so that the bigger μ , the larger the braking. For $r_A \gg r_o$ the magnetic field structure is largely widening, whereas for $r_A \gtrsim r_o$ it is almost vertical so that less mass has to be ejected out for a given angular momentum loss rate. Denoting with a superscript "+" all the quantities at the disk-jet interface and combining the above relations, we obtain $r_A = \mu r_o$ where

$$\mu^2 = 1 - \left(\frac{V_A^+}{\Omega r} \right)^2 \frac{B_\phi^+ \Omega r}{B_z^+ u_z^+}, \quad (48)$$

If both the disk and the jet are described by a single self-similarity law, we can calculate the lever arm μ from the above equation, namely

$$\mu^2 = 1 - \frac{f_1(1 + \varepsilon_m^2 k_2 x^2)}{2(1 + \Lambda^{-1}) f_4 f_3} \Big|_+, \quad (49)$$

which is always a constant, for any α_7 (this is easy to prove using the relations between exponents, see next section). Thus, since our vertical treatment of the disk structure allows a smooth connection between the resistive disk and the ideal jet region, the value of μ is well determined. Suppose this is true, inserting $\mu = r_A/r_o$ allows us to calculate λ as a function of μ

$$\lambda = \mu^2 \left(1 - \frac{r_A^2}{2r_\infty^2} \right) - \frac{3}{2}, \quad (50)$$

which must be positive or equal to zero. If $\lambda = 0$, the jet velocity at infinity depends only on the initial enthalpy H_o^c provided at the base of the jet, like in the solar wind. For $\lambda > 0$, magnetic centrifugal acceleration takes place, requiring then $\mu^2 > 3/2$ in order to get a transAlfvénic jet.

If the jet is not described by the same similarity law as the disk, then if the Alfvén surface is close to the disk, the previous result gives a good approximation of the lever arm, otherwise the lever arm must be calculated from the jet solutions that match those of the disk.

For disks where magnetism dominates ($\Lambda \gg 1$, $\mathcal{R}_m \sim 1$) the lever arm μ is easily calculated from Eq. (49), using the mass conservation and the angular momentum equations. We find that for such configurations $\mu^2 \simeq 1 + \lambda_*$. Therefore, when the poloidal field lines are straight, the enthalpy required to get a transAlfvénic jet, such that $r_\infty > r_A$, must be

$$H_o^c > \frac{1}{2} \Omega_o^2 r_o^2. \quad (51)$$

Anyway, the enthalpy helps to start the wind when the field lines are not bent enough. Precisely, the outflow starts only if

the angle made by the outflow velocity and the vertical axis is bigger than some value depending on the initial enthalpy. For cold flows ($\kappa = 0$), it must be at least 30° (Blandford and Payne's criterion) whereas for a sound speed greater than the escape velocity ($H_o^c > 2\Omega_o^2 r_o^2$), the outflow always escapes from the disk.

To end this section, let us indicate what are the classes for which a single similarity law holds for both the disk and the jet. It can be shown (Ferreira et al. 1993) that such a matching with self-similar solutions is possible only if the density scales with $\alpha_4 = 2\beta - 3 - 2(\alpha_7 - 1)$, i.e. magnetic and gravitational energy densities always competing with each other. But such a behaviour certainly implies that magnetic and viscous stresses are both present on the disk. Indeed, in that case we find from Eq.(6):

$$\alpha\text{-disks: } \alpha_4 = 2\beta - 3 - 6(\alpha_7 - 1) \quad (52)$$

$$\beta\text{-disks: } \alpha_4 = \frac{4}{3}\beta - 3 - 2(\alpha_7 - 1). \quad (53)$$

An important result is then that self-similar solutions for both disk and jets are naturally obtained in disks with $\alpha_7 = 1$ (a constant radial magnetic Reynolds number) having both magnetic braking and α viscous stresses extracting angular momentum. These complete self-similar structures are analyzed in Ferreira et al. (1993). Other configurations, β -disks and disks with only magnetic braking, lead to a more complicate analysis of the matching.

5. The various classes of solutions

In this section we seek for all the possible MHD configurations, according to the physical processes ruling the disk structure. This is done by looking at which conditions a balance between the relevant terms is possible *at each radius*. Since gravitation enforces, through the Keplerian velocity, a scaling invariance inside the disk, the relevant terms kept in the equations must have the same variations with the radius, namely the same exponents. We get then the following exponents which are common to all configurations:

$$\alpha_0 = \alpha_4 - 1 + 2(\alpha_7 - 1)$$

$$\alpha_1 = \frac{\alpha_4 + 1}{2}$$

$$\alpha_3 = \alpha_2 + (\alpha_7 - 1)$$

$$\alpha_5 = \alpha_2 + 1 + 2(\alpha_7 - 1)$$

$$\alpha_6 = \begin{cases} \frac{\alpha_4 - 1}{4} + \frac{1}{2}(\alpha_7 - 1) & \text{for } p = p_{rad} \\ -1 + 2(\alpha_7 - 1) & \text{for } p = p_{gas} \end{cases}$$

The accretion velocity exponent α_2 is given by the angular momentum conservation equation (Eq.(6)), while the power balance equation (Eq.(8)) provides the density exponent α_4 . Thus, besides the change in the dominant pressure which forces

a different local balance, two major physical processes are determinant for selecting the MHD configurations: namely, the way the angular momentum is extracted from the disk and the nature of the opacity and the heating mechanisms. Indeed, if jets extract all the disk angular momentum, the velocity exponent is

$$\alpha_2 = \beta - 2 - \frac{\alpha_4}{2} - (\alpha_7 - 1), \quad (55)$$

while turbulent viscous stresses imply

$$\alpha\text{-disks: } \alpha_2 = -\frac{1}{2} + 2(\alpha_7 - 1) \quad (56)$$

$$\beta\text{-disks: } \alpha_2 = \frac{\alpha_4 + 1}{4} + \frac{1}{2}(\alpha_7 - 1). \quad (57)$$

As said previously, a mixed angular momentum extraction process is then possible for $\alpha_4 = 2\beta - 3 - 6(\alpha_7 - 1)$ if $\tau_{r\phi} = -\alpha p_{tot}$, or $\alpha_4 = 4\beta/3 - 3 - 2(\alpha_7 - 1)$ if $\tau_{r\phi} = -\alpha p_{gas}$. For mixed disks, the requirement of a mass loss ($r \frac{d}{dr} \ln \frac{\dot{M}_a}{\dot{M}_{ae}} > 0$) is easily expressed in terms of β ($\beta < 2$)

$$\alpha\text{-disks: } \beta > \frac{3}{4} + \frac{3}{2}(\alpha_7 - 1) \quad (58)$$

$$\beta\text{-disks: } \beta > \frac{9}{10} + \frac{3}{5}(\alpha_7 - 1). \quad (59)$$

So, it can be seen that the $\beta = 3/4$ similarity solution found by Blandford & Payne (1982), obtained by prescribing the same behaviour of the Keplerian, Alfvén and sound velocities (namely, setting $\alpha_4 = 2\beta - 3$) is only a limiting case. In fact, the disk structure cannot adjust itself to such a magnetic configuration and would allow only accretion but no ejection.

Ohmic heating of the disk can be due to either poloidal currents only (PC-disks) or toroidal currents only (TC-disks), the others being negligible in comparison. Turbulence due to viscosity can heat the disk along with poloidal currents only (for β -viscosity) or both poloidal and toroidal currents (for α -viscosity). Thus, only few physically acceptable MHD configurations supported either by radiation or by gas pressure are allowed:

- TC-disks
- PC-disks
- blended disks: α PTC-disks (and a β PC-disk in the radiative part of AGN)

Both TC and PC-disks, since jets carry away all the disk angular momentum, cannot establish with high magnetic Reynolds number \mathcal{R}_m . Therefore, $\mathcal{R}_m \sim 1$ is required, which implies naturally $\alpha_7 = 1$. On the other hand, α PTC-disks are achieved only for $\alpha_7 = 1$. Since the toroidal magnetic energy grows as the gravitational energy ($B_\phi^2/\mu_0 \propto \rho\Omega^2 r^2$), radial currents could heat the disk along with turbulence (α or β) for $\alpha_7 \neq 1$. But such a configuration seems very restrictive, so that we will not consider it. Henceforth we will focus only on disks with a constant radial magnetic Reynolds number.

Once $h(r) \propto r$ is set, it is straightforward to see that all the radial profiles are given as functions of the density radial profile

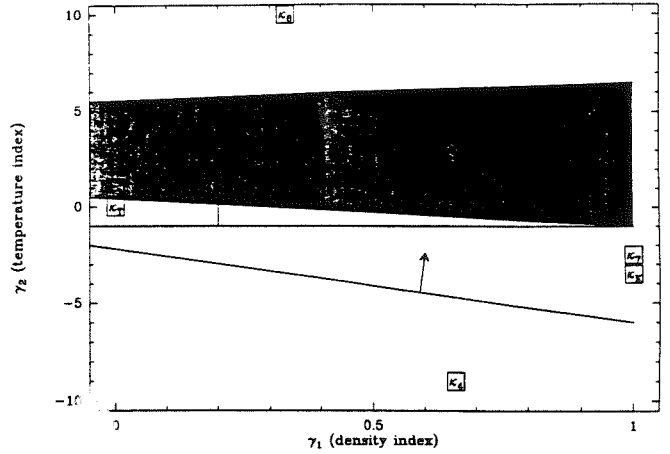


Fig. 1. MHD configurations versus opacity regimes in the gaseous pressure dominated portion of the disk. The shaded part corresponds to a region in the density-temperature exponents plane where blended disks, with both magnetic and viscous effects (α PTC disks), can set up. The two straight lines share the plane in two parts. Above the lower one PC-disks are possible while above the other upper one, TC-disks are possible. By possible, we mean MHD configurations with $0 < \beta < 2$ (or a more stringent condition), where magnetic effects alone brake and heat an accretion disk driving jets. Clearly, the opacity regime due to grains evaporation ($\bar{\kappa}_4$) cannot sustain any structure, while the disk portion where molecules are dissociated ($\bar{\kappa}_5$) seems to provide a real possibility for the settlement of accretion-ejection structures. Here, $\bar{\kappa}_T$ is the Thomson opacity due to electron scattering and $\bar{\kappa}_K$ is Kramers' opacity law

which in turn, via the power balance equation, is obtained as a function of γ_1 and γ_2 , respectively the density and temperature power law exponents of the opacity. In the inner radiative region of AGN where opacity is dominated by electron scattering, we used

$$\bar{\kappa}_T \equiv \frac{\sigma_T}{m_p}, \quad (60)$$

where σ_T is the Thomson cross section and m_p the mass proton. In the cooler outer regions supported by gas pressure (valid for both AGN and YSOs) we used

$$\bar{\kappa} \equiv \kappa_0 \rho^{\gamma_1} T^{\gamma_2}, \quad (61)$$

where γ_1 and γ_2 are given by the analytical fits made by Lin & Papaloizou (1985) of a Cox-Stewart-Alexander opacity table. Of course, these fits should not be blindly trusted, given our current lack of knowledge about the processes going on at certain physical conditions (such as those for molecules) but they provide a framework allowing us to discriminate certain configurations at different opacity regimes (see Fig. 1): bound-free and free-free opacity in the fully ionized limit ($\bar{\kappa}_7$, where temperature dependency is slightly different from Kramers' law $\bar{\kappa}_K$), H^- and molecular opacity in the partially ionized limit ($\bar{\kappa}_6$), dissociation of molecules ($\bar{\kappa}_5$), evaporation of grains ($\bar{\kappa}_4$) and grains opacity ($\bar{\kappa}_3$). Until this limit (corresponding roughly to a temperature range between 200 and 2000 K) but not further

out, the coupling between the ions and the neutrals is still high enough to apply MHD theory (Pudritz 1985).

It is noteworthy that we obtain the same exponents of all the physical quantities as those of the standard disk, if we stipulate a constant accretion rate ($1 + \alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_7 = 0$). Indeed, we find $\alpha_7 = 0$ in the radiative inner region and

$$\alpha_7 = 1 + \frac{1/2 - \gamma_2 - 3\gamma_1/2}{10 + 3\gamma_1 - 2\gamma_2} \quad (62)$$

in the gaseous pressure supported regions, giving $\alpha_7 = 21/20$ for Thomson opacity and $\alpha_7 = 9/8$ for Kramers' opacity (see Shakura & Sunyaev 1973). All gaseous MHD disks, since $h(r) \propto r$, exhibit a common feature: they have the same central temperature radial profile, namely $\alpha_6 = -1$. Thus, any observed difference on the spectral index would be due to a different behaviour of the photosphere, induced by the radial variation of the opacity or reprocessing of the radiation coming from the inner parts of the disk (and the central object in the case of YSOs).

In the next subsections we list all the MHD configurations found corresponding to TC, PC and blended disks. A whole accretion disk is composed of a set of several portions, each being one of the selected types (a standard disk being obtained when the magnetism does not play any dynamical role but is still present).

5.1. TC-disks

All viscous effects are assumed negligible compared to the magnetic braking and the relevant heating is due to the toroidal currents only. Thus, the toroidal magnetic field must be small compared to the poloidal field and the radial magnetic Reynolds number is of order unity. For $\alpha_4 > 2\beta - 3$ excellent conditions for the settlement of such a configuration are met. Namely, viscous effects (both α and β) as well as the poloidal currents decrease throughout the disk whereas the magnetic energy associated to the poloidal field increases. A constraint on its growth is then imposed by both the Keplerian and the hydrostatic equilibrium.

In the radiative inner region of AGN, a configuration is established for $\beta > 5/4$ and leads to the following radial dependencies

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= 6\beta - 9 \\ \alpha_1 &= 3\beta - 7/2 \\ \alpha_2 &= \alpha_3 = 2 - 2\beta \\ \alpha_4 &= 6\beta - 8 \\ \alpha_5 &= 3 - 2\beta \\ \alpha_6 &= \frac{3}{2}(\beta - 3/2) \end{aligned} \quad (63)$$

(see Paper 2 for its full description). In the gaseous pressure supported regions, the density scaling as

$$\alpha_4 = \frac{1 - 3\beta + \gamma_2}{\gamma_1 + 1/2}, \quad (64)$$

provides several MHD configurations with decreasing accretion rates. Indeed, the opacity regime corresponding to a fully ionized plasma ($\bar{\kappa}_T$) allows a TC-disk with $\beta < 1/2$, $\bar{\kappa}_6$ opacity provides a structure with any β , while $\bar{\kappa}_5$ and $\bar{\kappa}_3$ opacity regimes provide TC-disks if $\beta < 45/32$ and $\beta < 7/8$, respectively.

5.2. PC-disks

If the generated toroidal field becomes dynamically dominant so that it eventually heats the disk and extracts its angular momentum alone, then a PC configuration is settled. The radial magnetic Reynolds number must also be of order unity since all the angular momentum lost from the disk is carried away by the jets. Unlike the TC configuration, the conditions for the settlement of a PC-disk are rather restrictive. Indeed, for $\alpha_4 < 2\beta - 3$ the magnetic energy associated to the poloidal field decreases whereas α -viscosity effects grow up until they eventually overcome the magnetic contribution. This is not clear whether or not this is due to the α prescription itself or to the physics of the settlement of magnetized PC disks. Nevertheless, β -viscosity offers good conditions for their establishment, since for $5/4 < \beta < 3/2$ viscous effects also decrease towards the accreting object.

A radiative PC-disk is then obtained with $5/4 < \beta$ (and $\beta < 3/2$ for β viscosity) and yields the following radial dependencies

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= 1 - 2\beta \\ \alpha_1 &= 3/2 - \beta \\ \alpha_2 &= \alpha_3 = 2\beta - 3 \\ \alpha_4 &= 2 - 2\beta \\ \alpha_5 &= 2\beta - 2 \\ \alpha_6 &= \frac{1 - 2\beta}{4}. \end{aligned} \quad (65)$$

In gaseous disks (both AGN and YSOs) the density exponent

$$\alpha_4 = \frac{\gamma_2 - 2 - \beta}{\gamma_1 + 3/2}, \quad (66)$$

allows various MHD configurations according to the opacity regimes. In fact, only the region where grains evaporate ($\bar{\kappa}_4$ opacity) is forbidden for accretion-ejection engines. In the hotter gaseous supported regions of AGN, PC-disks settle with $\beta > 1$ in the Thomson opacity ($\bar{\kappa}_T$) portion, $\beta > 11/8$ in the Kramers' opacity ($\bar{\kappa}_K$) portion ($\beta > 9/8$ for $\bar{\kappa}_7$). For a H^- dominated opacity ($\bar{\kappa}_6$) usually considered in the YSOs' boundary layer, there is a solution for any β but it displays growing poloidal magnetic energy as well as toroidal currents. Moreover, the boundary layer angular velocity is certainly not Keplerian, so that this solution seems doubtful. Further out, when the opacity is due to molecules ($\bar{\kappa}_5$), a solution exists for $\beta > 45/32$ whereas for grain opacity ($\bar{\kappa}_3$) a PC-disk sets up with $\beta > 7/8$.

5.3. Blended disks

They are the most promising cases where none of the physical effects is neglected and so, magnetic fields required for ejection should be much less than in any other configuration. Moreover, since only a fraction of the disk angular momentum goes into the jets, a regime with high magnetic Reynolds number is possible. Another improvement is that the full magnetohydrostatic equilibrium can be computed without threatening self similarity. Such a configuration is achieved in the inner radiative region of AGN for turbulent shear stress proportional to either the total pressure (standard or α -disk) or the gas pressure (β -disk).

For $\beta = 5/4$ an α PTC-disk is set up, leading to the following exponents:

$$\begin{aligned}\alpha_0 &= -3/2 \\ \alpha_1 &= 1/4 \\ \alpha_2 &= \alpha_3 = -1/2 \\ \alpha_4 &= -1/2 \\ \alpha_5 &= 1/2 \\ \alpha_6 &= -3/8\end{aligned}\quad (67)$$

For $\beta = 3/2$ a β PC-disk can occur, where toroidal currents are negligible in view of both poloidal currents and β turbulent heating. Indices are found to be:

$$\begin{aligned}\alpha_0 &= -2 \\ \alpha_1 &= \alpha_2 = \alpha_3 = 0 \\ \alpha_4 &= -1 \\ \alpha_5 &= 1 \\ \alpha_6 &= -1/2\end{aligned}\quad (68)$$

Two other α PTC configurations can develop in the cooler gaseous regions of AGN or YSOs. The first one settles in the region where molecules are destroyed ($\bar{\kappa}_5$ opacity), leading to $\beta = 45/32$ and the following indices:

$$\begin{aligned}\alpha_0 &= -19/16 \\ \alpha_1 &= 13/32 \\ \alpha_2 &= \alpha_3 = -1/2 \\ \alpha_4 &= -3/16 \\ \alpha_5 &= 1/2 \\ \alpha_6 &= -1.\end{aligned}\quad (69)$$

The other one, established itself in the outermost region where metal grains dominate the opacity ($\bar{\kappa}_3$ opacity) for $\beta = 7/8$ exhibits:

$$\alpha_0 = -9/4$$

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= -1/8 \\ \alpha_2 &= \alpha_3 = -1/2 \\ \alpha_4 &= -5/4 \\ \alpha_5 &= 1/2 \\ \alpha_6 &= -1\end{aligned}\quad (70)$$

These models are then the best candidates for accretion-ejection structures around YSOs. Whether or not the first configuration would account for optical jets and the second one for slower molecular flows will deserve a future work. However, one has to consider in such objects the connection between the disk and the central star (especially for the first configuration lying close to the inner edge of the accretion disk). Since the Keplerian velocity of the matter inside the disk is much greater than the observed rotation velocity of the star (see e.g. Bouvier 1991), there must be a region of smooth connection between the disk and the star. Therefore, the analysis made here does not apply for such a region. A priori, if the stellar magnetic field is not dynamically relevant, then a boundary layer treatment like Bertout & Regev (1992) seems to be appropriate; but if it is significant, reconnection between the stellar field (Ghosh & Lamb 1979a, 1979b; Konigl 1991) and the disk field must be considered.

6. Conclusion

Several important general properties of magnetized accretion-ejection structures rised in this preliminary investigation. Let us summarize the main points:

i) The magnetic field can both extract the angular momentum and heat the disk by turbulent Ohmic dissipation alone. However, it requires a magnetic Reynolds number of order unity and thus, straight poloidal field lines in order to maintain the thin disk assumption.

ii) When the magnetic field fulfils the above requirement in a geometrically thick torus, the bending of the field lines generates a large toroidal field leading to a rough equipartition between the gravitational, magnetic and thermal energies.

iii) For large magnetic Reynolds number, a strong bending of the field lines is possible with a thin disk if another process for extracting angular momentum is also at work, namely a turbulent viscous shear stress.

iv) An interesting scaling law has been exhibited for the required turbulent magnetic diffusivity, namely

$$\nu_m = \alpha_m V_A h,$$

where the characteristic turbulent velocity is the poloidal Alfvén velocity V_A and the characteristic correlation length is the scale height of the disk. Such diffusivity could be generated by an Alfvénic turbulence, constrained by an organized magnetic field. The important issues of transport theory (viscosity, thermal and magnetic diffusivities, resistivity...) in magnetized

disks remain to be investigated but should lead to a similar scaling. In the case of YSOs, it turns out that ambipolar diffusion is unable to reach such level of dissipation in all the regions where we expect an outflow.

v) The liberated power, which is shared into radiative losses from the disk and the kinetic power supplied to the jets, is independent of the magnetic field strength. This is a consequence of the quasi-Keplerian assumption, together with the angular momentum extraction as the main energy loss. Thus, the magnetic field acts mostly by changing toroidal motion into poloidal motion.

vi) If both the disk and the jets can be described by the same similarity law, then we can calculate the lever arm of the magnetic braking torque. This is also approximately true when the Alfvén surface is in the vicinity of the accretion disk. The Alfvén radius of a field line anchored in the disk at r_0 is therefore necessarily greater than $\sqrt{\frac{3}{2}}r_0$. We found a reasonable condition for the enthalpy at the disk surface to get a trans-Alfvénic flow, in the case where jets extract all the angular momentum from the disk.

vii) We found out a wide class of self-similar solutions that hold for both the accretion disk and its jets. They lead to a situation where all the physical processes at work in the disk are relevant. This is achieved for a magnetic Reynolds number constant throughout the disk midplane. In this context, it is shown that Blandford & Payne (1982) self-similar wind solution is a limit for which the accretion rate would be exactly constant and thus, is never reached. MHD configurations, where jets extract all the angular momentum from the disk while viscous stresses are negligible, are possible but the overall structure cannot be self-similar.

viii) There are two different kinds of disks where magnetism largely overcomes turbulent viscosity. Disks thread and heated mainly by toroidal currents (TC-disks) display an excellent consistency and, therefore, are good candidates (see Paper 2 for a radiative TC-disk). PC-disks, where relevant currents are poloidal, are more stringent and the question of their viability, although doubtful, is not yet assessed. For both structures, all the liberated power goes mainly in the MHD Poynting flux and the disk luminosity is a tiny fraction of it.

ix) After examination of the various opacities, it turns out that only three blended MHD configurations (α PTC-disks) are possible:

- first, in the innermost radiative part of AGN (with the Shakura-Sunyaev viscosity prescription exclusively);
- second, in the metal grains opacity dominated region of YSOs disks ($200 \lesssim T \lesssim 2000$ K);
- third, in the inner “hot” ($3000 \lesssim T \lesssim 4000$ K) molecular opacity region of YSOs disks.

They are the most promising classes for accretion-ejection structures and their complete treatment will deserve a further issue (Ferreira et al. 1993). Turbulent viscous and magnetic stresses acting on the disk allow accretion onto the central object while the presence of bent opened magnetic field lines provides a natural way for ejection. All these structures eject at a rate that is

a sizable fraction of their accretion rate and therefore, exhibit a significant luminosity.

Acknowledgements. We are grateful to Ralph Pudritz, Sylvie Cabrit and Claude Bertout for stimulating discussions and useful comments.

References

- Balbus, A.S., Hawley, J.F., 1991, *ApJ*, 376, 214
 Bertout, C., Regev, O., 1992, *ApJ*, 399, L163
 Beskin, V., 1991, in J. Roland, H. Sol and G. Pelletier (eds.), *Proc. I.A.P. coll., Extragalactic Radio Sources: From Beams to Jets*, Cambridge Univ. press
 Blandford, R.D., Payne, D.G., 1982, *MNRAS*, 199, 883
 Blandford, R.D., Znajek, R.L., 1977, *MNRAS*, 179, 433
 Bouvier, J., 1991, in S. Catalano and J.R. Stauffer (eds.) *Angular Momentum Evolution of Young Stars*, Kluwer publ., Dordrecht
 Burm, H., 1985, *A&A*, 143, 389
 Camenzind, M., 1986, *A&A*, 156, 137
 Camenzind, M., 1990, in *Rev. in Modern Astr.*, Springer-Verlag, Berlin
 Coroniti, F.V., 1981, *ApJ*, 244, 587
 Ferreira, J., Pelletier, G., 1993b, *A&A*, submitted (Paper 2)
 Ferreira, J., Rosso, F., Pelletier, G., 1993, *A&A*, in preparation
 Fraix-Burnet, D., 1992, *A&A*, 259, 445
 Ghosh, P., Lamb, F.K., 1979a, *ApJ*, 232, 259
 Ghosh, P., Lamb, F.K., 1979b, *ApJ*, 234, 296
 Khanna, R., Camenzind, M., 1992, *A&A*, 263, 401
 Konigl, A., 1989, *ApJ*, 342, 208
 Konigl, A., 1991, *ApJ*, 370, L39
 Lin, D.N.C., Papaloizou, J., 1985, in *Protostars and Planets*, vol. 2, D.C. Black and M.S. Matthews (eds.), p981-1072
 Lovelace, R.V.E., Wang, J.C.L., Sulkanen, M.E., 1987, *ApJ*, 315, 504
 Novikov, I.D., Thorne, K.S., 1973, in: C. Dewitt, B. Dewitt (eds.), *Les Astres Occlus*, Les Houches, Gordon and Breach, New York
 Pelletier, G., Pudritz, R.E., 1990, in C. Bertout, S. Collin-Souffrin, J.P. Lasota and J. Tran Thanh Van (eds.) *Proc. I.A.P. coll., Structure and Emission Properties of Accretion Disks*, *Frontieres*
 Pelletier, G., Pudritz, R.E., Ferreira, J., Rosso, F., 1991, in J. Roland, H. Sol and G. Pelletier (eds.), *Proc. I.A.P. coll., Extragalactic Radio Sources: From Beams to Jets*, Cambridge Univ. press
 Pelletier, G., Pudritz, R.E., 1992, *ApJ*, 394, 117
 Pelletier, G., Roland, J., 1986, *A&A*, 163, 9
 Pringle, J.E., Rees, M.J., 1972, *A&A*, 21, 1
 Pudritz, R.E., 1985, *ApJ*, 293, 216
 Pudritz, R.E., 1986, *PASP*, 98, 709
 Sakimoto, P.J., Coroniti, F.V., 1981, *ApJ*, 247, 19
 Sakimoto, P.J., Coroniti, F.V., 1989, *ApJ*, 342, 49
 Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., 1973, *A&A*, 24, 337
 Stella, L., Rosner, R., 1984, *ApJ*, 277, 312
 Stepinsky, T.F., Levy, E.H., 1991, *ApJ*, 379, 343
 Tagger, M., Pellat, R., Coroniti, F., 1992, *ApJ*, 393, 708
 Wang, J.C.L., Sulkanen, M.E., Lovelace, R.V.E., 1990, *ApJ*, 355, 38
 Wang, J.C.L., Sulkanen, M.E., Lovelace, R.V.E., 1992, *ApJ*, 390, 46

Magnetized accretion-ejection structures

II. Magnetic channeling around compact objects

Jonathan Ferreira and Guy Pelletier

Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, B.P. 53X, F-38041 Grenoble Cedex, France

Received July 22, 1992; accepted April 19, 1993

Abstract. We describe self-consistently the structure of a magnetized accretion disk driving jets that extract all its angular momentum, without any viscous effect. It concerns the inner part of an accretion disk, having a Thomson opacity and supported by radiation pressure. This class is characterised by an important toroidal current due to the concentration of the poloidal field dragged by the accretion flow. It is demonstrated that this structure displays jets, even without corona, that can become trans-Alfvénic. The engine works with reasonable orders of magnitude of the physical parameters. Most of the accretion flow is rerouted in the jets at a rate that exceeds the Eddington rate; in fact the Eddington luminosity and accretion rate are not limits any more in these structures, but merely fiducial quantities.

