



N° d'ordre : 8109

UNIVERSITE DE PARIS-SUD -
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée
pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris XI - ORSAY

Spécialité : Astrophysique et méthodes associées

par

RENAUD BELMONT

Sujet :

**Chauffage Compressionnel
de l'Environnement des Disques Magnétisés :
Du Centre Galactique aux Microquasars**

Soutenue le 7 Décembre 2005 devant la Commission d'examen :

M.	Steve BALBUS	Examineur
Mme.	Suzy COLLIN	Examineur
M.	Jean HEYVAERTS	Rapporteur
M.	Guy PELLETIER	Rapporteur
M.	Guillaume PINEAU DES FORÊTS	Examineur
M.	Michel TAGGER	Directeur de thèse



N° d'ordre : 8109

UNIVERSITE DE PARIS-SUD -
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée
pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris XI - ORSAY

Spécialité : Astrophysique et méthodes associées

par

RENAUD BELMONT

Sujet :

**Chauffage Compressionnel
de l'Environnement des Disques Magnétisés :
Du Centre Galactique aux Microquasars**

Soutenue le 7 Décembre 2005 devant la Commission d'examen :

M.	Steve BALBUS	Examineur
Mme.	Suzy COLLIN	Examineur
M.	Jean HEYVAERTS	Rapporteur
M.	Guy PELLETIER	Rapporteur
M.	Guillaume PINEAU DES FORÊTS	Examineur
M.	Michel TAGGER	Directeur de thèse

*A Sandrine,
à ma famille...*

Remerciements

Me voici donc rendu au dernier exercice de ces trois années de thèse : après les recherches bibliographiques, les calculs à n'en plus finir, les posters, les articles, les séminaires, le manuscrit et la soutenance, vient le moment oh combien délicat des remerciements... Avant toutes choses et dans le but de n'oublier personne, je commencerai par remercier tout le monde, tous ceux qui m'ont, de près ou de loin aidé, supporté, encouragé, délassé, côtoyé ou tout simplement souri pendant toute cette période...

Plus précisément :

Tout d'abord, un fort et grand merci à Michel Tagger qui m'a lancé dans cette aventure. Merci d'avoir été là quotidiennement pour me guider et me conseiller. Merci de m'avoir dévoilé les nombreux visages de la recherche et de m'avoir si bien préparé à ma carrière scientifique qui, je l'espère, ne fait que commencer. Même si nos manières d'appréhender les choses ont parfois été différentes, j'ai énormément apprécié discuter et travailler avec toi tout au long de cette thèse...

Merci aussi à tous ceux qui m'ont aidé en diverses occasions, particulièrement, Jérôme Rodriguez pour sa connaissance des microquasars, Anne Decourchelle pour ses précieuses informations sur le diffus du centre Galactique et Thierry Fogglizzo pour ses discussions sur tout, rien et le reste...

Merci également à Mike Muno et Mark Morris de m'avoir accueilli à Los Angeles, de m'avoir éclairé de leur connaissance du centre Galactique lors de nombreuses discussions très enrichissantes. J'ai beaucoup aimé parler avec vous, que ce soit de science ou d'autre chose.

Merci enfin à Pierre-Olivier Lagage, et par lui, à tout le Service d'Astrophysique du CEA de m'avoir accueilli si chaleureusement dans ce laboratoire. J'ai sincèrement apprécié le cadre de travail et l'ambiance qui règne dans ce service où j'ai vraiment passé trois années formidables.

Merci à la bande du Breakfast Club pour ses joyeux fous-rires. Se reconnaîtront dans le désordre PG, Melania, Valentina, Julien, René, Francesca, Sheila, Fiamma, Gerard, Ada qui, quelque part en Europe, sont d'une manière ou d'une autre liés à cette thèse.

Merci aux footeux du mercredi et aux volleyeux du jeudi pour ces longues séances de défoulement, parfois sous la pluie ou la neige, pour les courbatures ; merci entre autres à Philippe, Christian et Rapha.