Key words: accretion, accretion disks – Magnetohydrodynamics (MHD) – black hole physics – galaxies: jets – galaxies: nuclei

1. Introduction

In Ferreira & Pelletier (1993a, hereafter Paper 1) we described the general properties of magnetized accretion-ejection structures. An accretion disk is thread by opened magnetic field lines that have been dragged and concentrated from an outer disk. These field lines resist to the shear due to the disk differential rotation, by extracting angular momentum from the disk. Moreover, their magnetohydrodynamic (hereafter MHD) Poynting flux centrifugally propels a disk wind, that eventually becomes super-Alfvénic. In the jet, matter rotates at a velocity different from that of the magnetic field lines; this differential rotation develops an increasing toroidal component of the frozen in field. This leads to a natural self-collimation of the MHD jets. Since the MHD angular momentum extraction controls the accretion rate, accretion and ejection are therefore intricate and cannot be understood separately. However, it has been shown that blended disks where both magnetic and viscous effects are relevant, are

possible, as well as disks where magnetism dominates the structure. In the latter case, jets extract all the angular momentum from a geometrically thin disk, requiring then a straight magnetic structure inside the disk. Indeed, there must be a magnetic diffusivity in the disk such that the magnetic Reynolds number is of order unity. This resistivity, due to a turbulence of Alfvén waves (see Paper 1), allows the plasma to pass through the poloidal field lines, thus providing the accretion motion. We assume that the required level of turbulence is achieved but no *ad hoc* prescription has been made, like in a standard disk (Shakura & Sunyaev 1973). In this paper we present the full description a radiative TC-disk. Such a MHD configuration is established at the inner radiative region (dominated by Thomson opacity) of an accretion disk around a black hole. It is characterized by a straight poloidal field, giving rise to an important toroidal current that heats the disk by Ohmic dissipation. Moreover, all viscous effects are negligible and the disk angular momentum is carried away by the two jets. As the full set of equations of a stationary, Keplerian, optically thick and geometrically thin accretion disk is described in Paper 1, we will not write them here. They are solved by looking for self-similar solutions which, after reducing all the quantities with respect to their value at the disk external radius r_e (defined as the radius of the last opened field line), allows us to form the relevant parameters for these engines. In Paper 1, we extensively described the set of parameters provided by such structures. Nevertheless, we list them here for a more pleasant reading:

$$\epsilon = \frac{h_e}{r_e} \quad \text{disk thickness}$$

$$\epsilon_m = \frac{h_e}{l_e} \quad \text{field lines bending}$$

$$\chi = \frac{V_A}{\Omega r}(r_e, 0) \quad \text{magnetic strength}$$

$$q = -\frac{h}{B_z} \frac{\partial B_\phi}{\partial z}(r_e, 0) \quad \text{shear and poloidal current}$$

$$\mathcal{R}_m = 2 - \beta + \frac{\epsilon_m^2}{\beta \epsilon^2} \quad \text{magnetic Reynolds number}$$

Send offprint requests to: J. Ferreira

$$\Lambda = \frac{q\chi^2}{(6\beta - 7)\epsilon^3} \frac{p_{tot}}{-\tau_{ro}} \Big|_{r_e} \quad \text{magnetic braking versus viscous torque}$$

$$\Gamma = \frac{3}{4\beta} \mathcal{R}_m \frac{\epsilon_m^2 \epsilon^2}{q^2 \chi^2} \quad \text{toroidal field induction efficiency}$$

These parameters are constrained by the conditions that a radiative TC-disk must fulfil, namely the requirements of a Keplerian rotation, hydrostatic equilibrium, magnetic braking ($\Lambda \gg 1$), dominant toroidal currents, subsonic and subAlfvénic accretion flow. Furthermore, excellent conditions are met for the settlement of the TC-disk configuration when the index β of the magnetic flux across the disk is greater than 5/4. Indeed, for such a poloidal magnetic flux variation, the turbulent viscous shear stress as well as the poloidal current become more and more negligible as one goes towards the central engine, thus increasing the relevance of the TC regime. We set then $\beta = 5/4 + \xi$ with $0 < \xi < 3/4$.

All these constraints together with the requirement of ejection (coming from the study of the vertical structure) will allow us to get the values of the disk physical quantities. Indeed, the vertical structure depends strongly on the way the radial balance is achieved (mostly through Γ). Radial and vertical structures are thus completely entwined and cannot be solved separately.

In Sect. 2, the boundary conditions at the external disk radius necessary for the establishment of a TC-disk are investigated. The vertical structure is then analyzed in details in Sect. 3 and the production of jets is demonstrated under suitable conditions. The emitted continuum spectrum is computed in Sect. 4 and mass and energy fluxes are estimated in terms of the magnetic field strength in Sect. 5, where an overall picture of the engine is designed.

2. Radiative TC-disk boundary conditions

A TC-disk arises when magnetism is sufficiently enhanced that the stiffened poloidal structure dominates the disk dynamics. However, it cannot be so large that the magnetic field lines tension and magnetic pressure would perturb the radial balance between the centrifugal and the gravitational forces, and would lead to a non Keplerian rotation (Heyvaerts & Priest 1989). The ratio of the tension effect to the gravitational attraction measures the magnitude of the poloidal magnetic energy in relation to the gravitational energy, namely

$$\mathcal{R}_K = \mathcal{R}_m \chi^2 (r/r_e)^{-4\xi}. \quad (1)$$

Thus, even if the poloidal field dominates the structure at the outer radius of the field, the growing poloidal magnetic energy must still be negligible at the inner radius (i.e., $\mathcal{R}_K(r_i) \ll 1$). Besides, in order to have a negligible toroidal magnetic pressure, $q^2 \chi^2 \ll 1$ must be verified.

Since the magnetic pressure associated to the toroidal field scales as the total pressure, only the pinching effect due to B_r can eventually threaten the hydrostatic equilibrium between the pressure gradient and the gravitational attraction. Indeed, if we

form the ratio of the magnetic to the pressure terms present in the vertical balance equation, namely

$$\mathcal{R}_{eq} = \frac{q^2 \chi^2}{\epsilon^2} + \frac{\mathcal{R}_m \epsilon_m^2}{\beta \epsilon^2} \chi^2 \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-4\xi}. \quad (2)$$

we see that if the toroidal magnetic pressure is small enough in order to not perturbate the hydrostatic equilibrium (namely $q^2 \chi^2 \ll \epsilon^2$), then it is no threat for the Keplerian rotation. As for the Keplerian requirement, the poloidal tension term must still be smaller than unity at r_i . This is the main limitation to the TC-disk configuration, since it requires a rather small χ although it dominates the other physical processes. From the expression of the magnetic Reynolds number, we get

$$\frac{\epsilon_m}{\epsilon} = \sqrt{\beta \mathcal{R}_m \left(1 + \frac{\beta - 2}{\mathcal{R}_m} \right)}, \quad (3)$$

implying that the bigger \mathcal{R}_m , the larger the poloidal tension term. For $\mathcal{R}_m \sim 1$ and $\mathcal{R}_K(r_i) \simeq 10^{-2}$, leading to perturbations to the Keplerian rotation as well as to the hydrostatic equilibrium, due to the poloidal magnetic energy, of order one per cent, the magnetic strength must be of order

$$\chi \simeq 10^{-1} \left(\frac{r_e}{r_i} \right)^{-2\xi}. \quad (4)$$

A TC-disk is characterized by dominant toroidal currents, a situation which is achieved if the magnetic structure is very straight. Indeed, the poloidal to the toroidal currents ratio

$$\mathcal{R}_J = \frac{q^2}{\mathcal{R}_m^2 \epsilon^2} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{4\xi}, \quad (5)$$

shows that, once the poloidal currents are negligible, they become smaller and smaller as one goes to the inner radius of the disk. If we set that a full TC-disk structure settles when this ratio is of order 10^{-2} , then the shear parameter must satisfy

$$q \simeq 10^{-1} \epsilon. \quad (6)$$

In the next section, we will see that in order to get ejection from an optically thick, geometrically thin disk, the key parameter Γ , arising in the toroidal field induction equation, must be of order unity. This is a constraint to the disk thickness or, more precisely, to the ratio ϵ_m/ϵ :

$$\Gamma \simeq \mathcal{R}_m \frac{\epsilon_m^2}{\beta \epsilon^2} \left(\frac{\epsilon^2}{q\chi} \right)^2. \quad (7)$$

Indeed, for a magnetic Reynolds number of order unity, $\Gamma \simeq 1$ leads to a thickness parameter of order

$$\epsilon \simeq 10^{-1} \chi, \quad (8)$$

providing naturally negligible toroidal magnetic pressure. Since ϵ must be smaller than χ , TC-disks cannot have a large radial extension (unless the disk is tremendously thin). As a consequence,

it is straightforward to see that TC-disks display subsonic and sub-Alfvénic accretion flow, namely

$$\mathcal{M}_{Se} = \frac{U_e}{C_{Se}} \simeq 2\chi \quad (9)$$

$$\mathcal{M}_{Ae} = \frac{U_e}{V_{Ae}} \simeq 0.2\chi. \quad (10)$$

Under the above conditions, viscous effects, namely the turbulent shear stress extracting angular momentum from the inner radius to infinity and the heating of the disk resulting from this friction, are negligible in comparison with magnetic effects. Indeed, the ratio \mathcal{E} of the turbulent shear stress to the magnetic brake as well as the ratio \mathcal{H} of the viscous heating term to the toroidal Joule term are (for Shakura-Sunyaev α viscosity)

$$\mathcal{E}_\alpha = \Lambda^{-1} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{2\xi} \quad (11)$$

$$\mathcal{H}_\alpha = \frac{3\Lambda^{-1}}{2\mathcal{R}_m\chi^2} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{6\xi}. \quad (12)$$

Thus, although viscous heating is more difficult to neglect than the viscous torque, for an α parameter such that

$$\alpha \ll 10^{-1} \left(\frac{r_e}{r_i} \right)^{-2\xi}, \quad (13)$$

the TC-disk configuration is valid. It can be seen that here also, the constraint of a small radial extension arises for consistency of the model. If the viscosity is due to small scale magnetic flux tubes, sheared inside the disk and allowing the transfer of angular momentum between two nearby radii (Coroniti 1981; Sakimoto & Coroniti 1981, 1989; Stella & Rosner 1984; Burn 1985), the turbulent shear stress would presumably scale as the gaseous pressure rather than the total pressure. Indeed, such process would be limited by buoyancy that would expell the flux tubes to the disk surface. Thus, this β -viscosity would provide even more negligible effects in the radiation supported region (moreover, the above ratio decreases even quicker towards the central engine). Namely,

$$\alpha\mathcal{R}_p \ll 10^{-1} \left(\frac{r_e}{r_i} \right)^{-2\xi}, \quad (14)$$

with $\mathcal{R}_p = p_{gas}(r_e, 0)/p_{rad}(r_e, 0) \ll 1$, gives rise to viscous effects largely overcome by magnetism.

The upper limit on the disk outer edge corresponds to the outermost radius at which the ratio of gaseous to radiation pressure, that is

$$\mathcal{R}_p = Q^{3/4} \mathcal{R}_m^{-1/4} \epsilon^{-5/4} q^{-1/4} \chi^{-1} \left(\frac{r_e}{r_*} \right)^{5/8}, \quad (15)$$

becomes of order unity, where

$$Q = \left(\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{k_B^4}{a_s \sigma_T r_*} \right)^{1/3} \frac{1}{(m_p \Omega_*^2 r_*^2)} \simeq 2.67 \cdot 10^{-7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/3}$$

and $r_* = 3r_g$ is the last stable circular orbit around the black hole. So, we get

$$\frac{r_e}{r_*} \leq Q^{-6/5} \mathcal{R}_m^{2/5} \epsilon^2 q^{2/5} \chi^{8/5}. \quad (16)$$

We define the following fiducial values of the parameters: $\chi = 10^{-1} \bar{\chi}$, $\epsilon = 10^{-2} \bar{\epsilon}$, $q = 10^{-3} \bar{q}$, $r_e/r_i = 10 \bar{r}_e$ and the black hole mass $M = \bar{m} M_\odot$. Then, the above upper limit for the external radius r_e is approximatively

$$\frac{r_e}{r_*} \lesssim 10 \left(\bar{\chi}^8 \bar{\epsilon}^{12} \bar{m}^2 \right)^{1/5}, \quad (17)$$

which, for a 10^8 solar masses black hole, gives a validity domain around 10^4 . Now, a radiative TC configuration settles when viscosity is small and the magnetic diffusivity is such that the poloidal field is largely dominant. Moreover, such effects become more and more negligible in view of the growing poloidal magnetic energy. Thus, if the conditions for its settlement are ever met, a radiative TC-disk covers the inner part of an AGN (namely, $r_i = r_*$). Since its radial extension cannot be too large, another kind of accretion region lies outside the TC configuration. AGN where radiative TC-disks are established have a jet forming region around $10r_*$.

Estimates of the boundary values of the numerical density ($n = \rho/m_p$), temperature and magnetic field are achieved by combining all of the above numbers with the power balance equation, and lead to

$$\frac{n_e}{n_*} = \mathcal{R}_m^{-1} \epsilon q^{-1} \chi^{-4} \left(\frac{r_e}{r_*} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\frac{T_e}{T_*} = \mathcal{R}_m^{-\frac{1}{4}} \epsilon^{\frac{1}{4}} q^{-\frac{1}{4}} \chi^{-1} \left(\frac{r_e}{r_*} \right)^{-\frac{3}{8}} \quad (18)$$

$$\frac{B_e}{B_*} = \frac{\mathcal{R}_m^{-\frac{1}{2}}}{\beta} \epsilon^{\frac{1}{2}} q^{-\frac{1}{2}} \chi^{-1} \left(\frac{r_e}{r_*} \right)^{-\frac{3}{4}},$$

where we introduced the fiducial quantities ($\Omega_* = (GM/r_*^3)^{1/2}$)

$$n_* = \sqrt{\frac{3}{2}} (\sigma_T r_*)^{-1} \simeq 2.08 \bar{m}^{-1} 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_* = \left(\frac{m_p n_* \Omega_*^2 r_*^2}{a_s} \right)^{1/4} \simeq 2.13 \bar{m}^{-1/4} 10^7 \text{ K}$$

$$B_* = (\mu_0 m_p n_*)^{1/2} \Omega_* r_* \simeq 8.10 \bar{m}^{-1/2} 10^7 \text{ Gauss}.$$

It can then be seen that for a stellar mass black hole, density, temperature and magnetic field are much larger than for galactic black holes and that high magnetic Reynolds numbers allow lower magnetic field values leading to less dense disks.

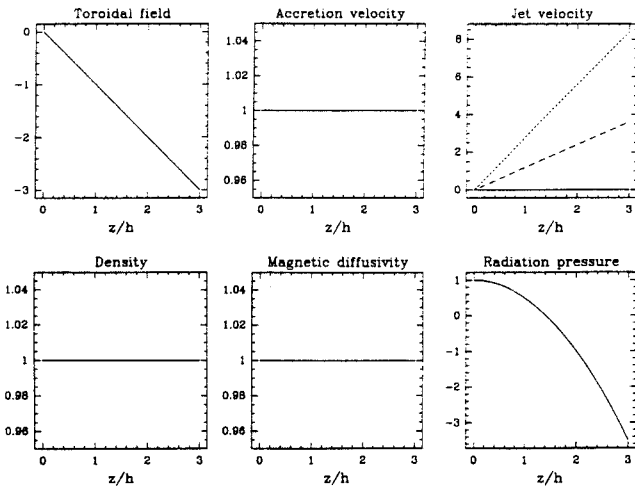


Fig. 1. Vertical profiles when poloidal field lines are straight ($\varepsilon_m = 0$) and advection terms neglected ($\epsilon = 0$), obtained for various values of ξ : $\xi = 10^{-3}$ (solid curve); $\xi = 0.3$ (dashed curve); $\xi = 0.7$ (dotted line)

3. Vertical profiles and origin of the jets

Self-similarity allows us to separate the radial from the vertical dependencies. We looked for the following solutions (the radial dependency has been already solved in Paper 1):

i) $\psi(r, z) \simeq \left(\frac{r}{r_e}\right)^\beta \left(1 - \varepsilon_m^2 \frac{x^2}{2}\right)$ for the Taylor expansion of the poloidal magnetic flux.

ii) $p(r, z) = P_e(r/r_e)^{6\beta-9} f_0(x)$, where f_0 is an even function such that $f_0(0) = 1$.

iii) $b(r, z) = r_e B_{\phi e}(r/r_e)^{3\beta-7/2} f_1(x)$, where f_1 is an odd function.

iv) $u_r(r, z) = -U_e(r/r_e)^{2-2\beta} f_2(x)$, where f_2 is an even function such that $f_2(0) = 1$.

v) $u_z(r, z) = V_e(r/r_e)^{2-2\beta} f_3(x)$, where f_3 is an odd function.

vi) $\rho(r, z) = \rho_e(r/r_e)^{6\beta-8} f_4(x)$, where f_4 is an even function such that $f_4(0) = 1$.

vii) $\nu_m = \nu_e(r/r_e)^{3-2\beta} m(x)$, where m is an even function such that $m(0) = 1$.

viii) $T(r, z) = T_e(r/r_e)^{\frac{1}{2}(\beta-3/2)} f_6(x)$, where f_6 is an even function such that $f_6(0) = 1$.

where $x = z/h(r)$, $h(r)$ is the half-width of the disk, verifying $h(r) = \epsilon r$. Thus, we obtain the following equations for the TC-disk vertical structure:

– B_p diffusion

$$m(1 + \varepsilon_m^2 k_4 x^2) = f_2(1 + \varepsilon_m^2 k_2 x^2) + \varepsilon_m^2 k_3 x \bar{f}_3 \quad (19)$$

– B_ϕ induction

$$(m f_1')' = \Gamma x + \varepsilon^2 \mathcal{R}_m ((f_1 \bar{f}_3)' + x(f_1 f_2)' + k_1 f_1 f_2) \quad (20)$$

– Mass conservation

$$(4\beta - 5) f_4 f_2 = (f_4 \bar{f}_3)' + x(f_4 f_2)' \quad (21)$$

– Angular momentum extraction

$$f_4 f_2 = -f_1'(1 - \varepsilon_m^2 \frac{x^2}{2}) + \varepsilon_m^2 k_5 x f_1 \quad (22)$$

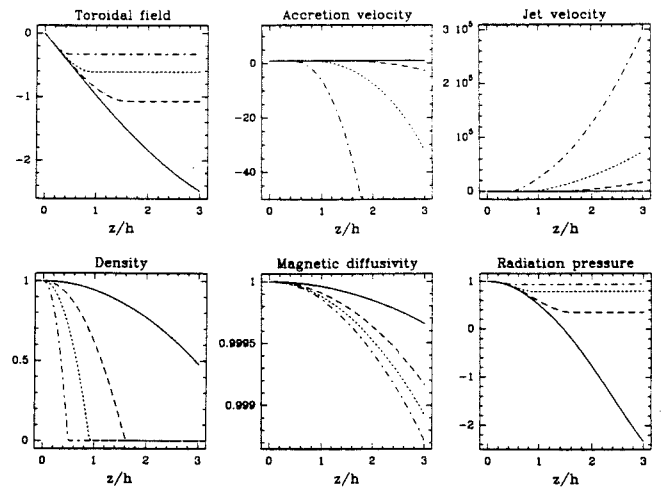


Fig. 2. Vertical profiles for bent field lines for $\xi = 10^{-3}$ and different values of Γ . We used $q\chi = \epsilon^2$ so that Γ is an increasing function of ε_m/ϵ (or \mathcal{R}_m) only. As ε_m/ϵ increases, ejection becomes more violent and the disk denseless. The solid curve is obtained for $\varepsilon_m = \epsilon/2$ providing $\Gamma \simeq 0.1$, the dashed for $\varepsilon_m = \epsilon$ ($\Gamma \simeq 0.7$), the dotted for $\varepsilon_m = \sqrt{2}\epsilon$ ($\Gamma \simeq 2.4$) and the last for $\varepsilon_m = 2\epsilon$ ($\Gamma \simeq 8$)

– Hydrostatic equilibrium

$$f_0' = -x f_4 \quad (23)$$

– Turbulent Ohmic heating

$$m = (1 + \varepsilon_m^2 k_4 x^2)^{-2}, \quad (24)$$

where the prime denotes differentiation with respect to x , $\bar{f}_3 = (4\beta - 5)f_3$ (note that $u_z = \epsilon U_e(r/r_e)^{2-2\beta} \bar{f}_3$) and $k_1 = \frac{5}{2} - \beta$, $k_2 = \frac{1}{\beta} - \frac{1}{2}$, $k_3 = \frac{1}{\beta}$, $k_4 = \frac{(2-3)(4-\beta)}{2\beta \mathcal{R}_m}$, $k_5 = \frac{7-6\beta}{2\beta}$.

In fact, the vertical variation of the magnetic diffusivity should be given by a theory of MHD turbulence in an accretion disk. Indeed, by doing an expansion of the flux function $\psi(r, z)$, one unknown of the problem was substituted by a parameter, namely ε_m . However, by this mean we got an interesting feature of the magnetic diffusivity: it must have the same scale height of variation than the poloidal magnetic flux $\psi(r, z)$. Two important cases arise when we consider the above equations:

i) $\varepsilon_m = 0$, corresponding to the limit where there is no bending at all of the poloidal field lines,

ii) $\varepsilon_m \sim \epsilon$ smaller than unity.

3.1. The disk as a resistive sheet

If we set $\varepsilon_m = 0$ in the vertical equations derived above and neglect the toroidal field advection terms (basically setting $\epsilon = 0$), a much simplified set of equations which can be analytically solved are obtained

$$f_0 = 1 - \frac{x^2}{2} \quad (25)$$

$$f_2 = f_4 = m = 1 \quad (26)$$

$$f_1 = -x \quad (27)$$

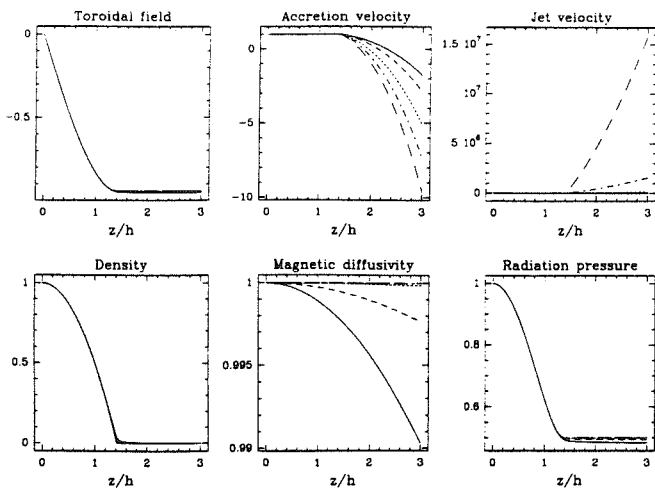


Fig. 3. Vertical profiles for bent field lines, obtained for $\Gamma = 1$ and $\mathcal{R}_m = 1$, the other disk parameters being computed: $\xi = 10^{-3}$ provides $\chi \simeq 0.2$, $\epsilon \simeq 0.05$, $\epsilon_m \simeq 0.03$ (solid curve); $\xi = 0.1$ gives $\chi \simeq 0.1$, $\epsilon \simeq 0.02$, $\epsilon_m \simeq 0.01$ (dashed curve); for $\xi = 0.3$, $\chi \simeq 0.04$, $\epsilon \simeq 5.3 \cdot 10^{-3}$, $\epsilon_m \simeq 4.8 \cdot 10^{-3}$ (dotted curve); $\xi = 0.5$, $\chi \simeq 1.1 \cdot 10^{-2}$, $\epsilon \simeq 1.5 \cdot 10^{-3}$, $\epsilon_m \simeq 1.8 \cdot 10^{-3}$ (dash-dotted curve), $\xi = 0.7$, $\chi \simeq 4 \cdot 10^{-3}$, $\epsilon \simeq 4.8 \cdot 10^{-4}$, $\epsilon_m \simeq 6.6 \cdot 10^{-4}$ (long-dashed curve). Note that the real value of the jet velocity is given by multiplying the above numerical result with the radial estimates (see Sect. 5)

$$\bar{f}_3 = (4\beta - 5)x. \quad (28)$$

Even though some features are quite similar to what would provide a crude vertically averaged standard disk structure, namely constant accretion velocity, magnetic diffusivity and density, a basic difference exists (Fig. 1). There is no convergence motion to the midplane but instead, a vertical velocity tending to (already) expell the plasma out. But this does not constitute a jet since the velocity is still directed towards the black hole (namely, $f_2 > 0$). This situation is similar to a huge Barlow wheel, with vertical field lines extracting angular momentum by a tension effect and transferring it to a vertical motion of the plasma, but still attracted by the central engine. Another important effect is the magnetic diffusivity not diminishing with the altitude. For a jet to exist, the plasma should be more and more frozen in the magnetic field lines. By this way, the upper denseless part of the disk would thus be able to escape the streaming flow below and be ejected out. This points out to the fact that the disk behaves like a resistive sheet with no thickness. The obtained profiles should be in fact a kind of enlargement of what is happening near the midplane. It is interesting to note that at zeroth order on ϵ_m , the vertical velocity profile depends strongly on $\beta = 5/4 + \xi$: for β close to $5/4$ (for which an α PTC-disk settles, see Paper 1) there is almost no vertical motion whereas it is important for β close to 2 (a poloidal magnetic field almost constant with the radius).

Obviously, this very straight magnetic configuration cannot describe an accretion-ejection structure. If the magnetic term $J_r B_z$ can effectively brake the disk, there must be a significant bending of the field lines ($\epsilon_m \neq 0$, describing the term $J_z B_r$),

implying therefore a decrease of the magnetic diffusivity in order to supply ejection.

3.2. Matching the disk with the jet: numerical resolution

The key parameter for ejection seems then to be Γ , since for $\Gamma \neq 0$ jets are obtained (see Figs. 2 and 3). However this is achieved only if a real matching between the resistive disk and the ideal MHD jet region is performed, namely allowing a non-zero ϵ_m . In Sect. 5 we will show that our treatment provides effectively a transition between these two regions. How large Γ must be? The centrifugal force arises from an MHD Poynting flux due to the induced toroidal field. The machine needs then an efficient rate of induction to propel the plasma out. Such efficiency is reached if the building up of toroidal from poloidal field, by twisting the magnetic structure, has the same time scale as the field diffusion. This is measured by Γ being of order unity. If it is much smaller or much greater than unity, then an inconsistency results (see Fig. 2). For Γ smaller than unity, the MHD Poynting flux is not large enough to eject out the plasma, which is just blew off from direct accretion. When $\Gamma > 1$ ejection is very efficient but as the density decreases rapidly, the disk turns optically thin in the region where the plasma is ejected. The black body approximation made here does not apply anymore and the full treatment of an optically thin corona should be done. Thus, the consistent treatment of the optically thick resistive disk feeding MHD ideal jets can be done only with $\Gamma \simeq 1$.

We solved numerically (Fig. 3) the set of equations by fixing $\mathcal{R}_m = 1$ and $\Gamma = 1$. Thus q , χ , ϵ and ϵ_m are calculated as functions of ξ only (for $r_e = 10r_i$, $\mathcal{R}_K(r_i) = \mathcal{R}_J(r_e) \simeq 10^{-2}$). By this way, we calculate the physical parameters (and in particular the accretion rate) that allow ejection for a given magnetic structure (ξ). There must be then a sort of feedback between the magnetic structure and the accretion flow. It can be seen that once $\Gamma = 1$ is set, the vertical profiles of the toroidal field, density and radiation pressure are quite independent of ξ , whereas the velocity profiles are strongly dependent. The closer β is to 2, the more efficiently the disk ejects the plasma.

4. Temperature profiles and emitted spectrum

4.1. Central and photospheric temperatures

The TC-disk model gives rise to a central temperature scaling as $r^{-\frac{3}{8}(1-4\xi)}$, which, for ξ small compared to unity, is nearly the same law as the Shakura-Sunyaev model (or the radiative α PTC-disk, see Paper 1). But the standard model exhibits in the radiative case a constant disk thickness with the radius. Thus, neglecting the vertical motions leads to a different behaviour of the photosphere than the one we found. Indeed, the photosphere, which is the surface from where most of the radiation is emitted, can exhibit a nonlinear variation with the radius according to the way the plasma is distributed into the disk. Thus, a pronounced variation of the "real" surface of the disk will provide an effective temperature at the photospheric layer scaling differently from the central one. Effectively, the standard model yields a photospheric temperature scaling as $r^{-\frac{1}{2}}$, naturally obtained if

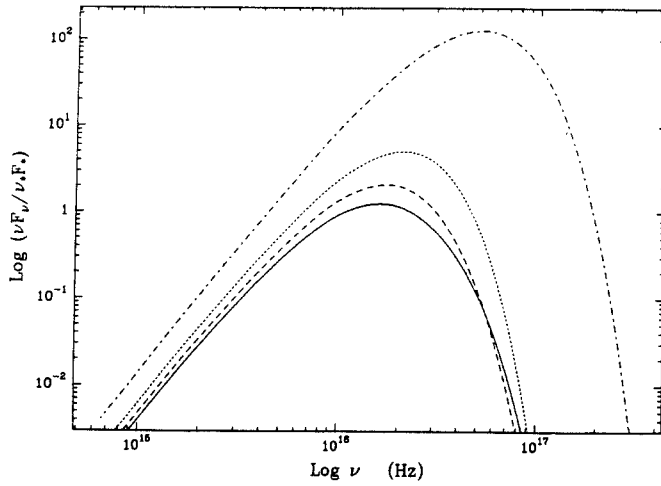


Fig. 4. Contribution from a TC-disk around a $10^8 M_\odot$ black hole to the continuum emission of an AGN, for different values of ξ : $\xi = 10^{-3}$ (solid curve), $\xi = 0.1$ (dashed curve), $\xi = 0.25$ (dotted curve) and $\xi = 0.75$ (dash-dotted curve). For $\xi = 0.25$ the temperature profile is a constant leading to a perfect black body spectrum. Note that these spectra were not computed for a constant accretion rate, but rather under the assumption of ejection ($\Gamma = 1$). Thus, the disk temperature as well as the accretion rate change with the magnetic configuration (ξ)

all the available power is radiated away by the disk. Therefore, we can expect from an accretion-ejection structure to display a different scaling.

The photosphere is roughly defined by $\tau = 2/3$, where the optical depth τ is evaluated by

$$\tau(r, z) = \int_x^\infty \bar{\kappa} \rho h dx. \quad (29)$$

For a TC-disk, the optical depth expresses as

$$\tau(r, z) = \tau_e \left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{2} + 6\xi} \int_x^\infty f_4 dx, \quad (30)$$

where

$$\tau_e = \sqrt{\frac{3}{2}} \mathcal{R}_m^{-1} \frac{\epsilon^2}{q \chi^4} \left(\frac{r_e}{r_*} \right)^{1/2} \simeq 3.8 \cdot 10^3 \epsilon^2 \bar{q}^{-1} \bar{\chi}^{-4} \bar{r}_e^{1/2}.$$

So, since $\tau \propto \chi^{-3}$, for large χ the optical depth decreases. It seems then that such magnetized accretion disks tend to be less opaque as the magnetism enhances.

In order to get the photospheric temperature from the central one, we calculate numerically the height $x_{\text{phot}}(r)$ at each radius, for which $\tau = 2/3$ and we obtain :

$$T_{\text{eff}}(r) = T(r) f_6(x_{\text{phot}}(r)), \quad (31)$$

where $f_6 = f_0^{1/2}$ in the radiative supported disk. From the above expression one can see that in order to get a real difference between the two temperature scalings, there must be a significant pressure gradient between the midplane and the surface

of the disk. Since our modelling does not provide such feature (as shown in Fig. 3), central and effective temperatures have nearly the same scaling. Indeed, $f_6(x_{\text{phot}}(r))$ has a variation with the radius of order only 10^{-3} , thus leading to a photospheric temperature about 20 per cent cooler than the central temperature but with the same radial dependency. As long as the vertical gradient is not super-adiabatic, the vertical structure will impose consistently this radial difference between the two temperatures. On the contrary, a convective instability will set up and will give rise to vertical gradients close to the adiabatic ones (e.g. Kippenhahn & Weigert 1990). In such a case, one must take into account such terms if a vertical structure is sought (Meyer & Meyer-Hofmeister 1982). A radiation dominated black body yields similar radiative and adiabatic gradients, namely $\nabla_{\text{rad}} = \nabla_{\text{ad}} = 1/4$, so there is no convection (where $\nabla = d \ln T / d \ln p$ comes from the standard stellar structure equations).

4.2. Emitted spectrum

For convenience, our modelling was only concerned with the optically thick part of the disk, where each radius emits like a black body. The non-thermal emission from the disk atmosphere is not considered here. A vertical treatment of the transfer of radiation (e.g. for YSOs, Hubeny 1990; Malbet & Bertout 1991) should in fact be done, in order to consistently match our solutions with the outgoing jets. But since the TC-disk powers the ejected matter with enough energy, we can neglect what is going on in the optically thin upper part of the disk. We checked, a posteriori in our calculations, the altitude of the photosphere and found it to be in agreement with our initial assumption. The disk remains optically thick at each radius while the photosphere lies above the bending of the stream lines (see Figs. 8, 9).

The value of the spectrum index α , defined by $\nu F_\nu \propto \nu^\alpha$ where F_ν is the energy flux by frequency unit, is related to the surface temperature profile by $\alpha = 4 + 2/\alpha'_6$ if $T_{\text{eff}}(r) \propto (r/r_e)^{\alpha'_6}$. For the TC-disk class, $\alpha'_6 = -\frac{3}{8}(1 - 4\xi)$ by a factor 10^{-3} , leading then to the spectral index

$$\alpha = -\frac{4}{3} \frac{1 + 12\xi}{1 - 4\xi}, \quad (32)$$

which is completely different from the one provided by the standard model. Figure 4 shows the contribution to the continuum spectrum provided by a TC-disk. The energy flux is normalized by

$$\nu_* F_* = \frac{45}{8\pi^5} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\cos i}{D^2} \frac{r_e^2}{r_*^2} L_{\text{Edd}}, \quad (33)$$

where D is the distance between the object and the observer, i is the inclination angle between the perpendicular to the disk plane and the observer's direction and L_{Edd} is the Eddington luminosity, measuring the limit where accretion is balanced by the radiation pressure, namely

$$L_{\text{Edd}} = \frac{2\pi}{3} \frac{m_p c^3 r_*}{\sigma_T} \simeq 1.26 \cdot 10^{38} \bar{m} \text{ erg.s}^{-1}.$$

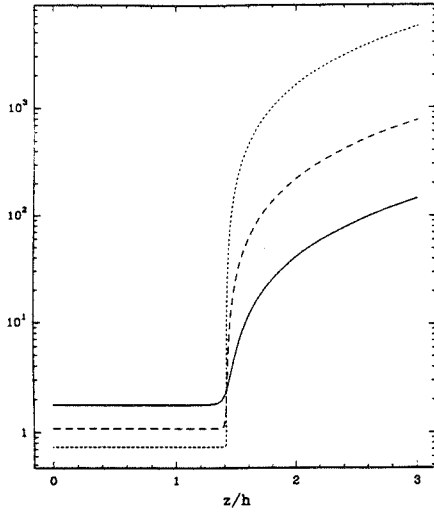


Fig. 5. Logarithm of the vertical magnetic Reynolds number \mathcal{R}'_m as a function of the altitude, for increasing ξ : $\xi = 10^{-3}$ (solid curve), $\xi = 0.3$ (dashed curve), $\xi = .7$ (dotted curve). There is a very sharp transition between the resistive thin disk and the ideal conditions prevailing above it

The disk emits at the characteristic frequency $\nu_* = k_B T_* / h \simeq 4.4 \tilde{m}^{-1/4} 10^{17}$ Hz. However, since the radial extension of such a disk is rather small, the emitted continuum spectrum is roughly that of a single temperature blackbody, so that the concept of a the spectral index itself loses its significance. The complete steady state continuum spectrum of an AGN is therefore the superposition of the TC-disk spectrum (a bump around $10^3 \tilde{m}^{-1/4}$ eV) and all the contributions arising from standard optically thick disks surrounding it, together with the non thermal spectrum provided by the optically thin corona and jets.

5. Overall picture of the accretion-ejection structure

5.1. The angular momentum carried away by the jets

As said previously, ejection occurs because the coupling between the plasma and the magnetic field increases vertically. Such a coupling is described by a vertical magnetic Reynolds number, defined here as

$$\mathcal{R}'_m = \frac{lv_p}{\nu_m} = \mathcal{R}_m \frac{\epsilon (f_2^2 + \epsilon^2 f_3^2)^{1/2}}{\epsilon_m}, \quad (34)$$

and measuring the transition between the resistive disk and the ideal MHD jet region. Figure 5 shows then clearly that this transition occurs for any ξ . Effectively, it depends mostly on the matching parameter ϵ_m , measuring the scale height of variation of the magnetic diffusivity (see Sect. 3). Since it becomes very small for large ξ , the observed transition between the two states sharpens.

Hence, there is ejection and all the angular momentum is carried away by the ejected plasma. But what happens to this matter? Is it still accelerated or will it keep its velocity provided at the disk surface? The toroidal component of the magnetic

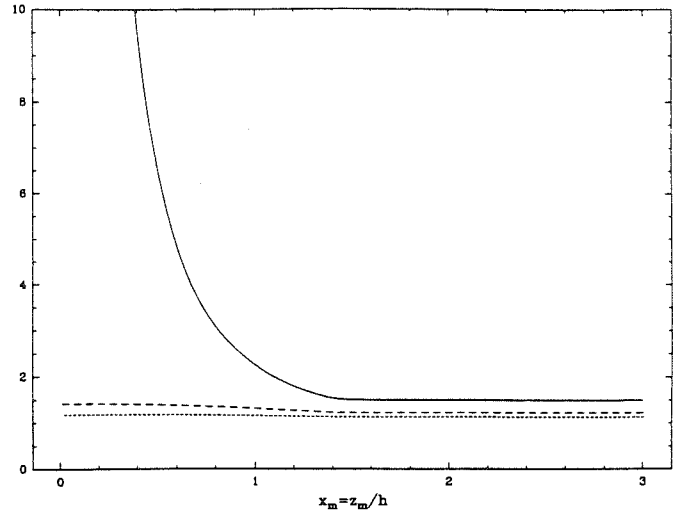


Fig. 6. Lever arm $\mu^2 = r_A^2 / r_o^2$ braking the disk, measuring the MHD centrifugal acceleration for different values of ξ : $\xi = 10^{-3}$ (solid curve), $\xi = 0.3$ (dashed curve), $\xi = .7$ (dotted curve). Here, $z_m = x_m h$ is the altitude at which the matching with the jet is made, namely the altitude where \mathcal{R}'_m becomes much greater than unity

field appears then to be tremendously important. Indeed, along with braking the disk so that accretion onto the central black hole is possible, this component is responsible for an MHD Poynting flux which propels out the jets. Moreover, because of its tension effect in the jet itself, it provides naturally self-collimation if the jet becomes transAlfvénic. When an MHD configuration produces jets with not enough magnetic centrifugal acceleration, the plasma cannot reach the Alfvén velocity, and then do not give rise to self-collimated jets, but rather to non-collimated breezes.

In Paper I (Sect. 3.3), we saw from energetics considerations that in order to obtain a transAlfvénic outflow within a single self-similarity ansatz for both the disk and the jet, the lever arm must be such that $\mu^2 = r_A^2 / r_o^2 > 3/2$, where r_A is the Alfvén radius. The lever arm μ can be evaluated with

$$\mu^2 = 1 - \left(\frac{f_1(1 + \epsilon_m^2 k_2 x^2)}{2f_4 f_3} \right)_{x_m}, \quad (35)$$

where x_m is the altitude at which the matching with the jet solutions is possible. We find that the value of μ does not depend strongly on x_m , once the structure has reached an ideal MHD state (see Fig. 6). It can then be seen that in the region where \mathcal{R}'_m is large, μ is a constant. In fact, it can be shown that μ^2 tends to

$$\mu^2 = \frac{3}{2} \frac{1 + 8\xi/3}{1 + 4\xi}. \quad (36)$$

which is always smaller than $3/2$. Therefore, the Alfvén surface lies far away from the disk vicinity, in a region where the jet has a different similarity law than the disk. Indeed, no single self-similar structure can be used to describe the overall accretion-ejection engine for a radiative TC-disk. This was already pointed

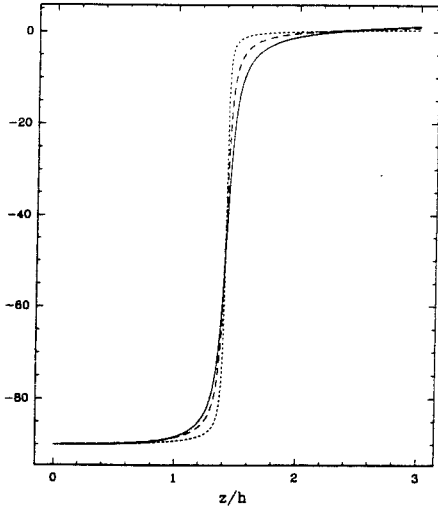


Fig. 7. Angle θ made by the plasma velocity and the vertical axis for different values of ξ : $\xi = 10^{-3}$ (solid curve), $\xi = 0.3$ (dashed curve), $\xi = .7$ (dotted curve). A pure accretion motion yields $\theta = -90^\circ$ whereas $\theta = 0^\circ$ for a pure ejection. A centrifugal accelerated jet should always display a positive angle, greater than 30° if the local enthalpy is small

out in Paper 1: only disks heated by both currents, allowing also the presence of turbulent viscous stresses could fulfil such constraint (the so called α PTC-disks). Nevertheless, the angle θ between the plasma velocity and the vertical axis, defined by

$$\tan \theta = \frac{u_r}{u_z} = \frac{-f_2}{\epsilon f_3}, \quad (37)$$

ends up positive, showing that a transition from an onwards accretion state to a backwards ejection state took place effectively (see Fig. 7). Ejection with $\theta < 30^\circ$, close to the disk, means that radiative TC-disks display in their optically thick body a high enthalpy. Indeed, the radiation coming out from the deeper layers inside the disk, due to the resistivity, propels out the plasma. The density decreasing vertically, the local sound speed becomes large enough to allow ejection along the magnetic field lines, without the help of a corona.

5.2. Mass and energy budget: about the Eddington limit

We list below the magnitudes and the radial variations required for a TC-disk (where $\tilde{m}_8 = M/10^8 M_\odot$):

$$n = 3.3 \cdot 10^{14} \tilde{m}_8^{-1} \bar{\epsilon} \bar{q}^{-1} \bar{\chi}^{-4} \bar{r}_e^{-1/2} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-\frac{1}{2}+6\xi} \text{ cm}^{-3}$$

$$T = 1.34 \cdot 10^5 \tilde{m}_8^{-1/4} \bar{\epsilon}^{3/4} \bar{q}^{-1/4} \bar{\chi}^{-1} \bar{r}_e^{-3/8} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-\frac{3}{8}(1-4\xi)} \text{ K}$$

$$B_z = 3.2 \cdot 10^4 \tilde{m}_8^{-1/2} \bar{\epsilon}^{1/2} \bar{q}^{-1/2} \bar{\chi}^{-1} \bar{r}_e^{-3/4} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-\frac{3}{4}+\xi} \text{ Gauss}$$

$$B_r = 3.2 \cdot 10^2 \tilde{m}_8^{-1/2} \bar{\epsilon}^{3/2} \bar{q}^{-1/2} \bar{\chi}^{-1} \frac{\epsilon_m^2}{\epsilon^2} \bar{r}_e^{-3/4} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-\frac{3}{4}+\xi} \text{ Gauss}$$

$$B_\phi = 3.2 \cdot 10^1 \tilde{m}_8^{-1/2} \bar{\epsilon}^{1/2} \bar{q}^{1/2} \bar{\chi}^{-1} \bar{r}_e^{-3/4} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-\frac{3}{4}+3\xi} \text{ Gauss}$$

$$\frac{u_r}{\Omega r} = 2.0 \cdot 10^{-3} \bar{\epsilon}^{-1} \bar{q} \bar{\chi}^2 \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-2\xi}$$

$$\frac{u_z}{\Omega r} = 2.0 \cdot 10^{-5} \bar{q} \bar{\chi}^2 \left(\frac{r}{r_e} \right)^{-2\xi} \quad (38)$$

It can be seen that the conditions for such a configuration would hardly be met farther out in the disk. This would require too strong magnetic fields, whereas very close to the disk inner edge, in a very compact region, such values as the ones listed here are rather reasonable (sun spots exhibit magnetic fields reaching kilogauss). Indeed, although the magnetic field strength seems enormous, it represents at most only one per cent of the gravitational energy. Besides, the toroidal field, so drastically important in an accretion-ejection engine, is not buoyantly expelled from the disk. The plasma beta, defined as the ratio of the plasma to the magnetic pressure, provides us with a measure of the buoyancy of the magnetic field. Indeed, the pressure balance between the matter kept inside a flux tube and the surrounding medium implies that, for small plasma beta, the less dense flux tube is compelled to rise out from the disk. This situation does not occur since the plasma beta for the toroidal magnetic field, namely

$$\beta_\phi = 1.5 \cdot 10^2 \tilde{m}_8^{-1/4} \bar{\epsilon}^{3/4} \bar{q}^{-9/4} \bar{\chi}^{-3} \bar{r}_e^{-5/8} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{5}{8}(1+\frac{12}{5}\xi)}, \quad (39)$$

is always greater than unity in the disk. However, this is not true for the vertical magnetic field, which gives rise to a magnetic pressure much bigger than the total plasma pressure. This means that the magnetic configuration will become force-free in the jet, as soon as gravity becomes negligible.

Combining the equation describing the heating of the disk with the mass conservation equation, leads to a direct relation between the total mass input at the external edge of the disk \dot{M}_{ae} with its radial extension (r_e/r_*), namely

$$\frac{\dot{M}_{ae}}{\dot{M}_{Edd}} \simeq 60 \eta_{acc} \mathcal{R}_m^{-1} \bar{\epsilon} \bar{\chi}^{-2} \bar{r}_e, \quad (40)$$

where $\dot{M}_{Edd} = L_{Edd}/c^2$ is the Eddington accretion rate ($\dot{M}_{Edd} \simeq 0.22 \tilde{m}_8 M_\odot \text{ yr}^{-1}$), and

$$\eta_{acc} = \int_0^{x_{\text{phot}}} f_2 f_4 dx \quad (41)$$

is a constant of order unity (x_{phot} is the altitude of the disk photosphere). Hence, if a TC-disk can establish farther out than the closest region of the central black hole, this means that the whole engine is accreting a bigger amount of material. Nevertheless, ejection being very efficient, the amount of plasma really accreted by the black hole \dot{M}_{ai} can be considerably smaller than \dot{M}_{ae} . Indeed, a TC configuration displays

$$\frac{\dot{M}_{ai}}{\dot{M}_{ae}} = \left(\frac{r_e}{r_*} \right)^{-(1+\xi)}, \quad (42)$$

showing that the bigger ξ (i.e., poloidal magnetic field lines nearly constant along the radius requiring very thin disks, see Sect. 2), the smaller the accreted mass rate. However, for small values of ξ , accretion onto the black hole is still done at super-Eddington rates:

$$\frac{\dot{M}_{ai}}{\dot{M}_{Edd}} \simeq 6 \eta_{acc} \mathcal{R}_m^{-1} \bar{\epsilon} \bar{\chi}^{-2} \bar{r}_e^{-4\xi}. \quad (43)$$

The mass conservation implies then naturally high ejection rates, namely

$$\dot{M}_j = \frac{\dot{M}_{ae}}{2} \left(1 - \frac{\dot{M}_{ai}}{\dot{M}_{ae}}\right), \quad (44)$$

leading to almost everything ejected out for large ξ . An important constraint arises then. Since observations show no evidence of objects ejecting mass at rates greater than some solar masses per year, this suggests that the black hole mass cannot exceed $10^{10} M_\odot$. If black holes more massive can exist and if their disks develop a radiative TC configuration, then a very efficient ejection is giving rise to a non-collimated breeze. Collimated jets arising from a TC-disk, are necessarily generated around black holes less massive than $10^{10} M_\odot$.

The energy conservation equation for the radiative TC-disk is simply (see Paper 1)

$$P_{lib} = 2P_{MHD} + 2P_{th,j} + 2P_{rad}^D = 2P_{K,j}^\infty + 2P_{rad}^D, \quad (45)$$

where the liberated power is shared into a radiation flux P_{rad}^D (the disk luminosity) and a kinetic power supplied to the jets $P_{K,j}^\infty$, measured far away from the disk (in fact, a fraction of this power is radiated away by the jet). The MHD Poynting vector for a straight structure, where the magnetic Reynolds number is of order unity, is

$$S_P \simeq \Omega r \left(\frac{B_p^2}{\mu_0} e_\phi - \frac{B_\phi}{\mu_0} B_p \right). \quad (46)$$

Since the toroidal component gives no contribution in an axisymmetric disk, only the vertical flux of the MHD Poynting vector is relevant. Magnetism is responsible for both the heating of the disk and the extraction of its angular momentum, but Keplerian rotation requires that it cannot be too large. As a consequence, it does not heat the disk sufficiently and the disk luminosity P_{rad}^D plays a negligible role in the global energy budget. Indeed, the ratio of the radiation Poynting vector to the MHD Poynting vector is of order χ^2 , implying that the only relevant effect is the MHD Poynting flux. The accretion-ejection TC-disk engine, powered by gravitational energy, works then by transferring the accretion energy (P_{lib}) to ejection in a quite efficient way, since the radiative losses through the disk surface are negligible. Hence, radiative TC-disks seem to be promising for modelling radiosources. As long as the structure is kept stationary, the presence of slightly bent opened magnetic field lines allows the transfer from accretion to ejection from the disk (see Fig. 8 and 9). Nevertheless, thermal enthalpy is necessary for matter to escape from the disk; however, the power $P_{th,j}$

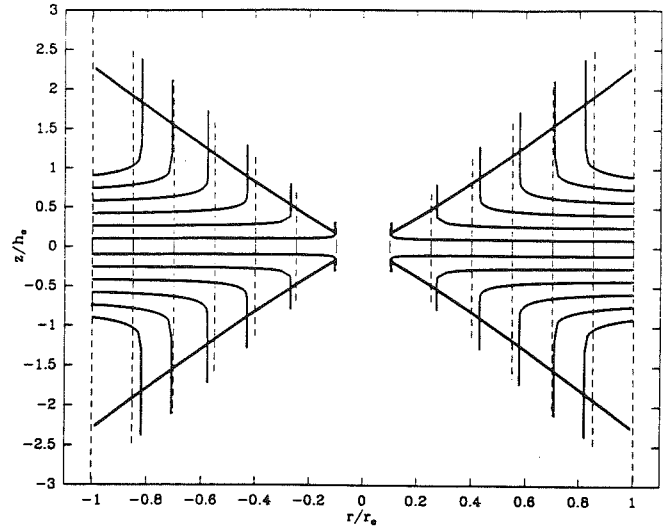


Fig. 8. Side view of a TC-disk, with magnetic field and stream lines patterns, for $\xi = 10^{-3}$. The vertical dashed lines represent the poloidal magnetic field lines crossed by the streamlines (solid curves), while the bold curve represents the disk photosphere. Such a structure is fed at $10r_*$ with $14.6 \bar{m}_8 M_\odot \text{yr}^{-1}$, but only ten per cent is really accreted at r_* (at super-Eddington rate). The disk luminosity is a fraction of the available power ($P_{rad}^D \simeq 0.08 P_{lib}$), while the remaining is converted in jet kinetic power ($P_{lib} \simeq 1.6 \cdot 10^{46} \bar{m}_8 \text{erg.s}^{-1}$). Note that in order to see something, we applied a scaling factor in the vertical direction (equal to ϵ)

involved is a negligible fraction of the liberated power P_{lib} . The radiation emitted by the disk,

$$\frac{P_{rad}^D}{P_{lib}} = \frac{\eta_{rad}}{\eta_{acc} \eta_{lib}} \mathcal{R}_m \chi^2, \quad (47)$$

represents only a small fraction of the total liberated power, which is of order of the Eddington luminosity, namely

$$\frac{P_{lib}}{L_{Edd}} = \frac{1}{2} \eta_{acc} \eta_{lib} \mathcal{R}_m^{-1} \epsilon \chi^{-2}. \quad (48)$$

Not very surprisingly, the disk luminosity

$$\frac{P_{rad}^D}{L_{Edd}} = \frac{1}{2} \eta_{rad} \epsilon. \quad (49)$$

appears always smaller than the Eddington luminosity (here η_{rad} is a number of order unity, depending on the variation of the photosphere). Although the disk luminosity is always sub-Eddington, the real rate of accretion onto the central object (\dot{M}_{ai}) can be super-Eddington. This shows that the Eddington luminosity has, in the ejection context, no real meaning. Therefore, the kinetic power supplied to both jets is of order the Eddington power ($P_{K,j}^\infty \simeq P_{lib}/2$).

If the jet becomes transAlfvénic, the average asymptotic velocity of the jet $\langle u_\infty \rangle$, defined as the wind thrust normalised by the total ejected mass (see Paper 1), is of order

$$\langle u_\infty \rangle \simeq \frac{1}{2} \frac{1 - (r_e/r_*)^{-1/2}}{1 - (r_e/r_*)^{-1}} \Omega_e r_e. \quad (50)$$

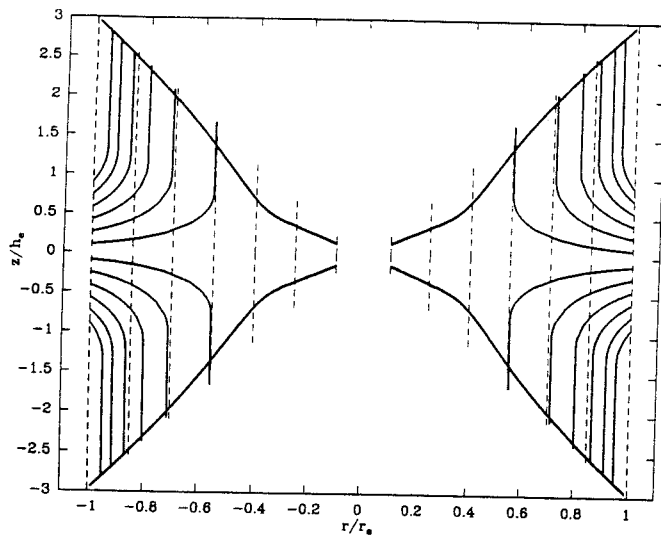


Fig. 9. Side view of a TC-disk, with magnetic field and stream lines patterns, for $\xi = 0.7$. The magnetic barrier (dashed lines) is such that the plasma (solid curves) cannot pass through without being quickly ejected out, far below the photosphere (bold curve). A tremendous ejection rate is obtained: only a tiny fraction ($1.6 \cdot 10^{-4}$) of the external mass input reaches the disk innermost radius (providing a luminosity of order $P_{rad}^D \approx 2.2 \cdot 10^{-4} P_{lib}$). Such a structure needs a huge amount of matter at the disk external boundary (namely $\dot{M}_{ae} \approx 1.6 \cdot 10^3 \dot{M}_{Edd}$), supplying the engine with $P_{lib} \approx 4.9 L_{Edd}$ ($L_{Edd} = \dot{M}_{Edd} c^2$ is the Eddington luminosity). A scaling factor enlarges the vertical direction

This shows that such jets have most of their mass concentrated at their external boundary. Such a feature would be easily observed since jets would appear as hollow. Indeed, this is consistent with recent VLBI observations where the emission is confined to a boundary layer between the jet and the external medium (Unwin & Wehrle 1992).

6. Discussion and conclusion

In this paper, we described self-consistently a particular class of magnetized accretion-ejection structure without any viscous effect. Most of the heating mechanism arises from the dissipation of the toroidal current in a radiation supported disk. The salient properties of this structure are summarized below:

- i) all the angular momentum is extracted from the disk by the outflow;
- ii) straightness of the field lines is necessary but a radial component of the magnetic field is essential for ejection;
- iii) magnetism completely controls the dynamics although the magnetic energy density remains much smaller than the gravitational energy density (about one per cent);
- iv) viscosity is irrelevant at the external disk radius (hence throughout all the disk) for reasonable values of the parameters. Thus, the radiative TC-disk displays a complete consistency in the innermost vicinity of a slowly rotating black hole. For stellar black holes, it would cover all the radiative portion of the disk whereas for supermassive black holes, it is surrounded by another type of accretion region. If the conditions required for

the settlement of TC-disks are met, then ejection can only arise from the innermost region around the central object.

The physics of the accretion disk are substantially different from those of the jet, since accretion needs dissipative processes while ejection along the magnetic field lines requires an ideal MHD state. Thus, the transition between a resistive layer and an ideal MHD region has been made in order to self-consistently describe an accretion-ejection structure. Indeed, the disk behaves like a resistive sheet with a magnetic Reynolds number increasing vertically from unity to a much greater value.

It has been shown that ejection occurs in the optically thick part of the disk. Above the photosphere a full treatment of the optically thin radiation processes, namely the Ohmic heating due to the still present resistivity, giving rise to both Bremsstrahlung emission and an enthalpy provided to the jet, should be done. However, most of the liberated power goes into a vertical MHD Poynting flux, while the disk luminosity is a small fraction of it. Due to the small radial extension of the TC-disk, required for "realistic" disks (i.e. not too thin), the emitted continuum spectrum is almost that of a black body at the hottest effective temperature, so that the concept of the spectral index has no meaning. A radiative TC-disk would be detected by a bump in the continuum spectrum at frequencies ranging from UV to X-rays (providing an effective temperature of order 10 eV for a $10^8 M_{\odot}$ black hole). The disk luminosity is no more a measure of the accretion rate in these engines. Thus, the Eddington luminosity is no more a measure of the real accretion rate (at the disk internal radius) which can be super-Eddington, but is merely a fiducial quantity.

For the first time a fully consistent model that demonstrates the possibility to generate jets from an accretion disk is exhibited for reasonable values of the physical parameters. Plasma is actually ejected out from an accretion disk as well as an important MHD Poynting flux. It has been shown that the plasma flow cannot reach the Alfvén surface in the region where both disk and jet share the same self-similarity law. Indeed, as shown in Paper 1, only blended disks (disks where all currents as well as turbulent viscosity heat the disk) can be described by an overall self-similar structure. Thus, as the force-free magnetic structure widens above the disk, the local magnetic field decreases leading to a much smaller Alfvén speed. The outflow can then become transAlfvénic. The TC configuration is then a rigid magnetic channel in the disk and its vicinity, guiding a thermally ejected plasma, which eventually becomes transAlfvénic after the field lines have widened enough, giving rise to hollow collimated jets.

References

- Burm, H., 1985, A&A, 143, 389
 Coronoti, F.V., 1981, ApJ, 244, 587
 Ferreira, J., Pelletier, G., 1993a, A&A, submitted (Paper 1)
 Heyvaerts, J.F., Priest, E.R., 1989, A&A, 216, 230
 Hubeny, I., 1990, ApJ, 351, 632
 Kippenhahn, R., Weigert, A., 1990, Stellar Structure and Evolution, Springer-Verlag, Berlin
 Malbet, F., Bertout, C., 1991, ApJ, 383, 814

- Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E., 1982, A&A, 106, 34
Sakimoto, P.J., Coroniti, F.V., 1981, ApJ, 247, 19
Sakimoto, P.J., Coroniti, F.V., 1989, ApJ, 342, 49
Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., 1973, A&A, 24, 337
Stella, L., Rosner, R., 1984, ApJ, 277, 312
Unwin, S.C., Wehrle, A.E., 1992, ApJ, 398, 74

Magnetized accretion-ejection structures

III. Stellar and extragalactic jets as weakly dissipative disk outflows

Jonathan Ferreira and Guy Pelletier

Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble
BP53, 414 rue de la piscine, F-38041 Grenoble cedex 9, France

Received; accepted

Abstract.