Merci enfin à tous les petits thésards, du SAp et d'ailleurs, qui ont rendu ma vie de simple thésard parfois trépidante : merci à tous pour la bonne ambiance et les rigolades... Merci en particulier à Pascal pour son perpétuel esprit de contradiction et sa vision non linéaire de la vie. Merci à Cédric et Nico d'avoir, à leur insu, alimenté de folles discussions et spéculations... Merci à Sandrine pour ses cafés renversés et son enthousiasme débordant. Merci à Yann, l'éternel Yann, pour ses blagues fines (trop?), ses rythmes endiablés et son doigté incomparable au Carom. Merci à Savita pour ses sourires et ses plats épicés. Merci à Mathias, dit le P...P...C..., notre Monsieur Culture, notre Monsieur Google, pour ses révélations

quotidiennes, suite aux débats sans fin (et sans intérêt) ouverts à l'heure du déjeuner. Merci justement à tous ces gens et aux autres (Samuel, Delphine, Florian, Joël, Alain, Pierrick, Laurène...) pour leur participation à ces discussions enflammées sur des sujets dont nous seuls pouvions comprendre la portée (ou pas...). Je pense que j'aurai du mal à retrouver ça ailleurs.

Merci beaucoup à toute ma famille... d'avoir été... ma famille ! Merci à mes parents pour m'avoir soutenu depuis tout petit dans tous les moments difficiles. Merci à ma soeur Gaëlle d'avoir pardonné mes moqueries de thésard de première année perpétuellement en vacances alors qu'elle travaillait dur, et finalement de m'avoir encouragé dans les derniers mois de thèse. Merci à toi aussi Camille pour tes mails d'encouragement depuis ta lointaine Argentine, puisses-tu me pardonner de ne pas t'avoir écrit comme j'aurais dû...

Merci à Sandrine, mon amie pour son aide, son soutien et ses mille attentions dans les périodes de rédaction et de pré-soutenance pendant lesquelles, je me rends compte, je n'ai pas été facile à vivre. Puisse-je avoir l'occasion de te rendre la pareille...

Merci aussi à mes amis les plus proches grâce à qui j'ai souvent pu prendre l'air et me vider la tête l'espace d'une nuit, d'un week-end, d'une semaine. Merci à mon pote Vidda pour les soirées et les bières partagées depuis un bon moment maintenant. Merci à Clems aussi, mon fidèle compagnon de cordée, de galère parfois aussi (Chut, Yaume, tais-toi!), qui m'a mené sur maintes voies des Alpes, avec qui j'ai pu gravir nombre de sommets et descendre tant de pentes vierges...

Enfin, merci à mes passions de m'avoir accompagné tout du long. Merci à Bleau : à ses blocs avec lesquels je prends toujours autant de plaisir à jouer, même 20 ans après mes premiers pas ; à sa forêt où il fait bon marcher par un beau et froid jour d'hiver... Merci à mes skis et mes chaussons de m'avoir porté partout là où la pente se redresse. Enfin, merci aux Alpes de m'avoir laissé gravir autant de leurs sommets pendant ces trois ans de thèse ; et surtout de m'avoir laissé en redescendre parfois difficilement. Promis, je me rappellerai des nuits au Grépon et au couloir Nord des Bans ; et je ferai tout pour ne plus avoir à abuser de ce privilège.

Sur ces paroles optimistes et ces bonnes résolutions, je remercie encore une fois tout le monde et espère que ceux que je n'ai pas mentionnés ici me pardonneront...

Descriptif

Titre :

Chauffage Compressionnel de l'Environnement des Disques Magnétisés : Du Centre Galactique aux Microquasars

Laboratoire d'accueil :

Service d'Astrophysique, CEA Saclay, UMR AstroParticules et Cosmologie, Orme des merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette

Résumé :

Les plasmas peu denses, très énergétiques et magnétisés sont des milieux courants en astrophysique. Cette thèse est dédiée à l'étude de deux milieux spécifiques caractérisés par une géométrie de disque : le centre Galactique et la couronne des microquasars. Dans chacun des deux cas, les observations suggèrent l'existence d'un plasma extrêmement chaud (100 millions et 1 milliard de degrés) et ténu dont l'origine reste un mystère ; certains indices semblent également y montrer un champ magnétique assez fort, de structure dipolaire et principalement verticale baignant ce plasma.

Au centre Galactique, la température du gaz considéré est telle que, s'il était collisionnel et composé principalement d'hydrogène, il devrait s'échapper, impliquant des besoins énergétiques excessifs pour les mécanismes de chauffage. Nous montrons cependant que les conditions peuvent naturellement mener à un plasma d'hélium, confiné par le potentiel Galactique. Dans cette situation plus raisonnable, nous étudions un processus possible de chauffage reposant sur la forte viscosité du gaz et la friction sur des nuages moléculaires froids en mouvement.

La problématique des microquasars est très similaire, à la différence notable près que la couronne est probablement peu collisionnelle. Nous étudions dans ce régime un mécanisme de chauffage par pompage magnétique dans lequel la résonance entre le mouvement oscillant de certains ions de la couronne et une excitation périodique des lignes de champ magnétique par une instabilité du disque peut fournir de l'énergie à la couronne. Nous montrons en particulier que ce mécanisme est insuffisant à expliquer la température observée.

Mots-clés :

Centre Galactique — Microquasars — Hautes Energies — Plasmas — Magnéto-Hydrodynamique — Cinétique — Résonance — Viscosité

Contact :

belmont@discovery.saclay.cea.fr

Abstract

Title :

Compressional Heating in Magnetized Disks Neighborhood : From the Galactic Center to Microquasars

Host Laboratory :

Service d'Astrophysique, CEA Saclay, UMR AstroParticules et Cosmologie, Orme des merisiers, 91191 Gif-sur-Yvette

Abstract :

Faint, magnetized and energetic plasmas are very common media in Astrophysics. This thesis is dedicated to two specific cases characterized by a thin disk geometry : the Galactic center and the corona of microquasars. In both cases, observations show evidence for a faint and very hot plasma (at 100 millions and 1 billion degrees) whose origin is unknown ; some clues seem also to indicate a strong, large scale bipolar magnetic field.

At the Galactic Center, the gas temperature is such that, if it were collisional and mostly composed by hydrogen, it would escape quickly, so that the power required to sustain the related energy losses would be huge. We however show that the specific conditions of this region can lead to form a helium plasma that is confined by the Galactic potential. In this favorable situation, we study a possible heating mechanism based on the high viscosity of the hot plasma and friction with cold molecular clouds flowing in this region.

The corona of microquasars is a very similar issue but it is probably weakly collisional. In this regime we study a heating by magnetic pumping, by which the resonance between the periodic motion of some coronal ions and the periodic excitation by an instability in the disc itself can energize the corona. We show that this mechanism is inefficient to explain the hot temperature.

Keywords :

Galactic center — Microquasars — High Energies — Plasmas — MagnetoHydroDynamics — Kinetic — Resonance — Viscosity

Contact :

belmont@discovery.saclay.cea.fr

Table des matières

Résumé	V
Abstract	VII
Table des matières	VIII
Liste des figures	XI
Introduction	1
Le centre Galactique	5
1 La région du centre Galactique	7
Introduction	7
1.1 Le centre Galactique en radio	9
1.2 Le centre Galactique en X	18
2 Un plasma d'hélium chaud	25
2.1 Le confinement de plasmas simples	26
2.2 Les collisions	30
2.3 Discussion	31
2.4 Quelles implications?	34
2.5 Conclusion	39
3 Le chauffage par friction visqueuse	41
3.1 Idée générale	41
3.2 la viscosité de compression	43
3.3 Le sillage MHD des nuages sans viscosité	49
3.4 Efficacité de la viscosité au centre Galactique	56
3.5 Discussion	61
3.6 Dynamique et accréation des nuages	65
Les microquasars	67
4 Binaires X et microquasars	69
4.1 Les objets compacts, coeur des binaires X	69
4.2 Une grande variété d'objets	71
5 Accréation, éjection et champ magnétique	77
5.1 Lien entre accréation et éjection	77
5.2 L'accréation	78
5.3 Ejection	85
5.4 Champ magnétique	89

6	Nécessité d'une "couronne"	93
6.1	Les différents états spectraux	93
6.2	La couronne	95
6.3	Synthèse des différents modèles	97
7	L'Instabilité d'Accrétion-Ejection	103
7.1	Pourquoi cette instabilité?	103
7.2	Instabilités de <i>swing</i>	105
7.3	L'instabilité d'accrétion-éjection	108
8	Pompage magnétique	115
8.1	Principe	115
8.2	Equilibre cinétique de la couronne	116
8.3	Pompage magnétique	126
8.4	Discussion	135
9	Forme variationnelle cinétique	139
9.1	Principe	139
9.2	Formes variationnelles fluides	142
9.3	Application aux disques	147
9.4	Forme variationnelle cinétique	150
9.5	Approche dérive-cinétique	153
9.6	Conclusion	160
	Conclusion	163
A	la viscosité de compression	165
A.1	Viscosité et diffusion	165
A.2	Viscosité des gaz non magnétisés	166
A.3	Viscosité des plasmas magnétisés	168
B	Sillage MHD d'un cylindre	171
B.1	Principe général et développement incompressible	171
B.2	Ordre 0 : solution incompressible	172
B.3	Ordre 1 : solution compressible	173
B.4	Bilan	176
C	Propagation d'ondes d'Alfvén dans un champ magnétique courbe	179
C.1	Equations perturbées générales	180
C.2	Nouvelles propriétés de propagation	182
C.3	Compression et viscosité pour les ondes d'Alfvén	183
D	Dérivation et propriétés d'une structure magnétique droite	187
E	Calcul des résonances	191
	Bibliographie	194