The production of jets from a Keplerian accretion disk, thread by a bipolar magnetic field, is considered as a successful paradigm for young stellar objects (YSOs) and Radio Loud active galactic nuclei (AGN). However, while the acceleration of the jet is understood, the issue of the expell of a part of the matter from the disk is still an enigma. In this paper, we elucidate the physical process that leads to ejection, exhibit the conditions allowing the steady state launch of jets and expound the properties of these magnetized accretion-ejection structures.

As in a huge Barlow wheel, the magnetic field lines extract all the angular momentum and the mechanical power from the disk, while a turbulent magnetic diffusivity allows the matter to pass through the field lines and thus, to be accreted. Because of the disk differential rotation, the radial current decreases as one goes upwards in the disk atmosphere, leading then to a change of sign of the magnetic torque. From this point on, both angular momentum and energy are transferred back to the matter. Magnetic azimuthal acceleration leads to the increase of the angular velocity which drives an outwards radial velocity, while the magnetic pressure associated to the horizontal field develops a vertical acceleration. Hence, magnetically driven jets can be seen as being both centrifugally and magnetic pressure driven. At the still resistive base of the jet, the magnetic force pushes matter towards the magnetic surfaces. A transition between the resistive disk and the ideal MHD jet is then naturally achieved.

The intrinsic two-dimensionality of the problem arises as a regularity condition that must be satisfied, in order to smoothly break through a slow magnetosonic critical point. We derive the observational signatures of such a disk, as well as the global energy budget and its consequences on the jets, depending on the mass ejection rate. Magnetized accretion disks supply their jets with almost all the available gravitational power, being then weakly dissipative. We discuss the possibility for the disk to be either convective or radiative, in regard to its settlement around a young stellar object, or within an active galactic nuclei. Self-consistent solutions are displayed in the context of AGN and YSOs.

Key words: Accretion, accretion disks - Magnetohydrodynamics (MHD) - Stars: formation - ISM: jets and outflows - Galaxies: nuclei - Galaxies: jets

Send offprint requests to: J. Ferreira

1. Introduction

Generation of winds and jets from accretion disks thread by open magnetic field lines is considered as a favorite model to explain ejection from both young stellar objects (YSOs) and active galactic nuclei (AGN). This magnetic field was advected by the inflowing matter that formed the accretion disk and thus, it has been amplified enough to significantly perturb the dynamics of the disk. While jet properties are now rather well understood by assuming suitable boundary conditions on the disk surface, the set up of the magnetic surfaces that effectively allows the escape of matter from the disk, and more generally, the dynamics of an accretion disk that drive jets, is still poorly understood. Indeed, detailed models of magnetically accelerated and confined jets driven by accretion disks have been put forward (e.g., Blandford and Payne 1982, Lovelace et al. 1987, Wang et al. 1990, Lovelace et al. 1991, Pelletier and Pudritz 1992, Rosso and Pelletier 1994), but they usually assumed that the underlying accretion disk would just support the magnetic field configuration, without taking into account the back-reaction of the field on the flow.

Pudritz and Norman (1983) showed that magnetically accelerated jets could indeed carry off the angular momentum of a protostar disk and thus, drive the accretion process. An unifying scheme was thus introduced, for understanding both accretion of matter onto a central object and the formation of bipolar, well collimated flows. This picture, that is becoming widely accepted for YSOs, is still discussed in the context of AGN, where the question of whether or not the jets are intrinsically relativistic remains open. Indeed, relativistic plasma outflows could be driven by the injection of the disk plasma into the magnetosphere of a fastly rotating black-hole (see Camenzind (1990) and references therein). In the following, we will restrict ourselves to the Keplerian part of the accretion disk, either around a protostar or around a compact object.

In previous papers, we have formulated the problem of the self-consistency of accretion and ejection (Ferreira and Pelletier 1993a, hereafter Paper I), and solved it partially, for a situation where the magnetic Reynolds number is of order unity and therefore the magnetic surfaces are straight (Ferreira and Pelletier 1993b, hereafter Paper II). Heating of the disk corona was invoked in such cases to allow ejection, because field line

inclination of more than 30° from the vertical axis is required for cold matter to escape (Blandford and Payne 1982). In this paper we present general solutions obtained with higher magnetic Reynolds numbers, displaying thus sufficiently bent magnetic surfaces and allowing the ejection of about 1 % to 80 % of the total disk matter. The reason why such solutions were not calculated before, is that they depend on many parameters that must be properly adjusted to get stationary solutions. Indeed we will show that several dynamical effects tend to prevent the set up of an equilibrium, so that blind computations of a steady state structure fail to provide regular solutions. Time dependent numerical simulations of MHD disks have been performed, but they did not approach either a steady-state solution, coming to a breakdown of the ideal MHD approximation in the disk (e.g. Uchida and Shibata 1985, Stone and Norman 1994). In these simulations it was usually made a distinction between so-called centrifugally driven winds *à la* Blandford and Payne (1982) and jets driven by the magnetic-sweeping-twist mechanism exhibited by Uchida and Shibata (1985). In fact, there is no difference between them, for in both cases the underlying physical process is the Lorentz force, that can be viewed as providing either a centrifugal radial acceleration or a horizontal gradient pressure in the vertical direction.

The difficulties on modelling steady state magnetized accretion disks increase when progress towards more realistic description are attempted. The simplest modeling consists in solving the induction equation for the jet alone, decoupled from the other transport equations in the disk but allowing to derive some constraints on the magnetic field topology (Lovelace et al. 1987, Wang et al. 1990, 1992, Khanna and Camenzind 1992). A more refined treatment includes the angular momentum equation (Königl 1989); but more difficult is the problem where angular momentum extraction by the magnetic field governs accretion, by introducing the appropriate diffusion of matter across the magnetic surfaces. This was done with ambipolar diffusion, as the source of flux leakage, by Wardle and Königl (1993) in the context of YSOs. The next step consists in solving properly the escape of a fraction of the matter to nourish a wind with an accurate treatment of the vertical equilibrium, taking into account the two-dimensionality of the flow. Moreover, since the pressure plays an important role in this equilibrium, heating and radiation cannot be completely omitted in the analysis.

Many conditions must then be fulfilled in order to launch jets from a wide radial range of the disk. In particular, fine tuning of some parameters is necessary to get steady state solutions that pass through a critical surface. However this fine tuning does not imply that the solutions are fortuitous, because it corresponds to stability requirements. Although we did not treat the stability issue, we selected the value of the parameters in order to insure the existence of stationary states, under necessary conditions for stability. This was our main thought process to find the functioning regimes of magnetized accretion-ejection engines. As will be seen in the paper, the constraints on the parameters are stringent but sensible; they should be naturally achieved after some transient settlement of the structure.

In Sect. 2 we describe the full set of equations governing self consistently a magnetized accretion disk thread by open magnetic field lines that extract its angular momentum. Each physical effect is precisely explained in order to achieve a complete understanding of both the ejection and accretion mechanisms. We discuss then in Sect. 3 the various physical regimes and we specify which is the most probable, along with the constraints

that it imposes on the disk parameters, including the regularity condition for the flow to pass through a critical point. Section 4 is devoted to the vertical and radial profiles of all the disk physical quantities in the case of an intermediate bending of the poloidal field lines. In Sect. 5, we exhibit for both AGN and YSOs, a model of an accretion disk driving jets and we provide the fiducial values of the physical quantities of such disks. We finally discuss in Sect. 6 the various assumptions of our model and summarize the main results.

2. The physics of magnetized accretion disks driving jets

First of all, let us recall the physical ingredients of the theory and the basic equations. We use here the same notations as in Papers I and II for an axisymmetric, stationary and geometrically thin accretion disk around a central mass, embedded in a bipolar magnetic field. For such a topology, the poloidal (in the r - z plane) component of the magnetic field derives from the flux function $a(r, z)$ even in z ,

$$\mathbf{B}_p = \frac{1}{r} \nabla a \times \mathbf{e}_\phi, \quad (1)$$

whereas the toroidal component is described by an odd scalar function such that:

$$b(r, z) = rB_\phi. \quad (2)$$

The problem is then fully addressed by the mass, momentum and energy transport equations, the magnetic field induction equation that can be split into two components (providing then $a(r, z)$ and $b(r, z)$) and an equation of state (a perfect gas law). In the next subsections, we go through each of them and explain the various terms involved and their relative importance according to the physical conditions prevailing in the disk. Indeed, there are several tricky aspects to the problem:

- Because of the vertical flow, the mass flux conservation introduces a strong link between the radial profiles of the physical quantities and the disk vertical structure. The two-dimensional character of the problem cannot be avoided.
- For such a structure, the relevant radial boundary conditions concern the magnetic field rather than the angular momentum transport as in the case of viscous disks.
- The disk is in quasi-hydrostatic balance near the midplane (otherwise it would not be a disk), but as the acceleration mechanism develops, the inertial effect becomes important and thus requires a thorough treatment.
- Turbulence or a saturated instability inside the disk, gives rise to magnetic diffusivity (and resistivity) that allows the matter to slip through the magnetic field lines. But as this diffusivity decreases vertically and matter velocity becomes important, the magnetic field is freezing in the plasma. Therefore we have to describe properly the transition between the resistive disk and the ideal MHD jet.
- As a consequence, the matter rotates at super-Keplerian speeds in the jet, whereas it rotates at sub-Keplerian speeds inside the disk, where the field lines are anchored. Although the relative variation of the angular velocity remains small, it is a key point for understanding the extraction of matter from the disk, as will be examined later on.
- Finally, there is obviously a transition between an optically thick dense disk to an optically thin tenuous corona, which would require a full radiative transfer treatment.

2.1. Mass conservation equation

The Mass conservation equation in its local form, namely

$$\text{div}(\rho \mathbf{u}_p) = 0, \quad (3)$$

can be integrated vertically and over the disk radial extension to provide

$$\dot{M}_a(r) - 2\dot{M}_j(r) = \dot{M}_{ai}, \quad (4)$$

where $\dot{M}_{ai} = \dot{M}_a(r_i)$ is the actual accretion rate onto the central mass at the innermost disk radius r_i , whereas $\dot{M}_{ae} = \dot{M}_a(r_e)$ is the accretion rate at the outermost disk radius r_e . It is then straightforward to see that if the density, the velocity and the disk scale height $h(r)$ scale as power laws of the radius (which is not true in the edges but is a reasonable assumptions apart them), the total ejection rate,

$$\frac{2\dot{M}_{je}}{\dot{M}_{ae}} = 1 - \left(\frac{r_e}{r_i}\right)^\xi, \quad (5)$$

depends only on the disk radial extension and on the parameter that we will call the "ejection index"

$$\xi = \frac{d \ln}{d \ln r} \left(\frac{\dot{M}_a(r)}{\dot{M}_{ae}} \right), \quad (6)$$

which is characteristic of each MHD configuration and can be expressed in terms of the radial exponents (see Eq.(42) of Paper I). This ejection index is an important control parameter for the outflow and we will show how the other parameters, specific of the vertical structure, adjust themselves to a given ξ .

2.2. Quasi-Keplerian rotation

We assume that the magnetic field is not strong enough to significantly perturb the Keplerian balance, leading to an angular velocity that scales at zeroth order as $r^{-3/2}$. Nevertheless, the shift from the Keplerian rotation has to be taken into account, since it is of great importance in both the angular momentum transport and the toroidal field generation (see below). Thus, one writes the angular velocity as

$$\Omega = \Omega_K(1 + \omega), \quad (7)$$

with $\omega \ll 1$, so that the first order radial momentum transport equation describes this angular velocity shift

$$(\mathbf{u}_p \cdot \nabla) u_r - 2\omega \Omega_K^2 r = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{\rho} (J_\phi B_z - J_z B_\phi). \quad (8)$$

In the quasi-hydrostatic part of the disk, the radial acceleration can be neglected compared to the Lorentz force and the pressure gradient. These two forces compete against gravitation and slow down the rotation velocity which becomes slightly sub-Keplerian. Note that, since the magnetic effect increases as the density drops, the decrease of the angular velocity with height is unavoidable and leads to $\nabla \Omega < 0$ inside the disk. However, one can not naively conclude that the matter at the disk surface rotates much slowly than in the midplane. As the acceleration along the magnetic field lines becomes strong enough, the centrifugal terms dominate and give rise to a super-Keplerian rotation law. This effect reflects the increasing capability of the magnetic field to drive the flow as it

reaches high magnetic Reynolds number above the disk. Indeed, the matter becomes attached to field lines which are anchored on inner radii and are thus rotating at greater speeds. Thus, the vertical variation of the angular velocity is negligible only if the magnetic field lines are almost straight inside the disk (e.g., Paper II).

2.3. Poloidal flux diffusion and the accretion motion

From Maxwell equations and Ohm's law, it is straightforward to obtain the equation which describes the equilibrium between the advection of the magnetic field with the flow and the diffusion process that allows the matter to slip through the field. Without any diffusivity inside the disk, no stationary state could be achieved, since the magnetic field lines would be so twisted by the differential rotation that reconnection would take place. Henceforth we will assume that effective transport coefficients, such as a magnetic diffusivity ν_m and a resistivity $\eta_m = \mu_0 \nu_m$, arise from the relevant source of turbulence inside the disk and their magnitude insures the existence of a quasi-stationary flow. Thus, for a stationary structure, one gets

$$\eta_m J_\phi = \mathbf{u}_p \times \mathbf{B}_p, \quad (9)$$

where the toroidal current is directly linked to the evolution of the flux function by

$$J_\phi = -\frac{1}{\mu_0 r} \Delta' a, \quad (10)$$

with

$$\Delta' = r \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

It can be seen that in an ideal MHD state, the poloidal motion flows along the poloidal field lines, which are surfaces of constant flux ($\nabla a = 0$). Equation (9), which can be rewritten as

$$\nu_m r^2 \text{div} \frac{\nabla a}{r^2} = \mathbf{u}_p \cdot \nabla a, \quad (11)$$

implies that the magnetic scale height $l(r)$ must be proportionnal to the disk scale height $h(r)$ (see Paper I). Then, the magnetic Reynolds number at the disk midplane, describing the bending of the poloidal field lines is such that (with $u_o = -u_r(r, 0)$ and $\nu_o = \nu_m(r, 0)$)

$$\mathcal{R}_m = \frac{r u_o}{\nu_o} = \frac{r^2}{\beta l^2}, \quad (12)$$

where l is defined by

$$\frac{a(r, 0)}{l^2} = - \left. \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} \right|_{(r, 0)}. \quad (13)$$

The radial exponent of the flux function $0 < \beta = d \ln a / d \ln r < 2$ is tightly related to the radial variation of both the disk and the jet physical quantities, thus to the ejection index ξ . Assuming that stationarity is achieved, we set

$$\nu_m = \alpha_m V_A h, \quad (14)$$

where $V_A = B_z / (\mu_0 \rho)^{1/2}$ (see Sect. 3 of Paper I for more details). This scaling provides the following accretion velocity at the midplane

$$u_o = \alpha_m R_m V_{Ao} \frac{h}{r}, \quad (15)$$

which is formally similar to the standard expression

$$u_o \simeq \alpha_v V_{So} \frac{h}{r}, \quad (16)$$

and clearly shows how accretion is achieved due to the dissipation process. Even for an Alfvén speed smaller than the sound speed at the disk midplane and for phenomenological constants of the same order ($\alpha_m \sim \alpha_v$), the accretion velocity can be mainly due to the magnetic effect as long as the magnetic Reynolds number is significantly greater than unity, which corresponds to a noticeable bending of the magnetic surfaces.

2.4. Toroidal field generation

The toroidal component of the magnetic field and its vertical variation (the radial current J_r) have a tremendous importance on the disk vertical structure, for they are responsible for both accretion and ejection mechanisms (see below). This toroidal component has two different origins: one is the differential rotation of the disk matter and contributes mainly in the ejection process, while the other one is the electromotive force due to the poloidal field that crosses the rotating disk and generates a radial current. This last effect extracts angular momentum from the disk and thus allows the accretion process. The balance between the advection of this toroidal component and the differential rotation (both radial and vertical), modified by the diffusion inside the disk, is expressed by

$$\text{div} \frac{\nu_m'}{r^2} \nabla b = \text{div} \frac{1}{r} (B_\phi u_p - B_p \Omega r), \quad (17)$$

which can also be written as an equation of the radial current

$$\frac{\partial}{\partial z} \eta_m J_r = \frac{\partial a}{\partial r} \frac{\partial \Omega}{\partial z} - \frac{\partial a}{\partial z} \frac{\partial \Omega}{\partial r} - \left(\frac{\partial}{\partial z} u_z B_\phi + \frac{\partial}{\partial r} u_r B_\phi \right). \quad (18)$$

Here ν_m' is the magnetic "toroidal" diffusivity, which can be slightly different from the "poloidal" diffusivity ν_m . Indeed, reconnection processes being more likely to occur in regard to the toroidal field, they can provide a source of anisotropy between the two turbulent diffusivities. The degree of anisotropy is measured at the midplane by

$$\frac{\nu_o}{\nu_o'} = \frac{\alpha_m^2}{3} \Gamma, \quad (19)$$

where

$$\Gamma = - \left. \frac{\text{div} B_p \Omega}{\text{div} \frac{\nu_m'}{r^2} \nabla b} \right|_{z=0} \simeq \left. \frac{B_r r \frac{\partial \Omega}{\partial r}}{\frac{\partial}{\partial z} \eta_m J_r} \right|_{z=0}, \quad (20)$$

is a key parameter for ejection, since it controls the vertical profile of the radial current inside the disk. Because of the differential rotation, the radial current weakens towards the disk surface and tends roughly to a constant due to the effect of the advection terms. This is an important behavior that we will discuss later on.

2.5. Angular momentum transport

Accretion is possible only if there is a way of angular momentum transport in the disk. For circularized Keplerian orbits, the total energy ϵ is tightly related to the angular momentum l through the law $\epsilon \propto -l^{-2}$. Because of the inefficiency of the collisional viscosity to give the accretion rate accounting for the luminosity, standard models of viscous disks (Pringle and Rees 1972, Shakura and Sunyaev 1973) invoke a turbulent viscosity. Angular momentum transport due to a viscous stress implies that the energy is converted into internal energy and maintains a black body radiation. But the presence of open magnetic field lines modifies the relation between ϵ and l , so that the whole angular momentum can be extracted from the disk, as in a huge Barlow wheel. In that case, the angular momentum being transferred into the magnetic field, there is no more a conversion into internal energy. Precisely, magnetic braking gives rise to an important MHD Poynting flux arising from the disk surfaces, instead of radiation (this point will be discussed in more details in Sect. 4.4).

The angular momentum transport equation writes

$$\text{div}(\rho \Omega r^2 u_p - \frac{b}{\mu_0} B_p - \mathcal{T}) = 0 \quad (21)$$

where $\mathcal{T} \simeq -\alpha_v P r e_r$ is the vector obtained by selecting the ϕ -components of the viscous stress tensor, whose dominant component is radial (Shakura and Sunyaev 1973). When the magnetic torque dominates the viscous torque (as it always seems to do, see next section), this equation becomes

$$\frac{1}{2} u_r (1 + \omega) + u_z r \frac{\partial \omega}{\partial z} = \frac{J_z B_r - J_r B_z}{\rho \Omega_K}. \quad (22)$$

Hence, in a magnetized accretion disk, the vertical flux of angular momentum is relevant, since Eq.(3) implies $u_z^+ \sim u_r^+ h/r$ at the disk surface. Note also that, depending on the magnitude of the radial current, the magnetic field lines either brake the disk when the electromotive force dominates the differential rotation effect or accelerate the outflow in the opposite case.

2.6. Vertical equilibrium and origin of the jets

A quasi-hydrostatic equilibrium is achieved when the plasma pressure gradient balances the confining force, which is only the tidal force due to the central object in standard accretion disk theory (self-gravity is neglected). However, in magnetized accretion-ejection structures, the magnetic pressure associated to both the radial and the toroidal components (predominantly) as well as the magnetic tension due to B_z , act also to confine the disk matter. This results in disks which are thinner than purely hydrodynamical disks, and leads to an inner region in magneto-hydrostatic equilibrium described by

$$\frac{\partial P}{\partial z} \simeq -\rho \Omega_K^2 z + J_r B_\phi - J_\phi B_r. \quad (23)$$

Thus, as any vertical motion arises from a deviation of this balance in this inner part of the disk, either the matter falls onto the disk midplane due to the compression forces or, the plasma pressure gradient is large enough to overcome them and the matter is blown up to the disk surfaces. In this quasi-static part of the disk near the midplane, vertical motions are then due to the plasma pressure gradient alone and not to any MHD

acceleration effect. Indeed, the more curved the field lines, the bigger the magnetic pressure, hence the magnetic pinching. The true MHD vertical acceleration, which writes

$$(\mathbf{u}_p \cdot \nabla) u_z = -\Omega_z^2 z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(P + \frac{B_r^2 + B_\phi^2}{2\mu_0} \right) + \frac{B_r}{\mu_0 \rho} \frac{\partial B_z}{\partial r}, \quad (24)$$

occurs only in the tenuous outer layers of the disk, where the dominant magnetic effects have changed their sign.

2.7. Energy balance equation

The complete and self-consistent equation describing the stationary disk power balance is

$$\begin{aligned} \text{div}(U\mathbf{u}_p + S_{rad} + \mathbf{q}_{turb}) = & -P \text{div}\mathbf{u}_p + \eta_m J_\phi^2 + \eta_m' J_p^2 \\ & + \eta_v \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2, \end{aligned} \quad (25)$$

where η_v is the bulk viscosity, related to the kinematic viscosity through $\eta_v = \rho\nu_v$ and

$$\nu_v = \frac{2}{3} \alpha_* \Omega h^2. \quad (26)$$

The dissipation effects, namely the turbulent Joule and viscous heating terms, convert mechanical energy into thermal energy according to the most efficient cooling mechanism. This local conversion is modified by the advection of the total internal energy density U and the corresponding compression term due to the pressure forces (describing an adiabatic flow where all the other terms are negligible). Moreover, in a fully developed turbulence, one should take into account the heat flux generated by the turbulent heat diffusion, measured by a turbulent Prandtl number $\mathcal{P} = \nu_v/\kappa$ of order unity.

The temperature profile of the disk is a major feature in modelling accretion disks, since the pressure gradient plays such an important role in the ejection process. Depending on its gradient, there are two physically different kind of disks: radiative and convective, see Sect. 4.2.

If the temperature gradient is sub-adiabatic, the disk is convectively stable and the radiation diffusion in a medium of Rosseland mean opacity $\bar{\kappa}$ is expressed by

$$S_{rad} = -\frac{c}{\bar{\kappa}\rho} \nabla P_{rad}, \quad (27)$$

with $P_{rad} = a_* T^4$ for an optically thick medium, where $a_* = 4\sigma/3c$ and σ is the Stephan constant. A difficulty arises at the disk surfaces, where the optical depth decreases and thus, a proper treatment of the radiative transfer equation in a hot optically thin medium should be done. Moreover, as the density and temperature decrease vertically, the nature of the dominant opacity changes implying then problems, even in the optically thick region of the disk.

If the temperature gradient is super-adiabatic, the disk becomes convectively unstable and convection cells, whose geometry strongly depends on the influence of both rotation and magnetic field lines (e.g., Chandrasekhar 1961), redistribute the energy so that the temperature profile is leveled. Of course, there is by now no hint on the energy flux generated by such a process, even from numerical simulations.

We choose to round these difficulties by using a perfect gas law

$$P = nk_B T, \quad (28)$$

where we prescribe the temperature profile T and check *a posteriori* the temperature that would have been provided by Eq.(25). By this mean, we can also mimic the transition between the optically thick disk and the hot optically thin corona. Note that n describes the photon density if radiation pressure dominates gas pressure.

3. The physical regimes and parameter constraints

3.1. Comments on the self-similar ansatz

In order to properly treat the two-dimensional stationary problem, it is convenient to separate the vertical and the radial variables so that the set of non-linear partial differential equations splits into two sets of non ordinary differential equations (non-ODEs). As gravity attraction is the central driving force and obeys to a self-similar scaling, it is natural to seek for solutions of the form

$$A_i(r, z) = A_i g_i(r/r_e) f_i(x), \quad (29)$$

where the radial profile of the physical quantity A_i is such that $g_i(1) = 1$ and the relevant vertical variable is $x = z/h(r)$. The vertical boundary conditions are thus straightforward, while the radial boundary conditions fashion the radial profiles of the disk physical quantities. In standard viscous disks, the steady influx of angular momentum through the disk is determined at the inner disk radius, defined as the radius where the shear $r d\Omega/dr = 0$, so that there is no net torque braking the disk there. In magnetized accretion disks, the braking effect is due to a magnetic tension and thus, is tightly related to the magnetic field topology. Henceforth, radial boundary conditions should be imposed on the open magnetic surfaces at both outer and inner disk radii. However, one can ignore this difficulty if the physical conditions leading to magnetized disks are valid throughout a large radial extension. Indeed, as long as the Keplerian balance is achieved, it enforces a scaling invariance so that the various physical quantities will display a power law dependency on the radius (see Sect. 3, Paper I). Nevertheless, the radial exponents

$$\alpha_i = \frac{d \ln g_i}{d \ln r}, \quad (30)$$

which appear in the set of non-ODEs describing the vertical disk structure, do not need to be strictly constant but only slowly varying with the radius.

Self-similar solutions are possible only if the poloidal magnetic field scale height is proportional to the disk scale height. Moreover, α PTC-disks in which all the physical effects can be self consistently treated, are obtained for constant magnetic Reynolds numbers, that is $h \propto r$ (see Paper I). In fact, these two requirements are intrinsically connected with the physics of magnetized accretion disks driving jets hence, are not a mere constraint due to self-similarity. Indeed, there is an interdependency between the disk scale height and the bending of the poloidal field lines since, for example, for a greater bending the disk is more squeezed. Besides, it comes out from the physical analysis of the previous section, that ejection requires the contribution of all the physical effects, as long as the field lines are not too straight (as in Paper II).

Therefore, unless ejection occurs on a small portion of the disk (from a boundary layer between the central object and

the Keplerian disk), rather general considerations lead to the conclusion that the disk scale height is proportional to the radius, regardless of the opacity regimes (as it is the case in a standard disk). This has an important consequence on the mass ejection rate, since the ejection index ξ is directly related to the radial evolution of the magnetic flux through

$$\xi = 2\beta - \frac{3}{2}, \quad (31)$$

or equivalently to the density exponent $\alpha_4 = 2\beta - 3$ (see Sect. 5, Paper I). Hence, it can be seen that a wide range of ejection rates $0 < \xi < 5/2$ is possible, provided that the magnetic flux (resp. the density) exponent verifies $3/4 < \beta < 2$ (resp. $-3/2 < \alpha_4 < 1$).

3.2. Parameter constraints

The dimensionless parameters describing magnetized accretion disks were already presented in Paper I, Sect. 3. However, we found convenient to change some of them in favor of a more accurate parametrization.

(i) The thin disk approximation is insured with $\epsilon = h/r$ smaller than unity, while the disk scale height is defined by the characteristic pressure scale of variation by setting

$$h^2 = \frac{P_o}{\rho_o \Omega_K^2} \quad (32)$$

where the subscript "o" refers to values defined at the disk equatorial plane.

(ii) The poloidal magnetic scale height, which arises as the balance between the advection of the poloidal field lines and the turbulent magnetic diffusivity, is controlled by the magnetic Reynolds number \mathcal{R}_m defined in Eq.(12).

(iii) The strength of the magnetic field has to be compared with the strength of the tidal force and not with the gravitational force (as previously done with the parameter χ), since ejection requires that magnetic effects overcome the tidal compression. Thus, the relevant parameter is

$$\mu = \frac{V_{A_o}^2}{\Omega_K^2 h^2}, \quad (33)$$

which provides a measure of the relative strength of these two effects on the vertical direction. The requirement of a Keplerian disk ($\omega \ll 1$ at the disk midplane) is less stringent than the one due to the Parker instability. Indeed, if the pressure associated to both the radial and toroidal components of the magnetic field is bigger than the plasma pressure, the flux tubes are buoyantly expelled from the accretion disk. Although modified in a differentially rotating disk, a crude criterium for buoyantly stable disks is the plasma beta, defined as

$$\beta_p = \frac{2\mu_o P}{B_r^2 + B_\phi^2} = \frac{2}{\mu + \alpha_m^2/4} \left(\frac{\beta l^2}{r h} \right)^2, \quad (34)$$

that must be of order unity or greater. As will be seen further, this puts a limit on the magnetic field strength according to the magnetic field scale height l .

(iv) The level of turbulence that is required to obtain the magnetic diffusivity allowing an extraction of angular momentum is parametrized by α_m . Indeed, the characteristic propagation time scale of magnetic disturbances is $\tau_A \sim h/V_A$, while the characteristic time scale of resistive dissipation is $\tau_v \sim h^2/\nu_m$.

Resistive instabilities leading to reconnection will develop if the magnetic dynamics evolves more rapidly than resistive diffusion. These instabilities are quenched when $\tau_v \lesssim \tau_A$, implying $\alpha_m \gtrsim 1$. Note that the diffusion time scale was built with the poloidal diffusivity, so that a resistive instability would imply reconnection of the poloidal field.