Table des figures

1.1	La galaxie en différentes longueurs d'ondes.	8
1.2	Carte radio du centre Galactique.	9
1.3	Diagramme longitude-vitesse des nuages moléculaires.	10
1.4	Distribution en taille des nuages moléculaires.	12
1.5	Distribution en masse des nuages moléculaires.	13
1.6	Confinement des nuages moléculaires.	14
1.7	Les filaments non-thermiques du centre Galactique.	15
1.8	Spectre X du centre Galactique.. . . .	19
1.9	Carte à 2-4 keV du Centre Galactique.	20
1.10	Carte à 6.7 keV du centre Galactique.	21
2.1	Modèle de potentiel gravitationnel et de vitesse de libération au centre Galactique	29
3.1	Vue schématique du centre Galactique et de ses ingrédients.	42
3.2	Écoulement autour d'un cylindre : notations.	45
3.3	Écoulement autour d'un cylindre : lignes de flot.	47
3.4	Écoulement autour d'un cylindre : densité et compression.	48
3.5	Sillage MHD d'un nuage conducteur.	50
3.6	Aile d'Alfvén.	52
3.7	Ondes d'Alfvén en champ courbe : principe.	59
3.8	Efficacité du chauffage visqueux.	62
4.1	Représentation à l'échelle de quelques binaires X.	71
4.2	Exemple de deux observables sur les binaires X : une courbe de lumière et un spectre.	72
4.3	Ejection catastrophique de GRS1915+105	74
4.4	Représentation artistique d'un microquasar.	75
5.1	Spectre synthétique de corps noir multi-température.	82
5.2	Spectre de binaires X dans l'état haut/mou.	83
5.3	Représentation schématique du principe de la MRI.	84
5.4	Observation du jet compact de GRS1915+105	85
5.5	Exemple observationnels de jets d'étoiles jeunes.	86
5.6	Exemple observationnels de jet de NAG.	87
6.1	Spectre de binaires X dans l'état bas/dur.	94
6.2	Spectre composite : corps noir + loi de puissance.	95
6.3	Vue schématique des rôles relatifs de la couronne et du disque.	99
6.4	Couronne chauffée par une irradiation centrale.	101
6.5	Couronne magnétisée active.	102
7.1	Deux exemples de spirale : une simulée et une observée.	105

7.2	Résonances de Lindblad.	107
7.3	Vue schématique de l'AEI.	111
7.4	Vue schématique de la composante compressionnelle de l'AEI.	112
8.1	La force miroir.	118
8.2	Vue schématique de l'équilibre le long des lignes de champ.	120
8.3	Energie potentielle le long des lignes de champ.	121
8.4	Localisation de l'équilibre.	124
8.5	Energie parallèle des particules de la couronne.	125
8.6	Fréquence d'oscillation des particules de la couronne.	126
8.7	Puissance fournie par une résonance.	131
9.1	Exemples d'équilibres stables et instables	140
B.1	Ecoulement autour d'un cylindre : densité.	174
B.2	Ecoulement autour d'un cylindre : compression.	175
B.3	Ecoulement autour d'un cylindre : puissance dissipée.	176
C.1	Ondes d'Alfvén en champ courbe : notations.	179
C.2	Equilibre magnétique en symétrie cylindrique.	181
D.1	Structure rectiligne des lignes de champ.	187

Introduction

Les milieux astrophysiques présentent souvent des propriétés extrêmes. Ils peuvent être incroyablement chauds comme le cœur et la couronne des étoiles, ou très froids comme les nuages moléculaires; ils peuvent être incommensurablement denses comme la matière des objets compacts ou au contraire très raréfiés comme le milieu interstellaire. Dans tous, le champ magnétique semble jouer un rôle déterminant. De plus en plus, ce dernier apparaît en effet comme omniprésent en astrophysique. Selon les conditions, il revêt différentes formes, pouvant influencer la trajectoire des particules comme la dynamique de systèmes entiers, participant tantôt à des mécanismes de chauffage, tantôt à des processus de refroidissement, influençant la matière comme le rayonnement... Malheureusement pour les astrophysiciens, le champ magnétique est retors. Il tient en effet beaucoup de ses propriétés dans la nature tridimensionnelle des problèmes, si bien qu'il est souvent très coûteux, toujours délicat de l'inclure dans la modélisation d'un phénomène. C'est pourtant devenu à l'heure actuelle une nécessité dans la plupart des domaines.

Parmi les milieux extrêmes magnétisés qui constituent une grande partie de l'univers, certains concernent plus directement le sujet de cette thèse : les plasmas très chauds et peu denses. Ces milieux sont très courants en astrophysique : on les retrouve aussi bien dans notre environnement proche comme le soleil que dans des systèmes beaucoup plus grands et lointains comme les amas de galaxies. On connaît déjà certains mécanismes mis en jeu dans ces milieux astrophysiques, mais en plusieurs occasions s'est posée la question de l'origine de leur forte température, c'est-à-dire de leur chauffage. L'exemple le plus marquant est certainement le problème du chauffage de la couronne solaire qui tient les chercheurs en haleine depuis plus de 50 ans; mais il existe d'autres plasmas astrophysiques dont le chauffage reste incompris.

Cette thèse est consacrée à l'étude de deux cas particulièrement intrigants : le centre Galactique et la couronne des microquasars. En ces deux endroits en effet, les observations suggèrent l'existence d'un gaz très raréfié dont la température atteint respectivement 100 millions et un milliard de degrés. Si leur existence est souvent admise et utilisée pour bâtir des modèles plus globaux, elle reste aujourd'hui un mystère pour ce qui est des mécanismes précis mis en jeu.

Le champ magnétique est depuis longtemps suspecté de jouer un rôle majeur aussi bien au centre Galactique que dans les microquasars. Les observations, si elles ne permettent souvent pas de comprendre la manière exacte dont il intervient, y confirment sa présence. La structure du champ magnétique et son intensité sont des sujets largement débattus, mais plusieurs indices semblent montrer que le champ pourrait être ordonné à grande échelle, en une structure dipolaire. Cette géométrie est en particulier invoquée pour expliquer les observations de jets dans les microquasars ou de filaments au centre Galactique; elle n'a cependant pas encore été prise en compte explicitement dans les modèles de chauffage.

Le chauffage de plasmas peu denses et très chauds, en présence d'un champ magnétique fort et structuré constitue la problématique essentielle de cette thèse. Elle s'appuie donc sur deux études :

Le centre Galactique

Depuis plus de 20 ans, les observations en rayons X de la région du centre Galactique montrent des spectres dont l'interprétation la plus naturelle implique l'existence d'un plasma diffus, très chaud (à 8 keV), aux propriétés très homogènes, baignant les premières centaines de parsecs de notre Galaxie. Pour l'instant, aucune observation directe n'a pu permettre de déterminer la nature et l'origine de ce gaz. Plus qu'un simple manque d'information, l'existence même de ce plasma chaud est extrêmement surprenante.

Si la partie vraiment centrale de la Galaxie est le lieu de phénomènes très énergétiques, le gaz dont nous parlons ici réside dans une zone plus vaste dont les observations montrent qu'elle est, sinon moins complexe, beaucoup plus calme et en apparence peu énergétique. La température de ce gaz est de plus si élevée qu'il devrait s'évaporer et fuir de la région centrale. Etant donné le peu d'observables directes, ce pourrait effectivement être le cas. Cependant, la puissance qu'il faudrait alors pour le chauffer en continu avant qu'il quitte la région centrale dépasserait celle de toutes les sources envisageables. Si le plasma est confiné, la puissance requise est beaucoup plus raisonnable, mais aucun mécanisme n'a pour autant été identifié qui pourrait participer efficacement à son chauffage.