The phenomenological parameter α_m is easy to constrain and stands here for the shear parameter

$$q = \frac{\alpha_m}{2} (1 + \omega_o) \frac{r h}{\beta l^2} \mu^{-1/2}, \quad (35)$$

introduced by Eq.(21) in Paper I (ω_o is the departure from the Keplerian rotation at the disk midplane). This shear parameter controls the radial current responsible for the magnetic braking, as in a Barlow wheel. Hence, it is directly connected to the resistance R of the external medium

$$R \simeq \frac{\mu_o}{4\pi} \frac{\Omega_e \tau_e}{q} \frac{1 - (r_i/r_e)^{\beta-3/2}}{\beta - 3/2}, \quad (36)$$

that loads the central engine, which supplies a closed electric circuit. As the jet is launched from the accretion disk, the electric circuit is built up at the same time. Mainly due to the shocks suffered by the jets, the whole resistance necessarily grows with time. In a quasi-steady state evolution, if the structure gives rise to both accretion and ejection with q and β almost constant with time, the evolution of R modifies the disk radial extension. For $\beta < 1$, the radial extension increases with R , leading to an enhancement of the mass ejection. *A contrario* for $\beta > 1$ the disk extension decreases and eventually the whole ejection process stops. In this scheme, the evolution of these machines is intrinsically linked to the expansion of the whole circuit as the jets pervade the ambient medium. Thus non-steadiness of the global process of accretion and ejection could be obtained depending on the resistance the surrounding medium opposes to the jet propagation. In particular, depending on the local density, jet formation could be prevented or, less drastically, subject to intermittency, where non-steady accretion leads to sporadic ejection events.

(v) The key parameter for ejection is Γ defined by Eq.(20), since it controls the shape of the radial current profile. The differential rotation of the matter induces a toroidal component, so that the total toroidal field deviates from the linear law that would be necessary to extract angular momentum from a rigid disk. In particular, one can see from the Taylor expansion of the radial current, $\eta'_m J_r \simeq \eta'_o J_o (1 - \Gamma x^2/2)$, that Γ measures the altitude where this current reverses its sign. Hence, setting Γ of order unity insures that the reversal of the Lorentz force will occur only at the disk surface. As expressed by Eq.(19), the previous considerations imply that the turbulence must lead to a slight anisotropy between the two diffusivities.

(vi) The last parameter Λ (see Eq.(22) in Paper I) measures the efficiency between the magnetic torque and the viscous torque. It can be simply expressed as $\Lambda = u_m/u_v$, where u_m (resp. u_v) is the accretion velocity at the disk equatorial plane due to the magnetic braking alone (resp. viscous shear stress). Viscous effects are overwhelmed by magnetism if

$$\frac{\alpha_v}{\alpha_m} \ll \frac{1}{2} \mathcal{R}_m \mu^{1/2}, \quad (37)$$

which is easily obtained, even for $\alpha_v \sim \alpha_m$ (which is far to be realized in the context of hydrodynamical turbulence, see

Dubrulle 1992), if there is a significant bending. Although viscous stress can always be neglected in magnetized disks, the viscous heating can still be relevant. Indeed, the ratio \mathcal{H} of the Ohmic dissipation with the viscous heating term writes

$$\mathcal{H} = \frac{2}{3} \frac{\alpha_m}{\alpha_v} \mu^{1/2} \mathcal{R}_m^2 \epsilon^2 \left(\mu + \frac{3}{4\Gamma} \right), \quad (38)$$

which can be smaller than unity unless α_v is much smaller than α_m . Hereafter, we will systematically neglect the viscous shear stress, whereas the viscous dissipation will be taken into account in the heating of the disk.

A magnetized accretion-ejection structure is then controlled by a set of six parameters where, at this point, four remain free (ξ , \mathcal{R}_m , μ and ϵ), while the other two are of order unity (α_m and Γ).

3.3. The magnetic diffusivity and the magnetic geometry

Depending on the magnitude of the turbulent magnetic diffusivity, the poloidal field lines are more or less bent, giving rise to a correspondingly magnetic pressure and tension. Now, a major concern about magnetized disks relies on the quasi-Keplerian rotation, since the Lorentz force could easily breakdown this approximation (see Heyvaerts and Priest 1989 for non Keplerian rotation laws). The radial plasma pressure gradient being only of order $\alpha(\epsilon^2)$, the predominant deviation from the Keplerian law is due to the Lorentz force and is measured at the equatorial plane by

$$\omega_o \simeq -\frac{1}{2} \frac{h^2}{\mu \beta^2}, \quad (39)$$

which must be at most of order $\alpha(\epsilon)$, with $\Omega_o \simeq \Omega_K(1 + \omega_o)$. Henceforth, there is three different physical regimes, governed by the magnetic scale height $l(r)$.

(1) If the field lines are almost vertical inside the disk, that is $l \sim r$ or equivalently $\mathcal{R}_m \sim 1$, the Lorentz force can be neglected in the inner part of the disk ($\omega_o \sim \mu\epsilon^2$), unless $\mu \sim r/h$. Such a configuration was studied in Paper II, in the context of a radiative disk around a compact object. We found out that the required magnetic field is very strong, leading to a sort of magnetic channeling driving out almost all the matter from the disk. Nevertheless, as this structure is coherent we cannot exclude its existence.

(2) For $l \sim h$, or $\mathcal{R}_m \sim \epsilon^{-2}$, the poloidal field is bent on the disk scale height. Such a configuration is usually used in modelling the jets issued from an accretion disk (e.g., Lovelace et al. 1987, Königl 1989), since it is thought that it provides a more efficient acceleration. For such a strong bending (at the disk surface $B_r^+ \sim B_z^+/\epsilon$) the plasma beta writes

$$\beta_p = \frac{2\epsilon^2}{\mu + \alpha_m^2/4}, \quad (40)$$

requiring then $\mu \lesssim \epsilon^2$ (a small poloidal field) and $\alpha_m \lesssim 2\epsilon$. This latter constraint insures stability against buoyancy but implies that there is resistive instabilities that lead to reconnection inside the disk. Hence, although frequently claimed, such a configuration is probably unstable and leads to a non-steady accretion and ejection.

(3) Intermediate bending, $l \sim \sqrt{r}h$ or $\mathcal{R}_m \sim \epsilon^{-1}$, seems to be the most promising configuration. Indeed, for a moderate

poloidal field, $\epsilon \lesssim \mu \lesssim 1$, the disk is in a quasi-steady state with respect to buoyancy and resistive instabilities. Moreover, the magnetic field components are roughly of equal strength at the disk surface and both the radial and the toroidal currents are relevant, implying then the treatment of all the terms in the equations. Hereafter, we will focus only on this MHD configuration.

As seen from this analysis, the magnetic Reynolds number \mathcal{R}_m is directly linked to the scale height parameter ϵ , while there is a close connection between the strength of the poloidal field μ and \mathcal{R}_m . It can be easily understood from the requirement of ejection, since the more curved the field lines, the bigger the magnetic pinching force. Henceforth, the vertical component of the magnetic field cannot be too strong or it will prevent any vertical balance by the plasma pressure, a situation that will lead to a global converging motion of the matter towards the disk midplane. A precise adjustment of μ , according to a given \mathcal{R}_m and ξ (that measures the vertical acceleration at the disk midplane, see Appendix B) is then required.

3.4. The critical point: the link between radial and vertical disk structures

The set of stationary non-ODEs describing the vertical disk structure can be put into the form

$$M.Y' = P, \quad (41)$$

where P is a vector and M a matrix depending on $Y(x)$ and Y' is the vector of the derivatives of the variables. In order to have a solution, the matrix M has to be inverted, which requires that its determinant must not vanish. When this condition is not fulfilled, there is a critical point that must be handled carefully, by imposing regularity conditions. A critical point usually arises where the matter velocity reaches the phase velocity of a propagating wave. Such a wave, in a time-dependant problem, would propagate upstream, carrying the information of the physical conditions downstream and thus, would modify the initial conditions. Such an iterative process would lead to the building up of the precise boundary conditions that allow the existence of the steady-state evolution of the system. Thus, critical points are tightly related to the time-dependant problem, the regularity condition, required to smoothly break through it, acting as this iterative process. Since the time-dependant solutions must verify the symmetry properties of the modelling, the only waves that are "allowed" to propagate must also verify this constrain. Hence, in an axisymmetric self-similar description of accretion disks, the relevant direction of propagation, \mathbf{n} , is normal to the wave surfaces of constant phase $\varphi(x) = Cst$. Thus, it writes

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla\varphi}{|\nabla\varphi|} = \frac{\nabla x}{|\nabla x|} = \frac{\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_r x dh/dr}{(1 + x^2(dh/dr)^2)^{1/2}}. \quad (42)$$

Therefore, criticality appears wherever the condition

$$V \equiv \mathbf{u}\mathbf{n} = V_\varphi \quad (43)$$

is fulfilled, where V_φ is the phase velocity of the relevant waves and V is the fluid velocity in the relevant direction (which appears to be almost the vertical direction for a thin disk). Two questions arise then: what are the relevant waves? and how many critical points can exist?

Waves result as the balance between a source of disturbances and a restoring force. In a rotating medium where plasma

pressure, magnetic force and gravity are relevant for the fluid dynamics, the exact calculation of the dispersion relation for magnetosonic-gravity waves is fastidious. However, the vanishing determinant provides directly the relevant wave for criticality. Two drastically different behaviour exist, depending on the critical point location, either on the resistive disk or in the ideal MHD corona.

The resistive determinant vanishes where

$$V^2(V^2 - V_s^2) = 0, \quad (44)$$

showing that the equatorial plane (where $V = 0$) is also a critical point, that is of nodal type since all the solutions must pass through it. Quite amazingly, because of the presence of the diffusivities that induces high order derivatives, the magnetic force does not act as a restoring force and the critical velocity involves only the sonic wave. There is one regularity condition that must be satisfied in order to break through this sonic point. Although it can be written analytically, it is untractable and the regularity condition will be approximately achieved numerically.

In the ideal MHD region, criticality appears where the determinant becomes equal to zero,

$$[V^4 - V^2(V_s^2 + V_{At}^2) + V_s^2 V_{An}^2][V^2 - V_{An}^2]^2 = 0 \quad (45)$$

namely, where the flow velocity V successively reaches the three phase speeds V_{SM} , V_{An} and V_{FM} , corresponding respectively to the slow magnetosonic wave, the Alfvén wave and the fast magnetosonic wave. The phase speeds of the two magnetosonic modes have the usual expression, namely

$$V_{SM}^2 = \frac{1}{2} \left(V_s^2 + V_{At}^2 - \sqrt{(V_s^2 + V_{At}^2)^2 - 4V_s^2 V_{An}^2} \right) \quad (46)$$

and

$$V_{FM}^2 = \frac{1}{2} \left(V_s^2 + V_{At}^2 + \sqrt{(V_s^2 + V_{At}^2)^2 - 4V_s^2 V_{An}^2} \right). \quad (47)$$

The typical velocities coming up in these expressions are the Alfvén speed V_{An}

$$V_{An} = \frac{\mathbf{B}_p \cdot \mathbf{n}}{\sqrt{\mu_0 \rho}}, \quad (48)$$

which is the projection of the poloidal Alfvén speed in the relevant direction \mathbf{n} , and the total Alfvén speed V_{At}

$$V_{At}^2 = V_{A\phi}^2 + V_{Ar}^2 + V_{An}^2 \left(\frac{\mathbf{u}_p \cdot \mathbf{e}_z}{\mathbf{u}_p \cdot \mathbf{n}} \right)^2, \quad (49)$$

which is the sum of the horizontal Alfvén speed and an Alfvén speed along the vertical direction. Note that $V = V_{An}$ is equivalent to $\mathbf{u}_p = V_{Ap}$, which shows that this is the usual Alfvénic critical point encountered in jet theories. It is also noteworthy to remark that the multiplicity of this root implies that at the Alfvénic point, both the first order and the second order derivatives of the physical quantities are imposed by the regularity conditions.

Although the matter propelled out from the disk can potentially reach three critical velocities, only the slow magnetosonic point can be properly worked out in the frame of our modelisation (see Fig. 1 and 2). The other two critical points, the Alfvénic first and possibly the fast magnetosonic, will be met farther out in the jet. This has been accomplished within the same similarity

assumptions valid for both the disk and its jets, by Rosso and Pelletier (1994). In the ideal case, there are two regularity conditions that must be imposed to break through the critical point, though only one of them seems to be very restricting (see next section).

Owing to the presence of magnetic forces that depend on the fluid dynamics, the flow can encounter several times the same critical point (see Appendix A for a simple example), which clearly shows that magnetized accretion disks display a rather complicated topology (this is postponed for a future work). Indeed, the acceleration mechanism can bring the fluid close to the critical velocity and then, if the right regularity conditions are not met at this point, the fluid decelerates until acceleration once again takes place. Since it seems dubious that such a situation could remain stationary, breaking through the first critical point encountered must be a required condition for ejection. This condition is fulfilled by perfectly adjusting one of the free parameters to the others. In other words, the regularity condition that allows the crossing of the critical point diminishes the number of free parameters by imposing a relation between them. This is the natural link between the radial ejection index ξ that measures the ejection rate for a given disk radial extension, and the parameters \mathcal{R}_m , μ and ϵ , that must provide the physical conditions to allow such an ejection process.

4. Vertical and radial profiles of MHD accretion-ejection structures for intermediate bending of the poloidal field lines

4.1. The disk vertical structure

4.1.1. A simple analytical model

Before treating properly the disk vertical structure by looking for self-similar solutions, we will make here some simplifying assumptions in order to enlighten the behaviour of the various physical quantities. First, the thin disk approximation leads to neglect the radial derivatives in front of the vertical ones ($\partial_r \ll \partial_z$). Second, the intermediate bending of the poloidal magnetic field lines, $l \sim \sqrt{hr}$, allows us to expand the flux function inside the disk and, with it, the Lorentz force. Hence, we get the equations describing the vertical disk structure at a particular radius, with an ordering where terms of order h/r are neglected. For simplicity in the writing of the equations in this section, we dedimensionalize the even functions by their value at the disk equatorial plane (noted with a subscript "o") and define a new quantity, the inverse of the density $v = \rho_o/\rho$.

The poloidal flux diffusion equation does not provide anymore the vertical profile of the toroidal current, since it is a constant in the intermediate bending approximation. Rather, it describes how the radial velocity evolves according to both the magnetic diffusivity and the vertical velocity profiles

$$u_r = v - \alpha u_z. \quad (50)$$

Here, the characteristic speed used to normalize u_z , namely $v_o/h = \alpha_m V_{Ao}$, was naturally imposed. In particular at the transition point $\alpha_o \sim 1$ between the disk and the jet where u_r vanishes, the vertical velocity is of order $\alpha_m V_{Ao}$. This result shows that the outflow velocity is determined by both the magnetic field and the magnetic diffusivity. Note also that if the matter falls towards the disk midplane, the accretion velocity increases, whereas in the ideal MHD region, vertical ejection goes along an outward radial movement along the magnetic surfaces.

Using the above characteristic speed for u_z shows that the vertical flux of angular momentum is relevant in the angular momentum transport equation,

$$u_r + \mu u_z \frac{\partial \omega}{\partial x} = jv, \quad (51)$$

where $\omega = \omega/\omega_o$ (we recall that ω_o is negative, see Eq.(39)) is the departure of the rotation velocity from the Keplerian law. Thus, the vertical variations of the angular velocity must be considered in a magnetized disk. At this ordering, the magnetic braking torque is reduced to the vertical tension associated to the toroidal field, and thus its sign is directly the sign of the normalized radial current j . This current is such that $J_r = J_o j$, where

$$J_o = \frac{1}{2} \rho_o \frac{u_o \Omega_o}{B_{zo}} \quad (52)$$

is the required current in order to successfully brake the disk. We choose then to normalize the toroidal field with $B_\phi = -\mu_o h J_o b_\phi$. After j has changed its sign, the magnetic field transfers its angular momentum back to the matter, thus increasing ω . Basically, this equation describes the evolution of the angular velocity of the matter, whereas in a vertically averaged standard disk it provides only the radial velocity due to viscous torques.

In the radial equilibrium equation, the dominant contribution to the vertical variation of the angular velocity comes from the Lorentz force, since the magnetic effects are multiplied by v . Thus, if we neglect the radial gradient pressure (which is of order ϵ), one gets

$$\alpha_m^2 u_z \frac{\partial u_r}{\partial x} = \omega - v. \quad (53)$$

In the dense quasi-magneto-hydrostatic part of the disk, the vertical velocity u_z is small and this equation becomes $\omega \simeq v$: the magnetic tension associated to B_r slows down the plasma rotation, thus decreasing ω (ω increases). This equation describes the radial acceleration due to the centrifugal increase of ω , after the radial current has changed his sign. In a magnetized accretion disk, the angular velocity remains quasi-Keplerian, but the small departure from this law is a key feature for the whole ejection process.

The vertical evolution of the radial current, and thus the deviation of b_ϕ from the linear law ($j = \partial b_\phi / \partial x$), is clearly shown in the following expression of Eq.(18),

$$v'j = 1 - \gamma \left[\omega + \frac{3}{2\mu} \omega^2 \right] + \frac{v_o}{v'} u_z b_\phi, \quad (54)$$

where $\gamma = \mu \omega_o / \alpha_m^2 v'_o$. It is then straightforward to realize that the differential rotation effects (the term between brackets) will eventually lead to a decrease of the current, until it changes its sign. This effect is enhanced by the advection term, if matter falls down towards the disk midplane. When j becomes negative, MHD acceleration takes place, leading to both a decrease of ω (which becomes negative) and also a positive u_z (see below). Thus, a balance can be achieved, leading to a *slightly* negative j . This balance is measured by $\Gamma \simeq 3\gamma/\mu$ being of order unity. Indeed, $\Gamma > 1$ leads to a change of sign already inside the dense disk and to a strong negative current, such that the toroidal field becomes positive. This situation corresponds to an MHD acceleration that happens too low in the disk. The disk is then unable to launch jets

since the MHD Poynting flux is negative, directed towards the disk rather than feeding the jets. On the contrary, $\Gamma < 1$ removes farther in the disk atmosphere the point where j changes its sign. Thus, magnetic pressure associated to the horizontal field compresses the disk too much. The required vertical balance is then achieved only for a large plasma pressure gradient, which implies that the pressure becomes unphysically negative at the disk surface. These two effects are both intrinsically linked to ejection: in the first case, too heavy ejection requires a large negative radial current that leads to a positive toroidal field, whereas in the second case, too strong magnetic compression requires a depression, caused by a negative pressure at the disk surface, in order to successfully expell the matter.

The vertical equilibrium is described by Eq.(24), which writes here

$$\alpha_m^2 \mu u_z \frac{\partial u_z}{\partial x} = -v \frac{\partial P}{\partial x} - x - v \left(\frac{hr}{\beta^2} \right)^2 \left[\frac{\alpha_m^2}{4} j b + \mu x \right], \quad (55)$$

where P is the normalized pressure profile of the disk. There are several important results here. First, the magnetic pressure gradient associated to B_r is always pinching the disk (and this effect is even increasing with height), implying that only the toroidal magnetic pressure gradient will effectively drive a vertical motion. However, this will never be possible here, unless μ is small compared to $\alpha_m^2/4$, which is hardly compatible with our previous assumption of $\epsilon < \mu \lesssim 1$. Therefore, making an expansion of the magnetic flux is too crude an approximation, in order to describe the subtil effects of non-linear interactions between the magnetic field and the flow. Second, in the inner part of the disk where magnetic pressure confines the matter (with a strength that is at most comparable with the gravitational tidal force), any movement of the matter comes from the unbalance between the plasma pressure gradient and these compression effects. Thus, a strong plasma pressure gradient will lead to an upward motion right from the disk midplane, while if it is not the case, a global downward motion will occur with the matter slowly decelerating until it reaches the disk midplane. These two opposite behaviours must be linked to the global ejection rate, since they imply that, in the former case, almost all the matter, while in the latter case, only a fraction of it, should be ejected out from the disk. This crucial information has been lost, because of the crude assumption $\partial_r \ll \partial_z$. Indeed, it is contained in the radial derivative of the mass conservation equation (3), namely in the value of ξ . Thus, by neglecting the two-dimensionality of the problem, we loose an important information about the local ejection rate. Note that the set of first order differential equations, from Eq.(50) to Eq.(55), including the prescription of the vertical profiles of the magnetic diffusivities and temperature, forms a complete set, without the mass conservation equation. This arises from the expansion of the magnetic flux, which, as said before, is too crude.

In spite of some differences (a two-fluid approximation, the use of ambipolar diffusion as the source of flux leakage), the physics involved in the above set of equations is the same than in the model of Wardle and Königl (1993). They rounded the difficulty of properly treating the mass conservation equation by prescribing the vertical mass flux, namely setting $u_z \propto v$ (i.e., $\dot{M}_a \simeq const.$), the constant of proportionality being fixed by the regularity condition at a sonic critical point. Thus, this modelling would be *a priori* valid in the context of negligible ejection rates. However, because of their prescription on u_z , they enforce the existence of a jet, which velocity increases as the

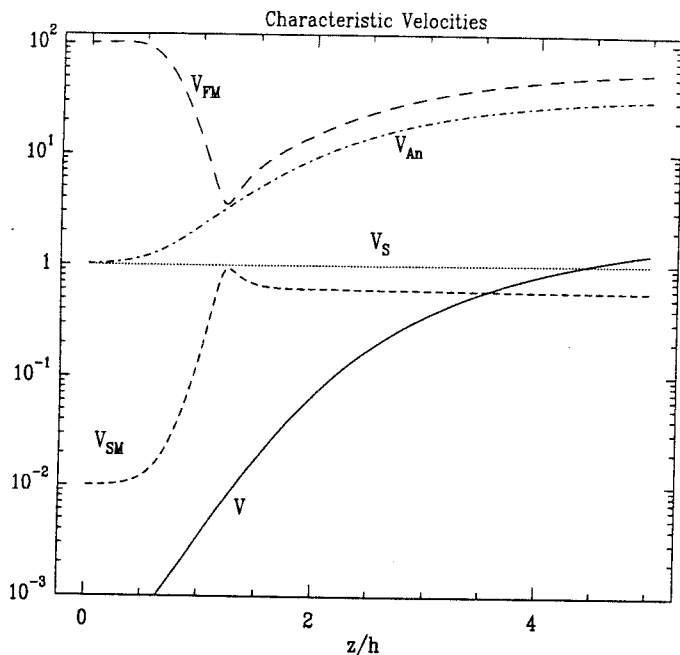


Fig. 1. Characteristic velocities of the plasma in the isothermal case, for $\xi = 0.01$, $\mu = 1.04$, $\epsilon = 0.1$ and $\mathcal{R}_m = 10$. In this situation, the Alfvénic critical point will be met only much farther in the jet.

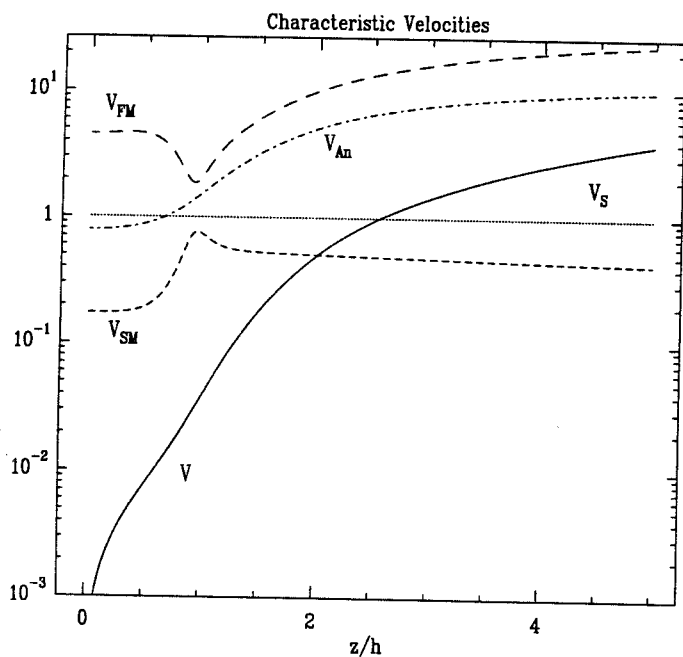


Fig. 2. Characteristic velocities of the plasma in the isothermal case, for $\xi = 0.15$, $\mu = 0.609$, $\epsilon = 0.1$ and $\mathcal{R}_m = 10$. For this higher value of the ejection index, the critical point is shifted closer to the disk surface.

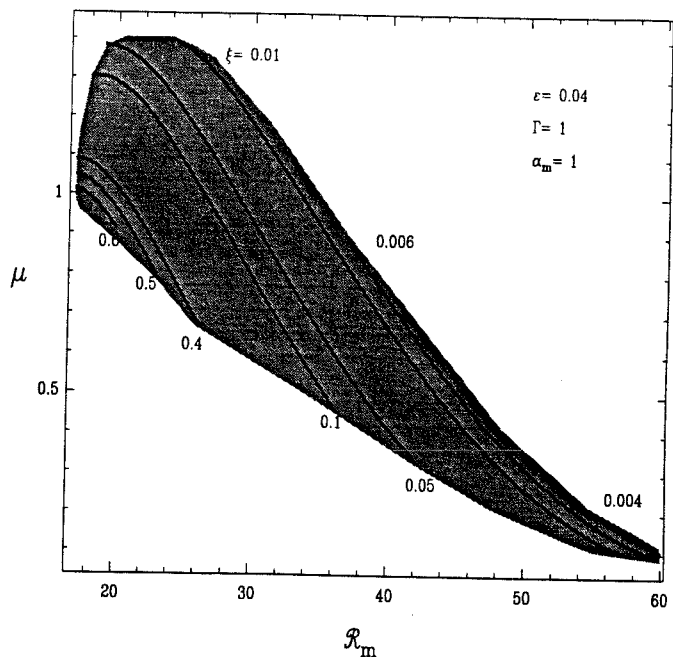


Fig. 3. Parameter space for a fixed value of the aspect ratio $\epsilon = 0.04$. For a disk radial extension such that $r_e = 10r_i$, the smallest value of the ejection index corresponds to the ejection of less than 1 % of the mass, whereas the largest value of ξ corresponds to the expell of about 75 % of the disk mass. All these models display jets that smoothly pass through the slow magnetosonic point and become ideal MHD. Thus, the resistive MHD mechanism that entwines accretion to ejection is robust and leads to a wide range of ejection rates from a Keplerian accretion disk.

density drops. Moreover, they came to the conclusion that the disk must be predominantly confined by magnetic pinching in order to effectively launch a wind. This result brought them to curve the poloidal field lines on the disk scale height ($l \sim h$), which raises the question of non-steadiness of such a configuration (see discussion in Sect. 3.3). Furthermore, our solutions show that the magnetic squeezing is at most of the same order than the tidal gravitational compression (see below).

This investigation leads us to conclude that all the terms must be kept in the resolution of the vertical structure and that taking into account the two-dimensionality is unavoidable. Thus, a self-similarity ansatz is a satisfactory approach.

4.1.2. Self-similar solutions

We solve the complete set of non-ODE describing the vertical disk structure (see Appendix B) by an implicit method, from the disk midplane to a given altitude above the disk. Since the disk equatorial plane is a critical point, we expand the physical quantities and start the numerical integration from a nearby point. As this numerical integration propagates upwards, the motion of the tenuous plasma of the outer layers of the disk becomes controlled by the field lines. We shift then from a resistive set of equations to another set describing this ideal MHD region, in such a way that the transition is smooth.

A complete calculation is made by fixing the values of some parameters (ξ , ϵ , \mathcal{R}_m , α_m and Γ) and looking for the precise value of the magnetic field (measured by μ) that allows the smooth crossing through the critical point (see Fig. 1 and 2). If μ is too strong, then the magnetic field pinches the disk too much and

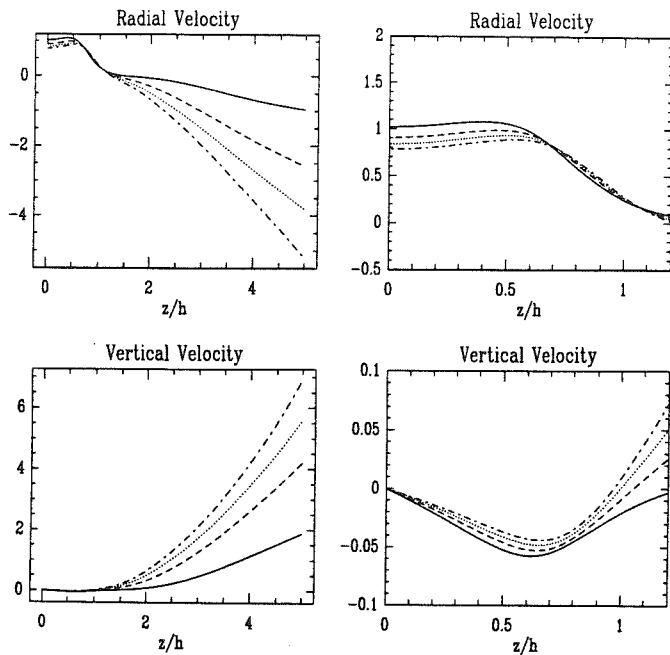


Fig. 4. The plasma poloidal velocity, for $\epsilon = 0.1$, $\mathcal{R}_m = 10$ and for various values of the ejection index ξ : $\xi = 0.01$ with $\mu = 1.039$ (solid line); $\xi = 0.06$ with $\mu = 0.817$ (dashed line); $\xi = 0.1$ with $\mu = 0.698$ (dotted line); $\xi = 0.15$ with $\mu = 0.609$ (dash-dotted line). The velocities are normalized by the sound speed at the disk midplane. The right panels display a zoom of both velocities, in the quasi-magnetohydrostatic inner part of the disk.

the density drops to zero (corresponding to an infinite vertical acceleration), whereas if μ is too weak the density profile is flatter, leading to a fall of the vertical velocity. It is then straightforward to approach the critical point by iteratively adjusting μ , until it becomes possible to make a jump across the critical point, in the region where the determinant of the system has changed its sign (Sect. 3.4).

In fact, to a given ejection index ξ , there is a range in the magnetic scale height $l(r)$, inside which it is possible to find the required μ (Fig. 3). Indeed, the vertical magnetic pinching in Eq.(55) depends on $l(r)$ as $(hr/\beta l)^2 = \mathcal{R}_m^2 \epsilon^2$, so that to a given disk scale height ϵ , the magnetic Reynolds number measures the bending of the magnetic surfaces. It is then possible to obtain a situation where we imposed a local ejection rate (through ξ), that is incompatible with the curvature of the field lines. In such a situation, there is no μ that allows the smooth crossing of the critical point.

In this problem, the vertical profiles of turbulent transport coefficients, such as the magnetic diffusivity and the viscosity, are imposed. As these coefficients are most likely due to the same turbulence, we choose to take the same vertical profiles for all of them (although we are not restricted by this choice). This turbulence being related to the disk density, we take a smoothly decreasing function of $x = z/h$, such as a lorentzian or a gaussian. Nevertheless, as long as these quantities decrease with altitude, the disk solutions do not depend strongly on their vertical profile.

As seen previously, the vertical profile of the temperature depends strongly on the dominant heat transport mechanism. Thus, we can use either an adiabatic description for a convective disk or, if the disk is radiative, we have to impose the vertical

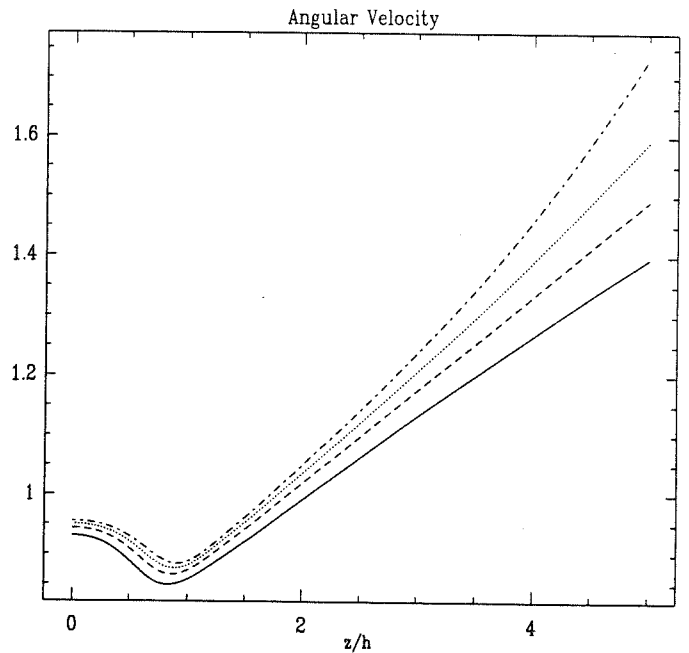


Fig. 5. Angular velocity of the plasma normalized by the Keplerian value at the disk midplane, for $\epsilon = 0.1$, $\mathcal{R}_m = 10$ and for various values of the ejection index ξ : $\xi = 0.01$ with $\mu = 1.039$ (solid line); $\xi = 0.06$ with $\mu = 0.817$ (dashed line); $\xi = 0.1$ with $\mu = 0.698$ (dotted line); $\xi = 0.15$ with $\mu = 0.609$ (dash-dotted line). Two regimes can be clearly identified. The first one corresponds to the dense disk where the effect of the radial component of the Lorentz force is increasing with the fall of the density. The second regime defines a jet regime, where the magnetic torque accelerates the matter.

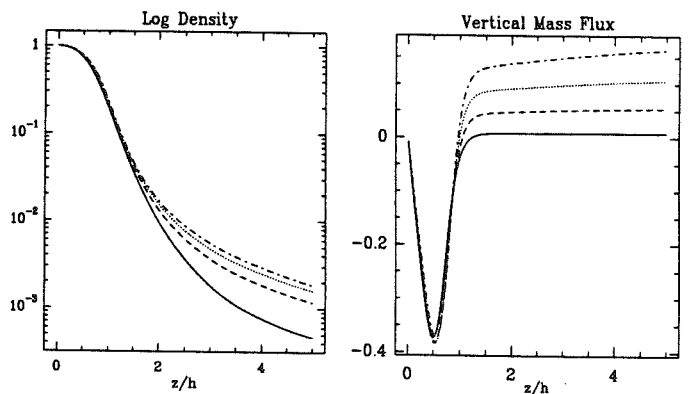


Fig. 6. The left panel shows the logarithm of the disk density normalized by its midplane value, whereas the right panel displays the variation with x of the vertical mass flux ρu_z , normalized by $\rho_0 \epsilon U_0$, where U_0 is the accretion velocity at the disk midplane. Both quantities were calculated for the same values of the parameters as in Fig. 4. As the magnetic pinching force increases in order to lower the ejection rate (a smaller ξ), the density at the disk surface drops, as well as the local mass flux.

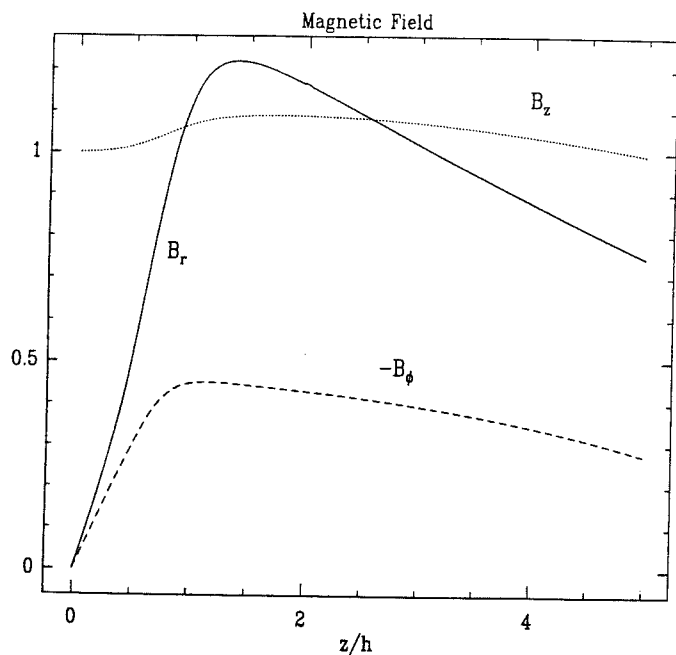


Fig. 7. Components of the magnetic field, for $\xi = 0.15$, $\mu = 0.609$, $\epsilon = 0.1$ and $\mathcal{R}_m = 10$. After the initial widening, the flux tubes are progressively bending towards the jet axis, forcing then the matter to flow along them.

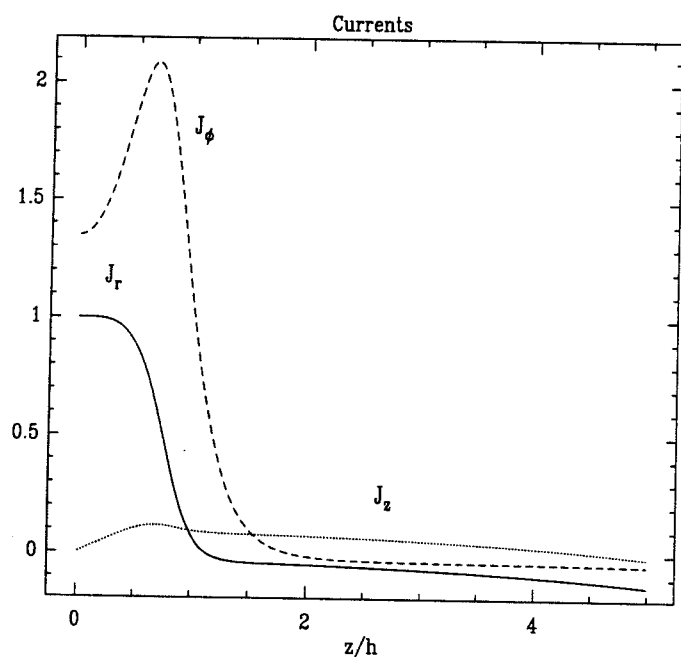


Fig. 8. Components of the current, for $\xi = 0.15$, $\mu = 0.609$, $\epsilon = 0.1$ and $\mathcal{R}_m = 10$. They were normalised by the required radial current J_o , necessary to brake the disk. In this calculation the radial current becomes negative, providing then a positive toroidal pressure gradient that pushes outwards the matter. For a smaller ejection index, less mass is ejected out and the radial current requires only to decrease on the disk scale height, becoming then negligible.

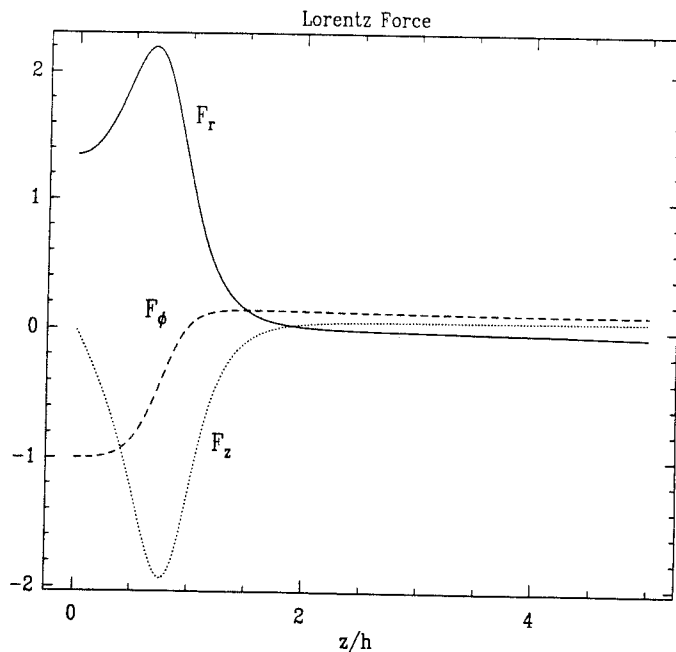


Fig. 9. The components of the Lorentz force, normalized by the value of the azimuthal braking torque at the disk midplane, for $\xi = 0.15$, $\mu = 0.609$, $\epsilon = 0.1$ and $\mathcal{R}_m = 10$. The azimuthal force first acts to brake the disk, and then changes its sign because of the differential rotation and accelerates the matter. This induces a centrifugal-like acceleration that drives a radial velocity. Note the displacement between the azimuthal and the vertical accelerations, due to the pinching effect of the radial component of the magnetic field.

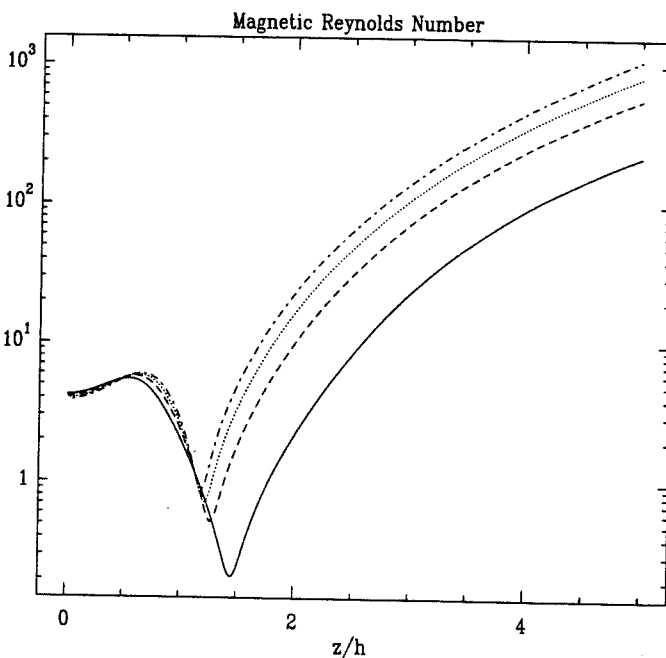


Fig. 10. Logarithm of the magnetic Reynolds number measured along a poloidal field line, for the same values of the parameters as in Fig. 4. At the base of the jet, the matter is not tied enough to the magnetic field lines in order to justify the use of an ideal MHD approximation.

profile. In such a situation, the temperature gradient cannot be too steep, for convection would arise. Thus, we do not make a strong mistake if the temperature is set as vertically constant (e.g. Paper II), which occurs anyway if the disk is optically thin. In the optically thick regime, we can check *a posteriori*, by solving the energy balance equation (25), the range of accretion rates that indeed give rise to nearly isothermal disks. For a given set of parameters, a vertically isothermal disk or an adiabatic disk will both give rise to the same ejection rate, but with two different values of the magnetic parameters, \mathcal{R}_m and μ . Indeed, for a larger gradient pressure, magnetic pinching has to be also larger in order to maintain the same local ejection rate. We will here focus only on isothermal disks, the adiabatic case being discussed elsewhere (Ferreira et al., in preparation).

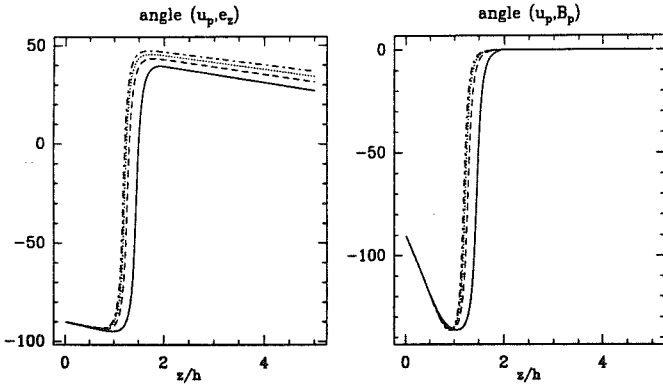


Fig. 11. Left panel: angle made by the poloidal velocity, measured from the jet axis in degrees, for the same values of the parameters as in Fig. 4. This angle is -90° for a pure radial accreting motion, whereas it is 0° for a pure vertical ejection motion. Right panel: angle between the poloidal velocity and the local magnetic surface. This angle varies from roughly -90° at the disk midplane to 0° in the ideal MHD region, where the matter flows along the magnetic surface. The transition from the inward accretion motion, with a slight convergence towards the disk midplane, to the outward ejection motion occurs in a thin layer at the disk corona.

Figures 4, 5 and 6 show the vertical profiles of the velocity field and density inside the disk, from low to moderate ejection rates. Indeed, if the disk is settled in one decade in radius, the values of ξ correspond to an ejection rate ranging from 2% to 30% of the accretion rate, as expressed by Eq. (5). The global motion of the plasma inside the disk is a fall towards the disk midplane and at the same time, directed to the central object. Because of the increasing radial tension of the field (Fig. 7 and 8), the matter is slowed down until the disk surface. The matter begins to be expelled from the disk even before the vertical Lorentz force changes its sign, see Fig. 9. This is the result of the decrease of the magnetic compression with height, thus allowing the plasma pressure to expell the matter. Therefore, the primordial ejection mechanism that allows a *positive* vertical velocity is the plasma pressure gradient. This defines a stagnation surface ($u_z = 0$), which divides up the ejection flow from the accreted one. The poloidal velocity is measured with respect to the sonic velocity, so that the sonic Mach number measured at the disk equatorial plane, writes

$$m_s = \frac{u_o}{C_{s0}} = \frac{2q\mu}{1 + \omega_o} = a_m \mu^{1/2} \frac{rh}{\beta P}, \quad (56)$$

where $\omega_o = -1 + \sqrt{1 - (\mathcal{R}_m \mu - a_m m_s^2 - a_o)^2}$ is the shift from the Keplerian angular velocity measured at the disk equatorial plane.

To the usual requirement of a Mach number smaller than unity, we substitute the smooth crossing through the critical surface. Thus, for a given ejection index ξ , only a narrow range of values is allowed for m_s .

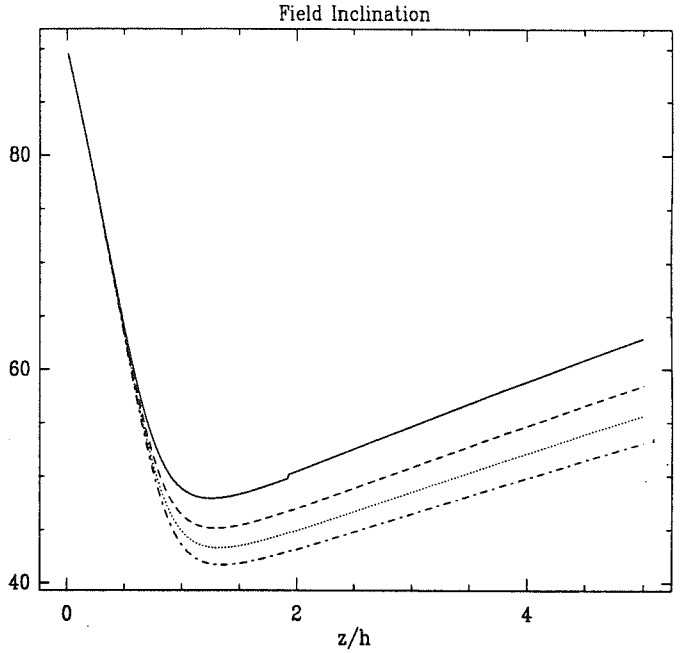


Fig. 12. Field inclination to the disk equatorial plane, for the same values of the parameters as in Fig. 4. We define this inclination as the angle between the tangent of the field lines and the disk midplane, so that its value is 90° at $z = 0$. The larger ξ , the larger the required bending of the poloidal field lines at the disk surface.

As a measure of the "idealness" achieved by the flow, we define a vertical magnetic Reynolds number along the poloidal field lines,

$$\mathcal{R}'_m = \frac{l u_p}{\nu_m}, \quad (57)$$

which becomes much bigger than unity in the ideal MHD region above the disk, see Fig. 10. The decrease of this number at the disk surface corresponds to the turning point of the poloidal velocity. Indeed, it abruptly changes its direction from an inward accretion motion (a negative angle with respect to the jet axis), to an outward positive angle (Fig. 11), until the matter becomes tied to the poloidal field lines and thus, flows along the magnetic surfaces. The matter is first ejected outwards at an angle that is greater than the inclination of the magnetic field line, because the plasma is still resistive at such altitudes. However, this induces a negative toroidal current that has two major effects: first, it provides a positive vertical acceleration that increases the vertical velocity and second, it lowers the radial Lorentz force, thus lowering also the radial component of the velocity. These two effects lead both to the decrease of the angle made by the poloidal velocity, hence adjust the poloidal velocity to the magnetic surfaces. This is then a natural transition between the resistive region and the ideal MHD jet.

Blandford and Payne (1982) showed that, in order to centrifugally launch a jet from a accretion disk, the poloidal magnetic field lines must have an angle of less than 60° with respect to the disk equatorial plane. We display this angle in Fig. 12 and

show that it is indeed always smaller than this limiting value, for various values of the ejection index ξ . However, while the acceleration of the ideal MHD jets can be pictured as due to a centrifugal force, their launch from the resistive disk can only be understood in terms of Lorentz force.

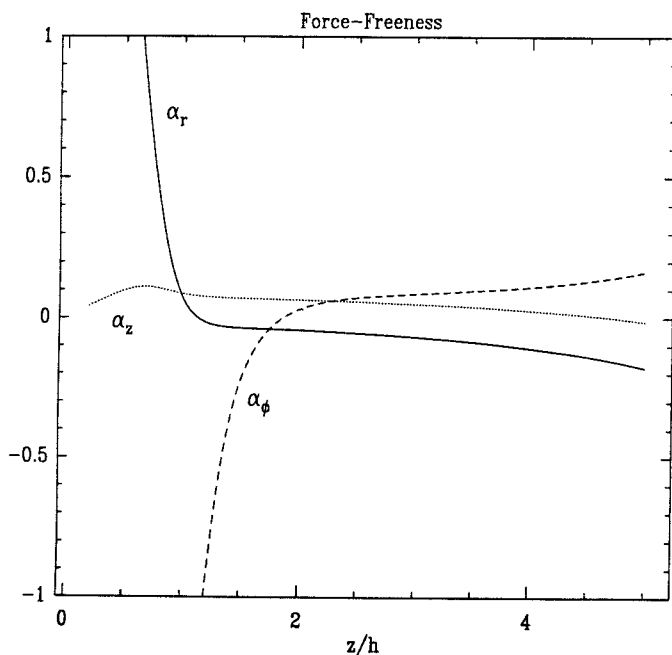


Fig. 13. If the magnetic structure becomes force-free above the disk, then $J = \alpha B$ holds, with $\alpha(x)$ being the same for each component of the field. Thus, $\alpha_i = j_i/B_i$ is a measure of the force-freeness: if all three quantities become identical, then the MHD configuration is indeed force-free. In the above example, obtained for the same values of the parameters as in Fig. 9, it is obvious that this never happens. Force-freeness is nevertheless a good approximation of the conditions prevailing in the disk corona for lower ejection rates i.e., when ξ is smaller.

In spite of the great amount of energy stored in the magnetic field, the jet is not necessary force-free at the disk surface. We show in Fig. 13 that for a moderately high ejection index, the magnetic structure does not verify $J \times B = 0$. However, in the case of low ejection indexes, the magnetic structure can even be assumed current free, namely $J = 0$.

4.2. The disk radial structure

4.2.1. Radial structure imposed by radiative cooling

As noted in Sect. 3.1, the disk radial structure is described by a set of radial exponents α_i that are almost constant with the radius, if a magnetized accretion-ejection structure is established through a wide range of radii. These exponents (and among them, are the flux distribution β and the ejection index ξ) depend directly on the density exponent, which in turn, is provided by the energy balance equation (see Sect. 5, Paper I). Note that the standard model (Shakura and Sunyaev 1973) has exactly the same constraint although, with the requirement of a constant accretion rate throughout all the disk, it imposes the variation with the radius of the disk scale height $h(r)$ (see Eq.(62), Paper I). Magnetized disks driving jets anyway, require that $h(r) \propto r$. Hence, the constraint that the cooling terms balance the heating terms at each radius imposes the value of the ejection index ξ

(or equivalently the density radial exponent). Ohmic dissipation, viscous heating and advection of internal energy have the same variation with the radius and thus, ξ remains free. Henceforth, it is a crucial question to determine whether the disk is radiatively cooled or convectively unstable, since the main flux transport mechanism will impose its scaling.

If the disk is optically thick and radiatively cooled, the scaling of the cooling term depends strongly on the Rosseland mean opacity of the medium. For a general opacity law with a dependency on the density and temperature of the form

$$\bar{\kappa} \equiv \kappa_0 \rho^\eta T^{\gamma_2}, \quad (58)$$

we are able to define a region in the two-dimensional space defined by γ_1 and γ_2 , where steady-state magnetized accretion disks are possible (see Fig.1 in Paper I). This is achieved when

$$\xi = \frac{\gamma_2 + 3\gamma_1/2 - 1/2}{2 + \gamma_1} \quad (59)$$

in the gaseous pressure supported region, and when

$$\xi = \frac{1 + 3\gamma_1/2 + 5\gamma_2/8}{1 + \gamma_1 + \gamma_2/4} \quad (60)$$

in the radiation supported region around compact objects. Hence, as both the density and temperature increase towards the central object, the opacity regime is modified, which leads to drastic changes in the overall structure. If no structure can be established at one particular opacity regime, then other possibilities can occur: i) there is no steady state solution and the disk undergoes violent adjustments, ii) ejection is confined to a boundary layer, iii) there is no jet, iv) the cooling mechanism is different so that this constraint does not apply anymore. Indeed, optically thin disks can be easily obtained when the magnetic braking is much more efficient than the viscous friction (for a comparable accretion rate, the accretion velocity is bigger and thus, the disk is less dense). In such a case, that lies outside the scope of the present paper, one should study the cooling mechanisms according to the physical conditions of the matter. Note that if the global structure is non-steady, because the cooling cannot adjust to the heating, then the resulting instability should not destroy the global structure. Indeed, the energy balance being only an epiphenomenon in a magnetized disk, it is doubtful that such a mismatching would significantly perturb the global dynamics. In such a case, it is more likely that the ejection process would become time dependant (e.g. described by a $\xi(t)$) whereas the magnetic structure remains only slightly perturbed. Such a behaviour could explain the aligned features that are observed along a well defined jet axis: time dependant ejection leading to the formation of bow shocks, canalised in a quasi-steady magnetic structure.

4.2.2. Is the disk convectively stable ?

For an optically thick accretion disk, convection occurs whenever the temperature gradient inside the disk is super-adiabatic, that is if the temperature falls down more rapidly than the adiabatic law $T \propto \rho^{\gamma-1}$, where γ is the adiabatic index (Schwarzschild 1958). In such a case, one should take into account the vertical heat flux by introducing a mixing length theory, like in the computation of stellar structures (e.g., Meyer and Meyer-Hofmeister 1982). However, convection redistributes the heat and levels the temperature

gradient so that it becomes very similar to the adiabatic one. Thus, we will here just assume an adiabatic law in the convective disk, for the vertical temperature profile (see below).

Nevertheless, the radial variation of the convective heat transport has to be fully specified, in order to build up a radial disk structure and constrain ξ . In a first attempt to address this issue, we use the prescription made by Shakura et al. (1978) of the vertical component of this convective heat flux, namely

$$q_{conv}^z = -\rho\kappa T \frac{\partial S}{\partial z}, \quad (61)$$

where S is the entropy and κ is a turbulent heat conductivity, of the order of (and scaling as) the turbulent viscosity ν_t . This expression is equivalent to the usual relation and leads to an outward energy transport when $\partial S/\partial z < 0$, that is, when the Schwarzschild criterion for the onset of convection, namely

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{adia} < 0, \quad (62)$$

is verified. It is then remarkable to see that the divergence of such a convective heat transport scales radially as $P\nu_t/h^2$, which can always balance at each radius the heating terms. Hence, as long as the disk is convective, there is no constrain on the ejection index due to the energy balance equation. It is then possible to construct accretion disks that drive an outflow from a wide range of radii, regardless of the opacity regime, as long as the disk is convectively unstable (but remains optically thick).

The criterion for the onset of convection in a magnetic field with differential rotation is unknown. Both rotation and magnetism inhibit convection and modify the cell pattern, since they impose a kind of rigidity to the medium. However, when acting together they can have conflicting tendencies so that the threshold could be raised (Chandrasekhar, 1961). Moreover, the magnetic effect, that is already moderate for a high beta plasma, is reduced by the diffusion.

Henceforth, we choose to rely only on the Schwarzschild criterion for the onset of convection instability. Since we prescribe the vertical profile of the disk temperature, we can only verify *a posteriori* at which condition the disk is convective or radiative, by solving the energy balance equation (25) in the radiative case. This equation can be put into the form

$$\ell^2 \Theta_{adv}(x) - Q \Theta_{rad}(x) = \Theta_{heat}(x), \quad (63)$$

where Θ_{adv} , Θ_{rad} and Θ_{heat} describe respectively the advection of entropy, the radiative flux and the heating terms (both Joule heating and viscous dissipation), and Q is a constant defined by

$$Q = \frac{c}{U_c} \frac{1}{\bar{\kappa}_c \rho_c r_c} \left. \frac{P_{rad}}{P_{tot}} \right|_{(r_c, 0)}. \quad (64)$$

This constant is inversely proportional to the accretion rate \dot{M}_{ac} at the disk external radius r_c and determines the vertical profile of the temperature (precisely, the value of its second derivative at the disk midplane). Hence, increasing the accretion rate leads to a steeper decrease of the temperature with height, providing eventually the super-adiabatic gradient required for the onset of convection. There is therefore a critical accretion rate related to a critical Q_c and to the local opacity, above which the disk undergoes convection instability, see Fig. 14. Note that, by using the Schwarzschild criterion, we get an upper limit on Q_c and thus, a lower limit on the critical accretion rate.

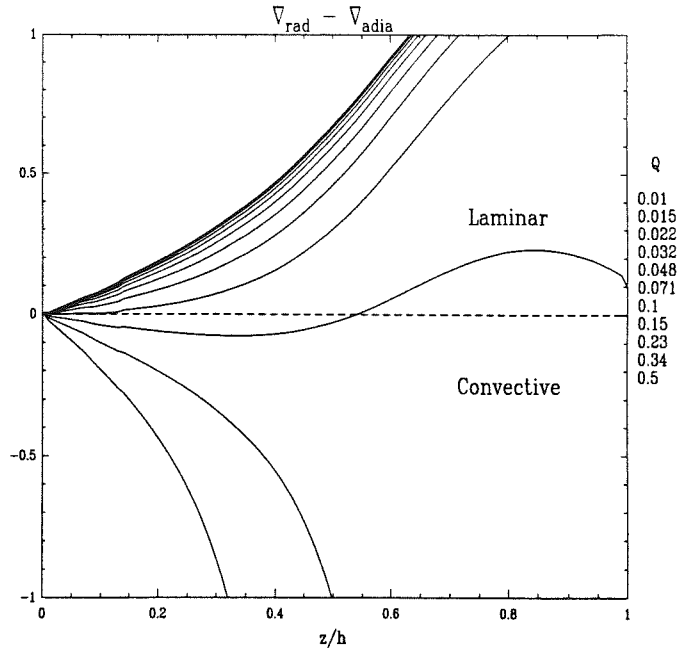


Fig. 14. Schwarzschild criterion for the onset of convection instability, for various values of the parameter Q , and for $\xi = 0.05$, $\epsilon = 0.04$, $\mathcal{R}_m = 25$, $\mu = 1.207$. The upper limit on the critical parameter Q is here ~ 0.03 .