Cette question est un des thèmes abordés dans cette thèse. Je présente ici un début de réponse qui se décompose en deux temps. La première étape consiste à déterminer si le plasma s'échappe effectivement de la région centrale ; la deuxième, dans l'hypothèse où il est confiné, à déterminer l'origine de l'énergie nécessaire au chauffage et le moyen de la convertir efficacement en chaleur. J'ai en particulier abordé le problème en essayant de faire le lien avec l'autre grande spécificité de cette partie de la Galaxie : la probable présence d'un champ magnétique vertical. Les conditions le permettant, l'essentiel de l'analyse est faite avec les méthodes classiques de la MHD (*Magnéto-Hydro-Dynamique*).

L'étude du centre Galactique constitue la première partie de ce manuscrit. Dans un chapitre introductif (chap. 1), je présente tout d'abord la région du centre Galactique et ses principales caractéristiques, nécessaires à la compréhension du problème et des solutions proposées. Je décris ensuite une spécificité du plasma qui pourrait lui permettre, malgré sa température, de rester confiné dans le plan du disque (chap. 2). Puis, dans le dernier chapitre de cette partie, je présente un mécanisme de chauffage basé sur la viscosité des milieux chauds et magnétisés et dont je discute l'efficacité (chap. 3).

La couronne des microquasars

L'autre cas qui m'a intéressé est celui de la couronne des microquasars. La situation y est finalement assez semblable à celle du centre Galactique. Les observations spectrales de ces objets montrent l'existence d'une population d'électrons extrêmement chauds. Cependant, contrairement au centre Galactique, les observations ne résolvent pas ces objets, si bien qu'on ignore totalement l'extension, la localisation et la géométrie de cette *couronne*. En apparence, la situation est malgré tout plus clairement définie : pour les microquasars, la source d'énergie est évidente : l'énergie d'accrétion. Les moyens de la transférer à la couronne restent cependant très incertains. De nombreux travaux ont déjà été publiés pour tenter d'expliquer l'existence de cette matière chaude. Certains arrivent en partie à rendre compte des observations, mais aucun ne prend finalement en compte la possibilité d'un champ magnétique dipolaire structuré à grande échelle qui pourrait remettre en cause ces travaux. De nombreuses observations associées aux microquasars, notamment celles de jets semblent pourtant pointer avec force vers cette géométrie.

Un point de cette thèse a donc été d'étudier le problème du chauffage avec cette configuration du champ magnétique, originale pour ce qui est de l'étude de la couronne. Plus précisément, je me suis intéressé à l'étude d'un mécanisme particulier de *pompage magnétique*.

Il s'agit d'un phénomène cinétique de résonance entre le mouvement des particules de la couronne et une excitation périodique prenant sa source dans le disque. La couronne étant très chaude et peu dense, elle est très probablement non collisionnelle. Les lois de la MHD idéale ne s'appliquent donc plus et il est probable que les effets cinétiques commencent à jouer un certain rôle. La question du chauffage par ce mécanisme se sépare en deux problèmes : le rôle des effets cinétiques dans la structure d'équilibre de la matière au-dessus du disque et celui de la perturbation par une instabilité du disque.

Ce travail se trouve en partie dans le prolongement d'une étude approfondie sur les effets de cette instabilité du disque, aussi bien sur le disque lui-même que sur la couronne sus-jacente. Dans le but d'inclure de manière cohérente les effets cinétiques dans cette approche globale, ce travail de thèse a nécessité le développement d'un outil particulier, à savoir une formulation variationnelle *cinétique* du problème, en vue de son application aux disques d'accrétion.

Bien qu'ayant chronologiquement été effectué avant, ce travail sur les microquasars constitue la deuxième partie de ce manuscrit. Dans les trois premiers chapitres, je fais une présentation générale de ces objets qu'on appelle *microquasars* (chap. 4 et 5) ; je détaille notamment les observations et modèles de couronne (chap. 6). Puis j'introduis l'instabilité qui va pouvoir nourrir la couronne par la résonance (chap. 7). Enfin, dans le chapitre 8, je présente le mécanisme de chauffage et son (in)efficacité, mais aussi les perspectives d'autres applications de ce travail. Le dernier chapitre concerne la dérivation de la forme variationnelle cinétique pour les disques (chap. 9).

Bonne lecture !