We would like to point out that the innermost region around a compact object, that is supported against gravity and magnetic pinching by the radiation pressure gradient, is probably unstable if the disk is radiative. Indeed, in such a region the pressure gradient is imposed by the requirement of a vertical equilibrium. Thus, the parameter Q being uniquely determined, the structure is stationary only for one definite value of the accretion rate \dot{M}_{ac} , namely

$$\dot{M}_c = 6\epsilon Q^{-1} \frac{r_c}{r_s} \dot{M}_{Edd} \quad (65)$$

where $r_s = 3r_g$ ($r_g = 2GM/c^2$ being the Schwarzschild radius) is the last stable circular orbit around the compact object and $\dot{M}_{Edd} = 4\pi m_p GM/\sigma_T c$ is the Eddington accretion rate. The instability of this inner region was already shown by Shakura and Sunyaev (1976) in the context of the standard accretion disk model. Indeed, stationarity requires also an unlikely equality between the disk viscosity and its critical value

$$\eta_c = \frac{4}{9} \frac{cm_p}{\sigma_T}. \quad (66)$$

In general $\dot{M}_{ac} \neq \dot{M}_c$ and radiative cooling cannot balance anymore the heating of the disk, implying then the inclusion of other sources of heat transport.

4.3. Temperature profiles and emitted spectrum

4.3.1. The disk midplane temperature profile

The central temperature depends strongly on the density profile in radiation supported accretion disks and thus, is directly related to the ejection index by

$$T_c = T_e \left(\frac{r}{r_c} \right)^{-5/8 + \ell/4}, \quad (67)$$

while in a gaseous pressure supported disk, the central temperature is provided by

$$T_c = \frac{P}{nk_B} \propto \left(\frac{h}{r}\right)^2 r^{-1}. \quad (68)$$

The disk scale height in such a structure is then directly proportional to the radius throughout its radial extension and so, it is independent of the local opacity regime, unlike in standard viscous disks where the disk thickness adjusts itself to keep a constant accretion rate (see Eq.(62) in Paper I). An important consequence is therefore, that for all magnetized accretion-ejection structures established around a protostar, the disk midplane temperature will exhibit the same scaling, namely $T_c \propto r^{-1}$ (note that this result is independent of any assumption about the disk being either radiative or convective). This temperature distribution is consistent with that speculated for the primordial solar nebula. Indeed, the temperature distribution during the formation phase of the solar nebula can be roughly deduced from the condensation temperature of the various chemical elements present in the planets (Lewis 1974). From the simple assumption that the terrestrial planets were formed at the same time and near their present location, one infers that the disk midplane temperature was almost inversely proportional to the distance from the Sun.

4.3.2. The effective temperature as a signature of ejection

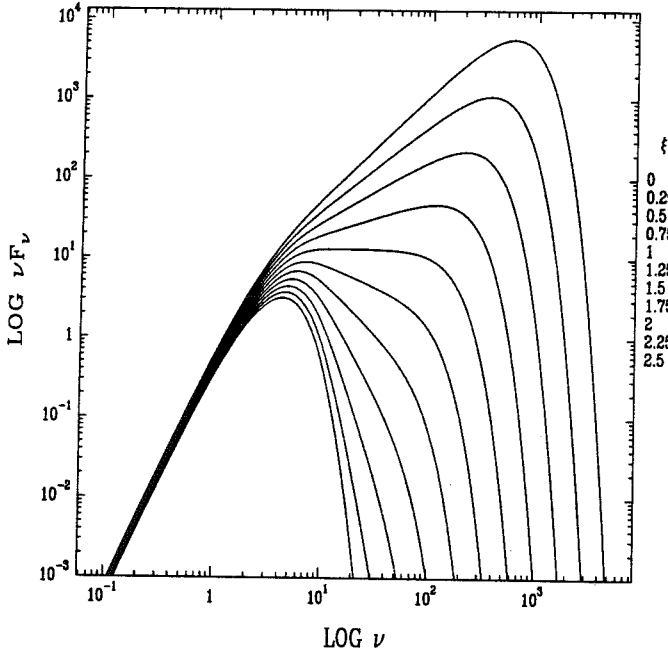


Fig. 15. Black-body continuum spectra emitted by an MHD disk for various values of the ejection index ξ , and for a large disk radial extension of three decades ($r_e/r_i = 10^3$). The upper curve corresponds to the standard case $\xi = 0$, with the following corresponding to increasing values of ξ . Note that both the energy flux and the frequency units are given with respect to normalized values (see text).

The disk effective temperature T_{eff} can be defined from the black body luminosity as

$$L_D = \int_{r_i}^{r_e} 2\pi r dr S_{rad}^z = \int_{r_i}^{r_e} 2\pi r dr \sigma T_{eff}^4, \quad (69)$$

where S_{rad}^z is the vertical component of the radiative flux at the disk photosphere (defined by an optical depth of order unity) and σ is the Stephan constant. Thus, the effective temperature is related to the central temperature by

$$T_{eff} \propto T_c \tau^{-1/4}, \quad (70)$$

where

$$\tau = \int_z^{\infty} \bar{\kappa} \rho dz \quad (71)$$

is the optical depth. It is then straightforward to show that magnetized accretion disks driving jets display the natural scaling law

$$T_{eff} \propto r^{-3/4 + \xi/4}. \quad (72)$$

Hence, the effective temperature is a direct measure of the ejection index as long as other processes, as reprocessing for example, are negligible. This result can be easily understood since the total energy, $d\epsilon \propto GM\dot{M}(r)dr/r^2$ lost between the radius $r + dr$ and r is radiated away at the disk surfaces with $dL_D = \sigma T_{eff}^4 2\pi r dr$.

If a magnetized accretion disk driving jets is optically thick, it will emit a black body-like radiation, such that the energy flux by frequency unit writes

$$F_\nu \simeq \frac{\cos i}{D^2} \int_{r_i}^{r_e} 2\pi r dr B_\nu(T_{eff}), \quad (73)$$

where D is the distance between the object and the observer and i is the viewing angle between the observer's direction and the disk axis. If such a structure is settled in a wide range of radii, the continuum spectrum will exhibit a power law dependency between the two extreme frequencies $\nu_e = k_B T_{eff}(r_e)/h$ and $\nu_i = k_B T_{eff}(r_i)/h$, where h is the Planck constant. The spectrum index α , defined by $\nu F_\nu \propto \nu^\alpha$ (or $\lambda F_\lambda \propto \lambda^{-\alpha}$), is related to the effective temperature index by

$$\alpha = \frac{4}{3} \left(1 - \frac{2\xi}{3 - \xi}\right). \quad (74)$$

This expression shows that such a structure can display a flatter spectrum than a standard accretion disk, giving rise to a less noticeable "bump".

In Fig. 15, we show the normalized spectra obtained for several values of the ejection index ξ , expressed in units of the characteristic frequency $\nu_o = k_B T_o/h$, where $T_o = T_{eff}(r_e)$. These universal spectra are normalized by the energy flux $\nu_o F_o$, such that in the context of an YSO,

$$\nu_o F_o = \frac{15 \cos i}{2\pi^5 D^2} \left(\frac{r_e}{r_*}\right)^2 \left(\frac{T_o}{T_*}\right)^4 L_*, \quad (75)$$

where $L_* = 4\pi r_*^2 \sigma T_*^4$ is the bolometric luminosity of the central star, of radius r_* and surface temperature T_* . Around a compact object, this energy flux becomes

$$\nu_o F_o = \frac{45 \cos i}{8\pi^5 D^2} \left(\frac{r_e}{r_*}\right)^2 \left(\frac{T_o}{T_*}\right)^4 L_{Edd}, \quad (76)$$

where L_{Edd} is the Eddington luminosity, $r_* = 3r_g$ and the characteristic temperature T_* is such that $a_* T_*^4 = m_p \Omega_*^2 r_* / \sigma_T$.

If the disk is optically thin, then the emitted spectrum should be computed taking into account the emission properties of the plasma, in each particular case (i.e., in the hot disks around compact objects or the cooler molecular disks around young stars). This will be considered in a forthcoming paper (Ferreira et al., in preparation).

4.4. Designing a global structure

4.4.1. Mass and energy budget

The mechanical power P_{lib} , usually called the accretion luminosity L_{acc} , liberated in an accretion disk that drives outflows is mostly shared into the MHD Poynting flux P_{MHD} and the disk luminosity P_{rad} , namely

$$P_{\text{lib}} = 2P_{\text{rad}} + 2P_{\text{MHD}}. \quad (77)$$

The available power can be put into a standard form

$$P_{\text{lib}} = \eta_{\text{lib}} \frac{1}{2} \frac{G M \dot{M}_{\text{ac}}}{r_i}, \quad (78)$$

where

$$\eta_{\text{lib}} = \frac{1}{1 - \xi} \left[\left(\frac{r_i}{r_e} \right)^\xi - \left(\frac{r_i}{r_e} \right) \right], \quad (79)$$

is an efficiency factor always smaller than unity and decreasing with ξ (that can vary between 0 and 5/2). We recover the standard expression for $\xi = 0$, whereas for $\xi = 1$, $\eta_{\text{lib}} = (r_i/r_e) \ln(r_e/r_i)$. For a given accretion rate \dot{M}_{ac} , a magnetized accretion disk has less available energy than a viscous disk, since less mass falls into the gravitational pit at the inner radius, where the energy is bigger. The value $\xi = 1$ corresponds to the transition case where the mechanical energy density flux is a constant throughout the disk radial extension, while for a larger ξ , the main radial contribution to this flux comes from the outer parts of the disk. In such a situation, ejection is so efficient that the available energy arises mostly from the vertical contribution: the matter follows a streamline which is progressively bent towards the vertical direction, until it is ejected out at a radius closer to the central object, in such a way that this approach provides the required energy (of course, with a correspondingly low velocity at infinity).

The MHD angular momentum extraction is intrinsically very different from a viscous shear stress. The latter allows the transfer of angular momentum in the plane of the disk, from an inner rapidly rotating fluid particle to an outer slower particle, whereas the mechanical energy is transferred into thermal energy, which is then radiated away or transported up to disk surfaces. The MHD process transfers both angular momentum and mechanical energy, from the dense parts of the disk, to the field itself. This energy is transformed into an MHD poynting flux that comes out the disk surfaces and can accelerate the jets as well as heat a corona. The acceleration mechanism can be therefore very efficient, the dissipation of magnetic energy depending only on the currents and the local resistivity. With such a process, only a small fraction of the available energy is transferred into thermal energy.

The disk luminosity is the sum of two contributions, one from the dissipation of magnetic energy P_{rad}^m , and one from the viscous heating P_{rad}^v . The magnetic contribution is always a fraction of the order of ϵ of the total available power,

$$\frac{2P_{\text{rad}}^m}{P_{\text{lib}}} \simeq \alpha_m^2 \frac{h r}{\beta^2 r} \quad (80)$$

whereas the contribution from viscous heating depends on the efficiency of viscous torques in angular momentum transport

$$\frac{2P_{\text{rad}}^v}{P_{\text{lib}}} \simeq \frac{1}{1 + \Lambda} \quad (81)$$

Disks radiating as much energy as the one they supply to their jets can also be obtained, but they require a very efficient viscosity ($\Lambda \lesssim 1$). Such a situation seems hard to obtain in a steady state picture, as expressed by Eq.(37).

Another striking consequence of the small disk luminosity, is the loss of meaning of the Eddington luminosity in the context of compact objects. Indeed, standard viscous disks cannot be accreting at super-Eddington rates, since they would be so hot that the radiation pressure would simply impede the matter to come closer. Thus, the observed luminosities are always assumed to be sub, or at most, near Eddington. In a weakly dissipative magnetized structure, the disk never becomes that hot, while super-Eddington accretion rates can be easily achieved (see Paper II).

If radiative losses are negligible at the base of the jets, all the MHD Poynting flux will be transformed into kinetic energy. Thus, we can define a mean velocity at infinity (Paper I) so that

$$P_{\text{MHD}} \equiv \frac{1}{2} \int_{r_i}^{r_e} d\dot{M}_j u_\infty^2, \quad (82)$$

provided that the accelerated matter effectively breaks through the Alfvén critical point (and possibly the fast magnetosonic point also). This velocity, namely

$$u_\infty = \Omega_o r_o \xi^{-1/2} \left(1 - 2 \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{lib}}} \right)^{1/2}, \quad (83)$$

can become very high if the ejection rate is only a tiny fraction of the accretion rate, unless there is conversion of power into high energy particles and photons (e.g., Compton losses in the context of AGN). For a relativistic motion, the above expression can be generalized and provides the Lorentz factor at infinity,

$$\gamma_\infty = 1 + \frac{1}{2\xi} \frac{GM}{r_o c^2} \left(1 - 2 \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{lib}}} \right). \quad (84)$$

We define the average asymptotic velocity of the jet $\langle u_\infty \rangle$, as the wind thrust normalised by the total ejected mass, namely

$$\langle u_\infty \rangle \equiv \frac{\int_{r_i}^{r_e} d\dot{M}_j u_\infty}{\dot{M}_j}. \quad (85)$$

For ejection indexes ξ much smaller than unity, this velocity writes

$$\frac{\langle u_\infty \rangle}{u_\infty(r_i)} \simeq \frac{2}{\ln r_e/r_i}, \quad (86)$$

which does not rule out the possibility of relativistic jets from an accretion disk. Note that the velocity $\Omega_o r_o(a) = \Omega_\infty r_\infty(a)$, where r_∞ is the distance, measured at infinity, to the jet axis of the magnetic surface that was anchored in the disk at the radius r_o .

4.4.2. The disk-jet connection

Rosso and Pelletier (1994) have computed the structure of subrelativistic MHD jets launched from Keplerian disks. They used a variational method that allows to properly deal with the smooth crossing of two critical surfaces, namely the Alfvén and the fast magnetosonic surfaces, and they found two types of jets. The first type are those that can reach an asymptotic cylindrical self-collimation, with a jet poloidal velocity accelerated up to super

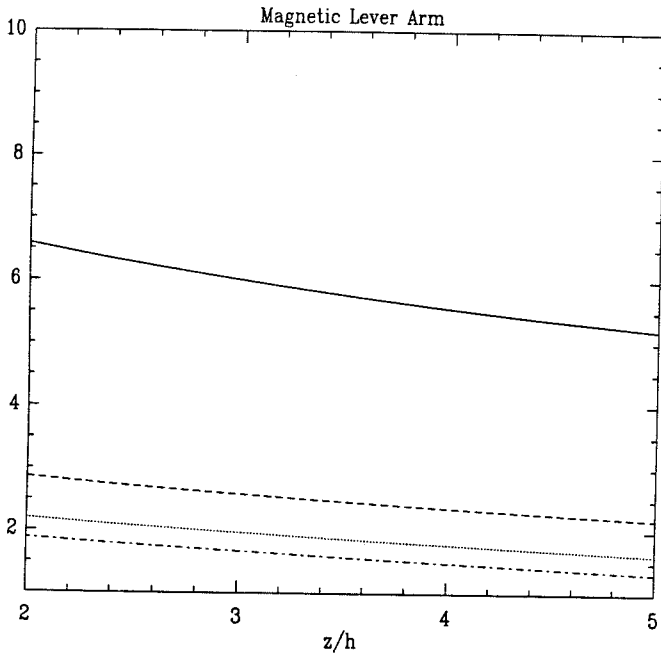


Fig. 16. The magnetic lever arm μ_A , for $\epsilon = 0.1$, $R_m = 10$ and for various values of the ejection index ξ : $\xi = 0.01$ with $\mu = 1.039$ (solid line); $\xi = 0.06$ with $\mu = 0.817$ (dashed line); $\xi = 0.1$ with $\mu = 0.698$ (dotted line); $\xi = 0.15$ with $\mu = 0.609$ (dash-dotted line). It appears therefore that this quantity is a slowly decreasing function with the altitude, in the ideal MHD region. However, the matching with jet solutions can be made at any point after the crossing of the slow-magnetosonic critical point.

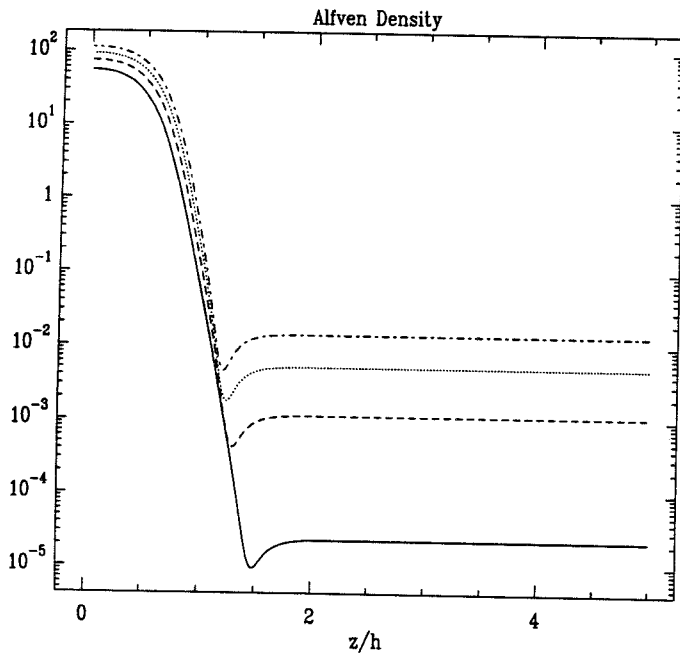


Fig. 17. Logarithm of the reduced density μ_* at the Alfvén point in the jet, calculated from the disk quantities, for the same parameters as in Fig. 16. This parameter μ_* is a real constant in the ideal MHD regime and is very sensible to the ejection index ξ . Heavy ejection (high ξ) leads to a much larger density at the Alfvén point, than does a smaller ξ .

fast-magnetosonic speeds. The second type are parabolically collimated, with sub fast-magnetosonic (but super-Alfvénic) speeds. The final state of such an MHD jet is controlled by the boundary conditions imposed by the underlying accretion disk. These conditions are mainly described by the following parameters:

- the magnetic flux index $\beta = 3/4 + \xi/2$;
- the lever arm $\mu_A = r_A/r_0$, where r_A is the radius where the poloidal velocity of the matter, flowing along a magnetic surface anchored at the disk at the radius r_0 , reaches the local Alfvén speed;
- the reduced Alfvén density μ_* , describing how much dense is the jet and linked to the magnetization of the ejected matter at the disk surface.

The above two parameters, μ_A and μ_* , are themselves calculated from the vertical disk structure, so that it is *a priori* possible (although not achieved in this paper) to evaluate them at the disk-jet interface (Figures 16 and 17). Indeed, the lever arm μ_A , which is independent of the radius, can be written as (see Paper I)

$$\mu_A^2 = 1 - \frac{B_z B_\phi}{\mu_0 \rho u_z \Omega r} \quad (87)$$

whereas the magnetization parameter writes

$$\mu_* = \frac{\beta^2}{\mu c^2} \frac{\rho_A}{\rho_0} \psi^{-2+3/\beta}, \quad (88)$$

where ρ_A is the density at the Alfvén point and $\psi(x)$ is related to the magnetic flux (see Appendix B). Thus, a complete self-similar MHD accretion-ejection structure, from the accretion disk to the jet at infinity, is at hand.

5. Disk driven jets around AGN and YSOs and their lack around other objects

There are several objects which are believed to possess an accretion disk, namely active galactic nuclei (AGN), young stellar objects (YSO) and evolved objects as cataclysmic variables (CV) and low mass X-ray binaries (LMXRB). Large scale jets for which our model is relevant are observed only in a subset of AGN (Radio-Loud galaxies and quasars, forming only 10% of the AGN class) and YSOs, but almost never in CVs or LMXRBs. This must have an explanation that lies in the physical conditions around these objects. Indeed, the most constrainfull assumption is clearly the presence of a large scale magnetic field that threads the accretion disk. This field has two possible origins (or both), namely an amplification effect due to the dragging of the interstellar large scale magnetic field with the accreted matter, and a dynamo action inside the disk.

The most plausible is that the magnetic field was indeed advected by the inflowing matter, from the outer tenuous regions into the dense innermost regions around the central object. In the case where the matter can slip along the field lines (e.g., through the action of ambipolar diffusion see Mouschovias 1976), the amplification will follow

$$B \propto \rho^{1/2}, \quad (89)$$

which is in agreement with the observations of magnetic fields inside dense clouds (Heiles et al. 1993). Starting from fiducial interstellar values for the particle density and the magnetic field (namely $n \simeq 0.1 - 1 \text{ cm}^{-3}$ and $B \simeq 4 \mu\text{G}$, see Falgarone and

Puget 1988), one easily gets the required magnetic field to extract angular momentum from protostellar disks and propel jets (see below). In the case of AGN, the supermassive black hole tidally disrupts the accreting stars at its vicinity, so that the magnetic field amplification would be enhanced by the additional supply of stellar magnetic field.

This amplification process can not be at work in evolved objects such as CVs and LMXRBs, since there is not such a large scale magnetic field that would be advected by the matter coming out from the companion. Such a field would have been already cleared out by the accretion disk that gave rise to the binary system. Although the matter flowing out from the Roche lobe of the companion is magnetized, only small scale magnetic fields that might have nevertheless a dynamical importance in the disk, can be considered. The remaining amplification effect would be then the dynamo action from this seed field. Such a process is very difficult to study since it is strongly related to the matter velocity field, which is in turn directly affected by the magnetic field. Hence, this highly non-linear dynamo action has not been yet fully addressed. However, from the existing analyses, it seems doubtful that this process alone could provide the required magnetic field strength and topology (e.g. Camenzind and Lesch 1994, Stepinski and Levy 1991).

In this context, jets arising from LMXRBs, such as those of SS433, Cyg X-3, Sco X-1 (Padman et al. 1991), would be more likely produced by a stellar ejection mechanism rather than disk outflows. However, any galactic object that displays jets, like the high energy source 1E1740.7-2942 located at the galactic center, and that is interpreted as a compact stellar remnant directly fed by the accretion of the host molecular cloud material (Mirabel et al. 1991, 1992), can in principle be understood in the framework of our model.

5.1. Young stellar objects

The main signature of a circumstellar disk around young stellar objects is primarily its infrared spectrum, which indicates the presence of dusty material with temperatures of ~ 100 to 1500 K (see Bertout 1989 for a review). Recent observations made by Beckwith and Sargent (1990) show that most of the T-Tauri stars (TTS) display an effective temperature such that $T_{\text{eff}} \propto r^{-q}$ with an index varying between $1/2$ (the so-called "flat spectrum" sources) and $3/4$ (provided by either an active accretion disk or the reprocessing of the central star luminosity by a passive accretion disk, Adams and Shu 1986). This dispersion cannot be explained by standard theories of accretion disks, whereas magnetized disks naturally provide such a scaling with an ejection index varying from 0 to 1 (both a limiting case, as discussed previously). Moreover, to account for the observed properties of YSOs, that show large infrared excesses and drive optical jets and/or molecular outflows, large values of the accretion rate (of order $10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$) have to be invoked (see Kenyon and Hartmann 1987), which led Adams et al. (1988) to propose that the mechanism of mass and angular transport in disks around these objects is intrinsically nonviscous.

On the other hand, it is now well established from the correlations between the forbidden-line emission and infrared excesses in TTS, that energetic winds are powered by gravitational potential energy released in the inner regions of an accretion disk (Cabrit et al. 1990). From the optically thin emission lines as well as H_{α} profiles, one infers ejection rates ranging from 10^{-9} to $10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, although a more typical value is $10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$.

These outflows display velocities of order 200 to 400 km.s^{-1} , representing wind mechanical luminosities between 1% to 10% of the bolometric luminosity of a typical TTS (Strom et al. 1988). Moreover, both outflows and disks axes are parallel to each other and tend to lie parallel to the direction of the magnetic field threading their host molecular cloud complex (Strom et al. 1986). All these facts tend to favour the MHD model, which naturally links together the accretion and ejection processes.

A complete and self-consistent accretion disk solution should take into account the whole radial structure of the disk, according to the opacity regimes. In particular, one should verify if the situation, where an accretion-ejection structure is settled amidst two regions of standard viscous disks, is indeed possible. Such a global consistency is not achieved here, since it is not clear how the two nearby "standard" disk structures are affected by the MHD structure (especially the inner region). Hence, as it is usual in MHD disk theories, we just specify the disk portion that allows ejection and check its consistency, while a complete protostellar disk structure will be exhibited elsewhere (Ferreira et al., in preparation).

We present here a solution that is valid in the relatively warm region close to the central star (about 10 to 50 stellar radii), where SiO_2 , Fe and other metal grains dominate the opacity (κ_3). We used opacity laws provided by the analytical fits, first made by Lin and Papaloizou (1985) and modified by Bell and Lin (1994), on Alexander/Cox/Stewart frequency averaged opacity tables. In the region considered, the physical quantities at the disk midplane, obtained from the analysis described in the previous section, are:

$$T_c = 260 \epsilon^2 M R^{-1} \text{ K}$$

$$\rho = 1.7 10^{-12} m_s^{-1} \epsilon^{-2} \dot{M} M^{-1/2} R^{-3/2 + \epsilon} \text{ g.cm}^{-3}$$

$$B_z = 17 \mu^{1/2} m_s^{-1/2} \epsilon^{-1} \dot{M}^{1/2} M^{-1/4} R^{-5/4 + \epsilon/2} \text{ G}$$

$$U_o = 1.5 m_s \epsilon M^{-1/2} R^{-1/2} \text{ km.s}^{-1}$$

$$\dot{M}_a = 2 10^{-7} \dot{M} R^{\epsilon} M_{\odot} \text{yr}^{-1}, \quad (90)$$

where m_s is the sonic Mach number at the disk midplane. The dimensionless protostar mass M , the accretion rate at the disk external radius \dot{M} , the disk scale height ϵ and the distance R to the protostar are respectively expressed in units of $1 M_{\odot}$, $2 10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, 0.04 and 10^{13} cm . The disk scale height parameter ϵ , chosen here to provide a central temperature of order 170 K at 1 AU, is consistent with usual estimates of 0.01 to 0.1 (Adams et al. 1988). Note however, that it is equivalent to use it as a free parameter or to use the magnetic field strength B_c at the disk external radius r_e , the choice here being motivated by a simplicity of the expressions. We want also to stress that the strength of the magnetic field, necessary to brake the disk and drive jets, is not too strong. Indeed, one gets approximately this field just by amplification due to the enhancement of the density, assuming that the scaling $B \propto \rho^{1/2}$ is valid down to the external radius r_e , without the help of any dynamo action. On the other hand, primitive meteorites show evidences of having been formed in the presence of a strong magnetic field, possibly of the order of 1-10 G at the distance of few astronomical units from the sun (Levy and Sonett 1978, Levy 1978). Moreover, such a field could also account for the formation of meteorite carbonaceous chondrules, through the release of energy in flares (Levy and Araki 1989).

Being radiatively cooled, the disk structure must adjust itself to the opacity law, leading to a value of the ejection index ξ provided by Eq.(59). For $\bar{\kappa}_3 \propto T^{1/2}$, one gets $\xi = 0$, no ejection is possible. However, as this scaling comes out from an analytical fit, the temperature index is surely not exactly 1/2 (the previous fit provided a steeper index of 1, see Lin and Papaloizou 1985), thus only a small deviation to this law is required to allow ejection, $\xi > 0$. For $\xi = 0.01$ the engine ejects about 1.5% of the total mass input, whereas for $\xi = 0.05$ (that we take here as an upper limit), 7% of the mass is ejected. Therefore, as seen previously in Sect. 4.2, magnetic ejection that arises from a larger radial extension or displays a bigger ξ (which could then account for the effective temperature index of "flat-spectrum" sources), is then only possible if the disk is convective. Anyway, the above estimates of the disk physical quantities are independent of the dominant cooling mechanism.