Le centre Galactique

—

**La friction visqueuse avec les nuages
moléculaires :
un mécanisme de chauffage pour le
plasma à 8 keV**

CHAPITRE 1

La région du centre Galactique

Sommaire

Introduction	7
1.1 Le centre Galactique en radio	9
1.1.1 Le gaz moléculaire	10
1.1.2 Le champ magnétique	14
1.2 Le centre Galactique en X	18
1.2.1 La phase tiède	19
1.2.2 La phase chaude	20

Introduction

De manière générale, le milieu interstellaire (MIS) observé dans les premières centaines de parsecs de la Galaxie est très différent de celui que l'on connaît habituellement dans les régions plus externes. Ce dernier est très complexe : on y observe du gaz moléculaire, des restes de supernova (SN), etc. ; le milieu y est magnétisé ; des particules y sont accélérées... Les pressions thermiques, magnétiques et de rayons cosmiques y sont comparables si bien qu'il est difficile de réduire son étude à un problème simple. Enfin, une forte turbulence y est entretenue, entre autres par des explosions de supernovae, qui mélangent la matière et emmêlent les lignes de champ.

De ce point de vue, le milieu interstellaire de la région centrale est peut-être un peu plus simple. On y retrouve beaucoup de ces ingrédients, mais la situation semble plus calme, moins turbulente et la pression des rayons cosmiques y est plus faible (Blitz *et al.* 1993). On y distingue plusieurs phases aux caractéristiques différentes : une phase froide moléculaire distribuée sous la forme de nuages, une phase dite "tiède" condensée dans les restes de supernova et une phase dite "chaude" plus diffuse et dont l'origine est encore un problème. Il n'est pas encore bien clair comment ces composantes interagissent, mais elles sont a priori spatialement différenciées et l'on peut considérer en première approximation qu'elles forment un mélange multiphasique au sens chimique du terme, de même qu'un mélange d'huile et d'eau.

Ces différentes phases émettent dans des gammes spectrales spécifiques et ont été identifiées au fur et à mesure que les différentes longueurs d'ondes ont été explorées. La figure 1.1 présente un aperçu de la Galaxie dans ces différentes longueurs d'onde. Dans toute la gamme allant de l'infrarouge proche à l'UV le centre Galactique est complètement obscurci par la poussière interstellaire. Les observations en radio à plus basse fréquence ou en X à plus

haute énergie se sont donc progressivement développées pour lever ce "rideau de poussières". Aujourd'hui, de nombreux instruments ont déjà couvert beaucoup des longueurs d'ondes utilisables, allant d'un côté jusqu'aux longueurs d'ondes décimétriques et de l'autre jusqu'aux rayons X durs et γ .