This MHD structure is valid in a radial extension such that $r_e \simeq 4.25 r_i$. Indeed, the disk outer radius, defined by $\bar{\kappa}_3 = \bar{\kappa}_2$, begins at

$$r_e \simeq 1.3 \cdot 10^{13} \epsilon^2 \dot{M} \text{ cm} , \quad (91)$$

whereas the inner radius, corresponding to the evaporation of the grains, $\bar{\kappa}_3 = \bar{\kappa}_4$, is located at

$$r_i \simeq 3 \cdot 10^{12} \epsilon^{187/92} \dot{M}^{47/46} \text{ cm} . \quad (92)$$

Such an MHD structure is much less dense than a standard accretion disk (see e.g. Lin and Papaloizou 1985), leading then to a surface density $\Sigma = 2\rho h$ and a crude estimate of its optical depth, $\tau = \bar{\kappa}_3 \rho h$, of the order

$$\begin{aligned} \Sigma &\simeq 1.4 m_p^{1/2} \epsilon^{-1} \dot{M} M^{-1/2} R^{\zeta-1/2} \text{ g.cm}^{-2} \\ \tau &\simeq 1.2 m_p^{-1} \dot{M} R^{\zeta-1} . \end{aligned} \quad (93)$$

Hence, the disk optical depth depends directly on the accretion rate: for commonly used values ($\dot{M} \sim 1$, see Bertout et al. 1988) the disk is only marginally optically thick. Thus, as observations seem to imply the presence of optically thick material inside 1 AU (e.g., Beckwith and Sargent 1990), the real accretion rate through the disk must be at least 10 times larger, consistent with recent estimates done by Hartigan et al. (1994) on embedded sources. The parameter Q describing the onset of convection writes in this opacity regime as

$$Q = 0.45 m_p \epsilon^{17/2} \dot{M}^3 M^{-2} , \quad (94)$$

which shows that for high accretion rates, the disk is convective (see Fig. 14). High accretion rates are easily achieved in MHD disks, because magnetic braking is very efficient. The disk luminosity is no more a measure of the accretion rate because almost all the mechanical power goes into the jets, if magnetic braking is the main process of angular momentum transport. Therefore, the jet mechanical luminosity writes

$$L_j \simeq 2.7 \cdot 10^{-2} \epsilon^{-2} \dot{M} L_\odot , \quad (95)$$

where the dependance on ϵ comes from the fact that the inner radius position (where the major part of the energy is released) depends on the central temperature. The luminosity L_D of that portion of the disk is only a tiny fraction $\alpha(\epsilon)$ of the mechanical power,

$$\frac{L_D}{L_j} \simeq 8 \cdot 10^{-2} \epsilon , \quad (96)$$

even when both Ohmic dissipation and viscous friction heat the disk. Note that the total luminosity of an accretion disk is the sum of the contributions at all radii. Thus, for the model presented here, one should take into account what is radiated away at radii smaller than r_i , which can be a sizable fraction of the YSO bolometric luminosity. The jet velocities that such a disk portion can provide, are easy to estimate from the energy balance (Eq.(83)) and are of the order of

$$u_\infty \simeq 60 \xi^{-1/2} \epsilon^{-187/184} M^{-1/92} \left(\frac{r_o}{r_i} \right)^{-1/2} \text{ km.s}^{-1} , \quad (97)$$

which vary from 270 to 600 km.s⁻¹, for ξ varying from 0.05 to 0.01. Note also that this velocity depends mostly on the ejection index and the radial location of the MHD disk.

Another aspect of the disk being less dense is that the ionization rate in the disk can be greatly enhanced by the cosmic ray flux. Indeed, the column density of the disk is too small to really protect it from the ionization effect (it would require at least 96 g.cm⁻², see Umebayashi and Nakano 1981). Thus, ambipolar diffusion becomes negligible in front of the required turbulent diffusivity (see also Paper I).

5.2. Active galactic nuclei

It is now widely believed that accretion onto supermassive black hole is the power source of active galactic nuclei (Rees 1984), the main signature of this accretion being an optical/UV excess (the "big blue bump") above an underlying power law in the continuum spectrum of these engines (e.g. Bregman 1990). However, recent optical, UV and X-ray observations of AGN ruled out the standard accretion disk model (Courvoisier 1994). Indeed, UV and optical continuum vary in phase with no measurable time delay, which is in complete contradiction with the thin disk model (Clavel 1994). Moreover, the correlations between the variations of both the emission lines and the continuum can only be explained if this blue bump is due to the reprocessing of an X-ray continuum illuminating the disk (Collin-Souffrin 1991, 1992). Henceforth, more complicated models have been developed, including optically thin parts responsible for the emission of X-ray radiation or non local reprocessing phenomena, as an alternative to the optically thick and geometrically thin disk emission. A fraction of AGN display highly collimated jets that extend up to several hundred kiloparsecs outside the optical object (Bridle and Perley 1984). It became clear that magnetic fields, which we know from polarization measurements that they are present on relevant scales, are ultimately responsible for the collimation mechanism and possibly the ejection, although the exact process was still to be determined (see Wiita 1991 for a recent review).

The model presented in this paper describes the MHD jet in the framework of the two-flow model, accounting then for the subrelativistic kiloparsec scale bipolar jets. The two-flow model, first proposed by Pelletier (1985) and developed by Sol et al. (1989), Pelletier and Sol (1992), Henri and Pelletier (1991), interpretes VLBI jet features as the signature of an electron-positron beam (see also Marcowith et al. 1994). This ultra-relativistic beam is confined by a heavy subrelativistic MHD jet, that comes out from the underlying accretion disk and gives rise to the kiloparsec scale jet.

We cut the disk into essentially two regions: the innermost is dominated by the radiation pressure, while the outer is gaseous

pressure supported. These two regions are separate at the boundary defined by the radius

$$\frac{r_c}{r_s} = 640 \mu^{8/23} m_p^{-6/23} \dot{M}^{6/23} M_8^{-6/23} B_c^{-16/23}, \quad (98)$$

where we used the standard notation for the black hole mass, namely $M_8 = M/10^8 M_\odot$, and normalized the accretion rate at the disk external radius by the Eddington rate $\dot{M} = \dot{M}_{ac}/\dot{M}_{Edd}$, with $\dot{M}_{Edd} = L_{Edd}/c^2$. The vertical magnetic field at this boundary radius B_c is a free parameter and is normalized by the value of 1.4 kG. Note that μ of order unity implies that this value is roughly the equipartition field. This boundary radius depends mostly on the disk magnetic field, so that a greater field reduces the radial extension of the inner part, by decreasing the disk thickness and enhancing its density. In this inner radiation supported part of the disk, the following scalings hold

$$\begin{aligned} T_c &= 3 \cdot 10^3 \mu^{-5/23} m_p^{-2/23} \dot{M}^{2/23} M_8^{-2/23} B_c^{10/23} R^{\xi/4-5/8} \text{ K} \\ n &= 4.3 \cdot 10^{11} \mu^{-15/23} m_p^{-6/23} \dot{M}^{6/23} M_8^{-6/23} B_c^{30/23} R^{\xi-3/2} \text{ cm}^{-3} \\ \Sigma &= 82 \mu^{-11/46} m_p^{-16/23} \dot{M}^{16/23} M_8^{7/23} B_c^{11/23} R^{\xi-1/2} \text{ g.cm}^{-2} \\ \epsilon &= 10^{-3} \mu^{3/46} m_p^{-4/23} \dot{M}^{4/23} M_8^{-4/23} B_c^{-3/23} \\ U_o &= 4.8 \mu^{-5/46} m_p^{22/23} \dot{M}^{1/23} M_8^{-1/23} B_c^{5/23} R^{-1/2} \text{ km.s}^{-1} \\ \dot{M}_a &= 0.22 \dot{M} M_8 R^\xi M_\odot \text{ yr}^{-1}, \end{aligned} \quad (99)$$

where $R = r/r_s$.

The disk temperature being low, Rayleigh diffusion (which will provide the Thomson scattering with the increase in temperature) and free-free scattering are always smaller than the opacity provided by a blend of bound-free and free-free processes, described by the opacity regime $\bar{\kappa}_T = 1.510^{20} \rho T^{-5/2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ (Lin and Papaloizou 1985). Using this opacity prescription throughout all the inner disk region, provides an optical thickness of order

$$\tau \simeq 10 \mu^{-8/23} m_p^{-17/23} \dot{M}^{17/23} M_8^{8/23} B_c^{16/23} R^{11\xi/8-7/16} \quad (100)$$

so that the disk is always optically thick for small ejection index ξ and can be optically thin in the innermost parts for $\xi > 0.58$.

As discussed in Sec. 4.2, such a situation is probably unstable because it would require an unique value of the accretion rate, of the order of r_c/r_s . For an accretion rate below this unlikely value, the radiative temperature gradient is not compatible with the vertical equilibrium, which necessarily triggers another mean of energy transport inside the disk. However, this variability concerns only the thermal energy transport, which is a secondary process as stated previously. Thus, the dynamics should not be significantly disturbed as suggested by observations. Despite this unanswered question, the model achieves the main goal of ejection from an accretion disk: angular momentum extraction and generation of subrelativistic self-collimated jets with the expected power.

6. Discussion and conclusion

The work contains several new results that we will summarize and discuss, the most important being the explanation and precise calculation of the disk vertical processes, along with the ensemble

of constraints that must be satisfied in order to drive jets from accretion disks.

i) The magnetic field can produce jets on a wide portion of a Keplerian accretion disk if the flux index β is related to the ejection index ξ by $\beta = 3/4 + \xi/2$. The most viable magnetic configuration is obtained when the poloidal field varies at a scale length $l \sim \sqrt{hr}$. The magnetic Reynolds number R_m is rather large (of order ϵ^{-1} , ϵ being the small aspect ratio h/r) and the field lines are sufficiently bent to launch jets even without any corona. We claim that the ejection mechanism is robust, since it works with values of the parameters that describe the quenching of various instabilities, such as buoyant expulsion of flux tubes and development of resistive instabilities (see also Fig. 3). The effective resistivities are thus constrained and the magnetic diffusivity must scale as $\nu_m = \alpha_m V_A h$ with $\alpha \geq 1$. An important parameter Γ defined by Eq. (20) measures the importance of the differential rotation with respect to the electromotive force (Barlow wheel) to generate the radial current in the accretion disk. This parameter controls the vertical profile of the radial current and it must be of order unity to launch the jets. Indeed it leads to a change of sign of the current near the surface of the disk and thus of the magnetic force, so that it compresses the disk about its midplane and then expels the matter beyond the surface where the current reverses its sign. Another important parameter is the ratio μ of the magnetic pressure over the total pressure, which must be of order unity to get jets. More precisely, the four main parameters namely, the ejection index ξ , R_m , μ and the aspect ratio ϵ are related by the requirement that the outflow passes through the critical slow magnetosonic surface. For appropriate values of R_m and ϵ , fixing the magnetic geometry, the regularity condition gives a unique relation between the parameter μ and the ejection index. We think that during the transient formation of the object, the MHD structure evolves towards such a quasi steady state corresponding to a quenching of various instabilities.

ii) A salient point is therefore the unavoidable two dimensional character of the mathematical description. The ejection index is typically common to both the radial and vertical structures. Its relation with the other parameters links the two flow directions. On one hand, the bifurcation of the flow makes any vertical averaging unappropriate. On the other hand, a local vertical analysis neglecting the radial derivative, is not consistent with mass conservation.

iii) An important new view is that, in this parameter range, the turbulent viscous stress is always negligible to extract the angular momentum in comparison with the magnetic braking, because the magnetic Reynolds number is large and the magnetic pressure is of the order of the plasma pressure. Therefore, the origin and the size of the Shakura and Sunyaev (1973) viscosity becomes a minor problem, whereas the origin of the effective resistivity has become a major one. However, the viscous heating can be as large as the Joule heating. Anyway a remarkable consequence of these scaling is that the power lost by radiation is much smaller than the MHD power input in the jets (at least when the ejection index is small). Thus the energy budget consists mainly to convert Keplerian energy (gravitation plus rotation) into kinetic energy in the jets. The kinetic power of the jets is therefore independent of the magnetic field as obtained previously and depends on the mass of the central object and the residual accretion rate (the true one) at the internal radius. As a consequence, the terminal velocity of the jet is $u_\infty \simeq (GM/r_0 \xi)^{1/2}$. The ejection index is approximately related to the lever arm through $\xi \simeq r_0^2/2r_A^2$. When ξ is of order unity, the ejection rate is of the same order of

magnitude than the accretion rate, even larger at the innermost radii. The magnetic field lines are more straight with smaller magnetic Reynolds number, and a corona is probably necessary to launch jets.

iv) Magnetized accretion-ejection structures are very intricate: ejection allows accretion and accretion powers jets. Moreover the radial current in the accretion disk that produces a magnetic braking depends on the effective resistance of the external part of the electric circuit, probably of the rate of the energy loss at terminal shocks. A noteworthy result about the return current is that, for a magnetic flux index β smaller than unity, a poloidal current flows upwards from the disk. The downwards poloidal current that generates the confining toroidal magnetic field is concentrated close to the axis and enters the disk at its inner radius r_i . The current leaving the disk with the jet cancels exactly the current flowing down the axis for $r_e \gg r_i$. Thus a closed electric circuit tends naturally to establish, with the current flowing upwards from the disk reducing the jet collimation progressively.

The progress in the investigation exhibited unanswered questions. First, although we rounded the viscosity problem, we address a new important issue, namely the origin of the required resistivity. We suggested that it could very likely result from the saturation of resistive instabilities. This investigation is in progress.

Second, the above mentioned instabilities should also lead to an anomalous transport of energy inside the disk. Thus the detailed energy balance remains unknown. Anyway, we showed that as long as the magnetic field predominantly extracts the angular momentum, the conversion of Keplerian energy into thermal energy is weak (of order ϵ). This should be the rule since the ejection works easily at high magnetic Reynolds number.

Third, we realized some key relations between the accretion disk functioning and the "external" medium. These issues should be deepened and consequences about the evolution of these objects would be drawn. For instance, we can infer that, if the external medium increases its load on the accretion disk, the outflow will decay. Indeed the magnetic Reynolds number should decrease to balance the increase of the external resistance (see Eq.(36)), thus diminishing the efficiency of the ejection.

The astronomical consequences of our model are quite fruitful for young stellar objects and active galactic nuclei: angular momentum can be entirely extracted by the magnetic field and fast jets can be produced even without any corona since the field lines bend sufficiently. The less satisfying aspect concerns the radiation and energy transport that do not fit the similarity constraints. However we stress that this is a secondary phenomenon, since most of the power supply goes into the MHD Poynting flux feeding the outflow. The possibility of relativistic motions is henceforth not ruled out by our solutions close to the inner radius, if the ejection index is much smaller than unity.

So, to the long standing question whether or not a magnetized accretion disk can launch fast jets, our answer is positive. Although several important issues remain open, our study shows that magnetized accretion-ejection structures allow a coherent modeling of young stellar objects and active galactic nuclei with very few assumptions. The assumption about the magnetic field is very likely and much more reasonable than the assumption of its inexistence. Deeper investigations of the physics of these structures according to the issues we mentioned previously seem worthwhile and should bring new astrophysical results.

Acknowledgements. We would like to thank Ralph Pudritz for his careful reading of the manuscript and for his helpful com-

ments. We are also grateful to Pierre-Yves Longaretti for many enlightening discussions.

A. Appendix: multiple critical points in presence of magnetism

The number of critical points that a flow can encounter depends strongly on the geometry. For example, in the Parker (1958) solar wind model, the spherically symmetric flow reaches the sonic critical point at the radius r_s such that

$$\frac{GM}{r_s^2} = 2 \frac{C_s^2}{r_s} - \left. \frac{dC_s^2}{dr} \right|_{r_s} \quad (A1)$$

As we will show below, this radius is directly affected by geometrical effects that can be induced by the presence of magnetic fields. In ideal MHD, combining the induction equation with the mass conservation equation provides

$$\frac{DB}{Dt} = \frac{B}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{u}, \quad (A2)$$

where D/Dt is the Lagrangean derivative. In a one-dimensional steady state problem, it becomes

$$\frac{du}{u} + \frac{d\rho}{\rho} - \frac{dB}{B} = 0 \quad (A3)$$

which, combined with the momentum equation

$$u \frac{du}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (A4)$$

and the equation of state $P = \rho C_s^2$, leads to

$$(C_s^2 - u^2) \frac{du}{u} = dC_s^2 + \frac{dB}{B} C_s^2 + \frac{GM}{r^2} dr. \quad (A5)$$

where the classical sonic critical point has naturally appeared. However, the sonic point location provided by the regularity condition, namely

$$\frac{GM}{r_s^2} = - \left. \frac{1}{B} \frac{dB}{dr} \right|_{r_s} \left. C_s^2 - \frac{dC_s^2}{dr} \right|_{r_s}, \quad (A6)$$

depends on the variation of the magnetic field. Equation (A3), when compared with the continuity equation derived in a spherical geometry,

$$\frac{du}{u} + \frac{d\rho}{\rho} + \frac{2}{r} = 0, \quad (A7)$$

clearly shows how the magnetic force can be interpreted as controlling the geometry of the flow, defined as the cross section $A(r)$ at distance r so that the mass flux $\rho u A$ is a constant. If, for example, $A(r)$ diverges quicker than r^2 and then follows this scaling (like a flow in a flaring pipe that suddenly narrows), the flow reaches the sound velocity at three different critical points (Kopp and Holzer 1976, Holzer 1977).

As there is a feedback between the field and the flow, magnetized flows can be even more tricky. Setting $B(r, u)$ gives

$$\left(1 - \frac{u^2}{V_c^2} \right) \frac{du}{u} = \frac{dC_s^2}{C_s^2} + \left(\frac{GM}{C_s^2 r} + \frac{r}{B} \frac{\partial B}{\partial r} \right) \frac{dr}{r}, \quad (A8)$$

where the critical velocity

$$\frac{1}{V_c^2} = \frac{1}{C_s^2} + \frac{1}{B^2} \frac{\partial B^2}{\partial x^2} \Big|_r \quad (\text{A9})$$

is the cusp velocity (Roberts 1976, Defouw 1976), which takes into account the magnetic field lines elasticity. Henceforth, magnetic effects do not only alter the relevant critical velocity, but induce also multiple encounters by the fluid with this critical point.

B. Appendix: the set of non-ODEs describing the disk vertical structure

In this appendix we write the complete set of non-linear differential equations that describe the vertical disk structure, in both the resistive inner disk and the ideal MHD outer layers. We use here the same notations as in Paper I for the self-similar functions, except for the poloidal flux function, that is not expanded here, and the departure ω from the Keplerian rotation, that was not previously considered. We write the flux function as

$$a(r, z) = a_e \left(\frac{r}{r_e} \right)^\beta \psi(x), \quad (\text{B1})$$

where $a_e = B_z(r_e, 0)r_e^2/\beta$ is linked to the total magnetic flux Φ that threads the disk at its midplane by

$$\Phi = 2\pi a_e (1 - (r_i/r_e)^\beta). \quad (\text{B2})$$

All the even vertical functions are set equal to unity at the disk midplane (see Paper I), while the two odd functions, namely the toroidal field and the vertical velocity, are defined as

$$B_\phi = B_{\phi e} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{\alpha_1 - 1} \tilde{f}_1(x) = q B_{ze} \left(\frac{r}{r_e} \right)^{\alpha_1 - 1} f_1(x), \quad (\text{B3})$$

with $f_1(x) = -\tilde{f}_1(x)/\tilde{f}_1(0)$ and

$$u_z = V_e \left(\frac{r}{r_e} \right)^{\alpha_2} \tilde{f}_3(x) = \epsilon U_e \left(\frac{r}{r_e} \right)^{\alpha_2} f_3(x). \quad (\text{B4})$$

We list below the complete set of equations ruling a magnetized accretion-ejection engine, where the prime sign refers to a differentiation with respect to x :

(i) In the resistive inner disk the poloidal flux diffusion is described by

$$m_p \Delta' \psi = -\mathcal{R}_m \epsilon^2 [\beta f_2 \psi - \psi'(f_3 + x f_2)], \quad (\text{B5})$$

where m_p is the vertical profile of the poloidal magnetic diffusivity. Where the poloidal field lines become frozen in the plasma it becomes

$$\psi' = \beta \psi f_2 (f_3 + x f_2)^{-1} \quad (\text{B6})$$

and the toroidal current profile is given by

$$\Delta' \psi \equiv \psi''(1 + \epsilon^2 x^2) - \epsilon^2 [\beta(2 - \beta)\psi + (2\beta - 3)x\psi'] \quad (\text{B7})$$

(ii) The radial current profile is provided, in the resistive region, by

$$(m_e f_1)' = -\Gamma_o \left[\frac{3}{2\beta} \psi'(1 + \omega) + \psi \omega' \right] + \mathcal{R}_m^* \epsilon^2 [(2 + \alpha_1 - \alpha_1) f_1 f_2 + (f_3 + x f_2)(f_1' - f_1 f_4'/f_4)], \quad (\text{B8})$$

where $\Gamma_o = \mathcal{R}_m^*/q m_e$, and \mathcal{R}_m^* is the magnetic Reynolds number defined with the toroidal diffusivity, which vertical profile is m_e . When the diffusion becomes negligible, the toroidal field advection balances the differential rotation to give

$$(f_3 + x f_2) f_1' = f_1 (f_3 + x f_2) \left(\frac{f_4'}{f_4} - \frac{3 + \alpha_1}{2\beta} \frac{\psi'}{\psi} \right) + \frac{1}{q m_e \epsilon^2} \left(\frac{3}{2\beta} \psi'(1 + \omega) + \psi \omega' \right) \quad (\text{B9})$$

(iii) The continuity equation,

$$f_4'(f_3 + x f_2) = \xi f_2 f_4 - f_4(f_3 + x f_2)', \quad (\text{B10})$$

shows the dependency of the vertical acceleration on the ejection index, $f_4'(0) = \xi - 1$. High ejection rates ($\xi > 1$) require a positive vertical velocity near the disk midplane caused by a strong plasma pressure gradient, whereas a lower ejection rate implies a converging motion of the matter towards the disk midplane.

(iv) The radial momentum transport writes

$$m_e^2 \epsilon^2 f_4 [-\alpha_2 f_2^2 + f_2'(f_3 + x f_2)] = -2 f_4 \omega + \epsilon^2 (\alpha_0 f_0 - x f_0') + q^2 \mu^2 \epsilon^2 f_1 (\alpha_1 f_1 - x f_1') + \frac{\mu^2}{\beta^2} \Delta' \psi (\beta \psi - x \psi') \quad (\text{B11})$$

(v) The angular momentum transport due exclusively to magnetic braking is expressed by

$$2 f_4 (f_3 + x f_2) \omega' = f_2 f_4 (1 + \omega) + (\psi f_1' - \frac{\alpha_1}{\beta} f_1 \psi')(1 + \omega_e). \quad (\text{B12})$$

(vi) The vertical momentum transport, namely

$$m_e^2 \epsilon^2 f_4 [-\alpha_3 f_2 f_3 + f_3'(f_3 + x f_2)] = -x f_4 - f_0 - q^2 \mu^2 f_1 f_1' - \frac{\mu^2}{\beta^2 \epsilon^2} \psi' \Delta' \psi \quad (\text{B13})$$

describes both the quasi-static inner disk and the high velocity outer layers. Note the expansion of the gravitational potential, leading to an overestimate of the tidal force at high altitudes.

(vii) In our equation of state,

$$f_0 = f_4 f_6, \quad (\text{B14})$$

the vertical profile f_6 of the temperature is prescribed and mimics the heating mechanisms valid inside the dense disk (either optically thick or thin), as well as in the tenuous optically thin corona. The consistency with the correct energy equation is checked *a posteriori*.

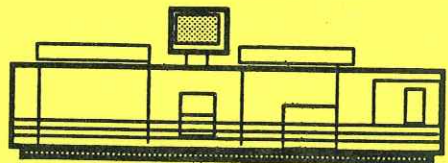
References

- Adams, F.C., Shu, F.H., 1986, ApJ, 308, 836
 Adams, F.C., Lada, C.J., Shu, F.H., 1988, ApJ, 326, 865
 Beckwith, S.V.W., Sargent, A.I., 1990, AJ, 99, 924
 Bell, K.R., Lin, D.N.C., 1994, ApJ, 427, 987
 Bertout, C., Basri, G., Bouvier, J., 1988, ApJ, 330, 350
 Bertout, C., 1989, ARA&A, 27, 351
 Blandford, R.D., Payne, D.G., 1982, MNRAS, 199, 883
 Bregman, J.N., 1990, A&AR, 2, 125
 Bridle, H.A., Perley, A.R., 1984, ARA&A, 22, 319

- Cabrit, S., Edwards, S., Strom, S.E., Strom, K.M., 1990, *ApJ*, 354, 687
- Camenzind, M., 1990, in G. Klare (ed.), *Rev. in Modern Astrophysics*, 3, Springer-Verlag, Berlin
- Camenzind, M., Lesch, H., 1994, *A&A*, 284, 411
- Chandrasekhar, S., 1961, *Hydrodynamic And hydromagnetic stability*, Dover Publ. Inc., New York
- Clavel, J., 1994, in T.J.-L. Courvoisier and A. Blecha, *IAU Symp. No 159, Multi-Wavelength Continuum Emission Of AGN*, Kluwer Acad. Publ.
- Collin-Souffrin, S., 1991, *A&A*, 249, 344
- Collin-Souffrin, S., 1992, in S.S. Holt, S.G. Neff and C.M. Urry (eds.), *AIP Conf. Proc. no 254, Testing The AGN Paradigm*, New York
- Courvoisier, T.J.-L., 1994, in T.J.-L. Courvoisier and A. Blecha, *IAU Symp. No 159, Multi-Wavelength Continuum Emission Of AGN*, Kluwer Acad. Publ.
- Defouw, R.J., 1976, *ApJ*, 209, 266
- Dubrulle, B., 1992, *A&A*, 266, 592
- Falgarone, E., Puget, J.L., 1988, in R.E. Pudritz and M. Fich (eds.), *Galactic And Extragalactic Star Formation*, Kluwer Acad. Publ.
- Ferreira, J., Pelletier, G., 1993a, *A&A*, 276, 625 (Paper I)
- Ferreira, J., Pelletier, G., 1993b, *A&A*, 276, 637 (Paper II)
- Hartigan, P., Morse, J., Raymond, J., 1994, *ApJ*, in press
- Heiles, C., Goodman, A.A., McKee, C.F., Zweibel, E.G., 1993, in E.H. Levy and J.I. Lunine (eds.), *Protostars and Planets III*, Arizona Univ. Press, Tucson
- Henri, G., Pelletier, G., 1991, *ApJ*, 383, L7
- Heyvaerts, J.F., Priest, E.R., 1989, *A&A*, 216, 230
- Holzer, T.E., 1976, *J. Geophys. Res.*, 82, 23
- Khanna, R., Camenzind, M., 1992, *A&A*, 263, 401
- Kenyon, S.J., Hartmann, L., 1987, *ApJ*, 323, 733
- Königl, A., 1989, *ApJ*, 342, 208
- Kopp, R.A., Holzer, T.E., 1976, *Solar Phys.*, 49, 43
- Levy, E.H., 1978, *Nature*, 276, 481
- Levy, E.H., Sonett, C.P., 1978, in T. Gehrels (ed.), *Protostars and Planets I*, Arizona Univ. Press, Tucson
- Levy, E.H., Araki, S., 1989, *Icarus*, 81, 74
- Lewis, J.S., 1974, *Science*, 186, 440
- Lin, D.N.C., Papaloizou, J., 1985, in D.C. Black and M.S. Matthews (eds.), *Protostars and Planets II*, Arizona Univ. Press, Tucson
- Lovelace, R.V.E., Wang, J.C.L., Sulkanen, M.E., 1987, *ApJ*, 315, 504
- Lovelace, R.V.E., Berk, H.L., Contopoulos, J., 1991, *ApJ*, 379, 696
- Marcowith, A., Henri, G., Pelletier, G., 1994, *MNRAS*, submitted
- Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E., 1982, *A&A*, 106, 34
- Mouschovias, T.Ch., 1976, *ApJ*, 207, 141
- Mirabel, I.F., Morris, M., Wink, J., Paul, J., Cordier, B., 1991, *A&A*, 251, L43
- Mirabel, I.F., Rodriguez, L.F., Cordier, B., Paul, J., Lebrun, F., 1992, *Nature*, 358, 215
- Padman, R., Lasenby, A.N., Green, D.A., 1991, in P.A. Hughes (ed.), *Beams and Jets in Astrophysics*, Cambridge Univ. Press
- Parker, E.N., 1958, *ApJ*, 128, 664
- Pelletier, G., 1985, in *Proc. of Congres de la Societe Francaise de Physique, Plasma Turbulence and the Astrophysical Objects*, p.353
- Pelletier, G., Pudritz, R.E., 1992, *ApJ*, 394, 117
- Pelletier, G., Sol, H., 1992, *MNRAS*, 254, 635
- Pringle, J.E., Rees, M.J., 1972, *A&A*, 21, 1
- Pudritz, R.E., Norman, C.A., 1983, *ApJ*, 274, 677
- Rees, M.J., 1984, *ARA&A*, 19, 137
- Roberts, B., 1976, *ApJ*, 204, 268
- Rosso, F., Pelletier, G., 1994, *A&A*, 287, 325
- Schwarzschild, M., 1958, in *Structure and Evolution of The Stars*, Princeton Univ. Press, Dover
- Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., 1973, *A&A*, 24, 337
- Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., 1976, *MNRAS*, 175, 613
- Shakura, N.I., Sunyaev, R.A., Zilitinkevitch, S.S., 1978, *A&A*, 62, 179
- Sol, H., Pelletier, G., Asseo, E., 1989, *MNRAS*, 237, 411
- Stepinsky, T.F., Levy, E.H., 1991, *ApJ*, 379, 343
- Stone, J.M., Norman, M.L., 1994, *ApJ*, to appear October 1
- Strom, K.M., Strom, S.E., Wolff, S.C., Morgan, J., Wenz, M., 1986, *ApJS*, 62, 39
- Strom, S.E., Strom, K.M., Edwards, S., 1988, in R.E. Pudritz and M. Fich (eds.), *Galactic and Extragalactic Star Formation*, Kluwer Acad. Publ.
- Uchida, Y., Shibata, K., 1985, *PASJ*, 37, 515
- Umebayashi, T., Nakano, T., 1981, *PASJ*, 33, 617
- Wang, J.C.L., Sulkanen, M.E., Lovelace, R.V.E., 1990, *ApJ*, 355, 38
- Wang, J.C.L., Sulkanen, M.E., Lovelace, R.V.E., 1992, *ApJ*, 390, 46
- Wardle, M., Königl, A., 1993, *ApJ*, 410, 218
- Wiita, P., 1991, in P.A. Hughes (ed.), *Beams and Jets in Astrophysics*, Cambridge Univ. Press



Grenoble, novembre 1994



*Impression et finition réalisées sur Rank Xerox 5090,
au Service Reprographie du CNRS.*