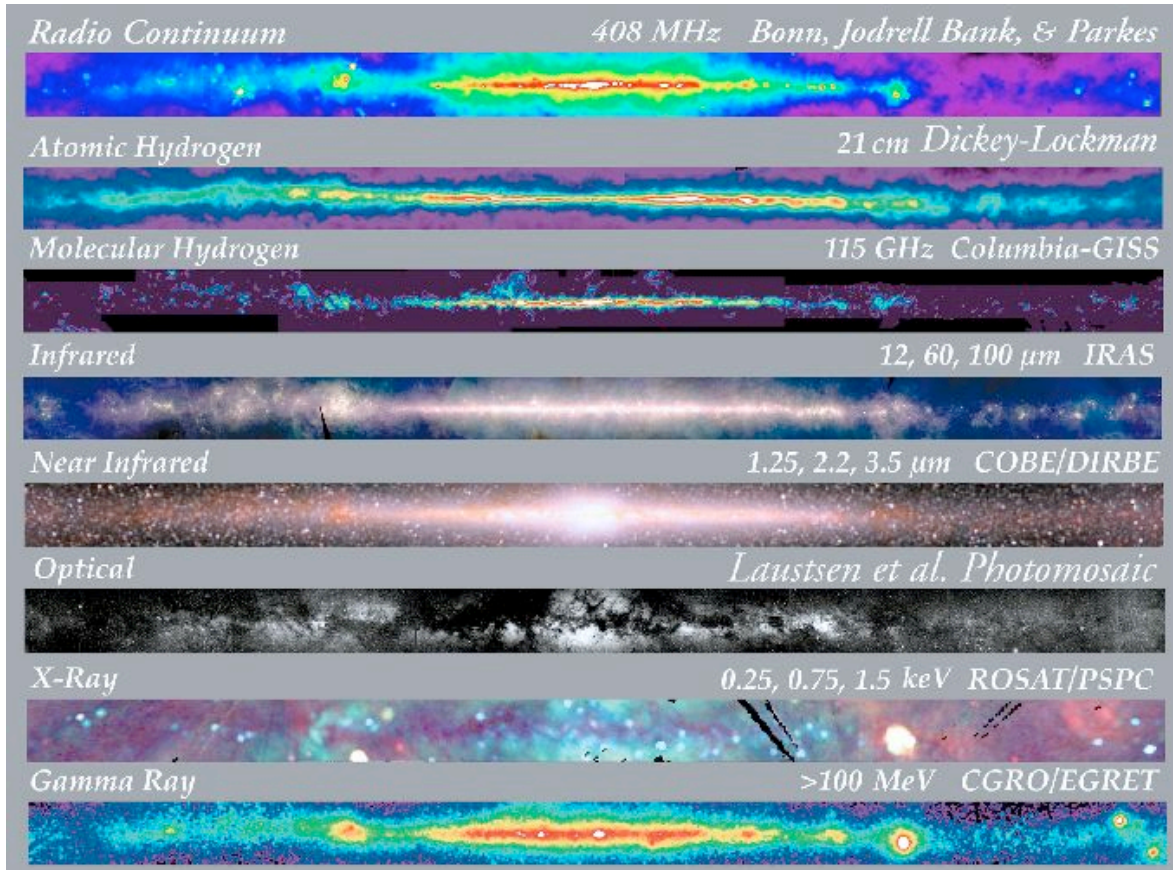


FIG. 1.1 – La galaxie vue en différentes longueurs d'onde.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à une région centrée sur le trou noir central SgA*, que nous supposons à une distance de 8 kpc du système solaire et s'étendant jusqu'à un rayon d'environ 150 parsecs et sur une hauteur de 70 pc de part et d'autre du plan Galactique. Comme nous allons le voir, elle correspond à une zone bien délimitée dans la plupart de ces longueurs d'onde et dont les propriétés sont assez homogènes et différentes du reste de la Galaxie. Elle apparaît d'abord comme une zone d'intense émission moléculaire en radio et infrarouge et représente en effet la plus grande part de la **Zone Moléculaire Centrale** (ZMC Morris & Serabyn 1996) qui s'étend jusqu'environ 180 pc. Cette forte émission à basse fréquence est également associée à un fort pic caractéristique en X. Enfin, de nombreux filaments non-thermiques y sont observés qui ne sont détectés nulle part ailleurs dans la Galaxie et qui pourraient être la signature d'un champ magnétique vertical ordonné à grande échelle dans toute cette région (Morris & Serabyn 1996).

En partant des observations dans les deux gammes de longueurs d'ondes utilisées pour sonder le centre Galactique, nous introduisons brièvement dans ce chapitre les éléments importants de cette région.

1.1 Le centre Galactique en radio

L'histoire de l'astronomie radio a suivi de près celle de la radio communication (voir Kellermann & Moran 2001, pour un historique plus complet). C'est en 1888 que Hertz construit le premier appareil capable de créer et de recevoir des ondes radio. Le succès de cette expérience motive ensuite l'élaboration de radio-transmetteurs de plus en plus performants et en 1901, la première communication transatlantique est réussie. Dans le but d'étudier les bruits de fond des radiocommunications, Jansky construit, au début des années 30, une antenne dédiée à l'étude du rayonnement à 20 MHz. Il découvre une source continue d'origine inconnue provenant d'au-delà de l'atmosphère terrestre. Il l'attribue tout d'abord au soleil, mais finit par l'identifier comme provenant de la Voie Lactée, dans la constellation du Sagittaire. C'est la première identification du centre Galactique comme source radio. Ensuite, en 1942, l'émission radio du soleil est observée par Hey, puis en 1951 Ewen & Purcell observent la raie de l'hydrogène moléculaire à 21 cm prédite par la théorie. Un des plus grands développements de l'astronomie radio est la première utilisation en 1946 de l'interférométrie radio (Ryle & Vonberg 1946, prix Nobel). Depuis cette époque, les radiotélescopes simples et les réseaux de télescopes se développent, augmentant la résolution et la bande passante. Aujourd'hui, le ciel est observé depuis les longueurs d'onde millimétriques, voire submillimétriques (infrarouge lointain, $\nu \sim 300$ GHz) jusqu'aux longueurs d'onde décimétriques ($\nu \sim 30$ MHz).

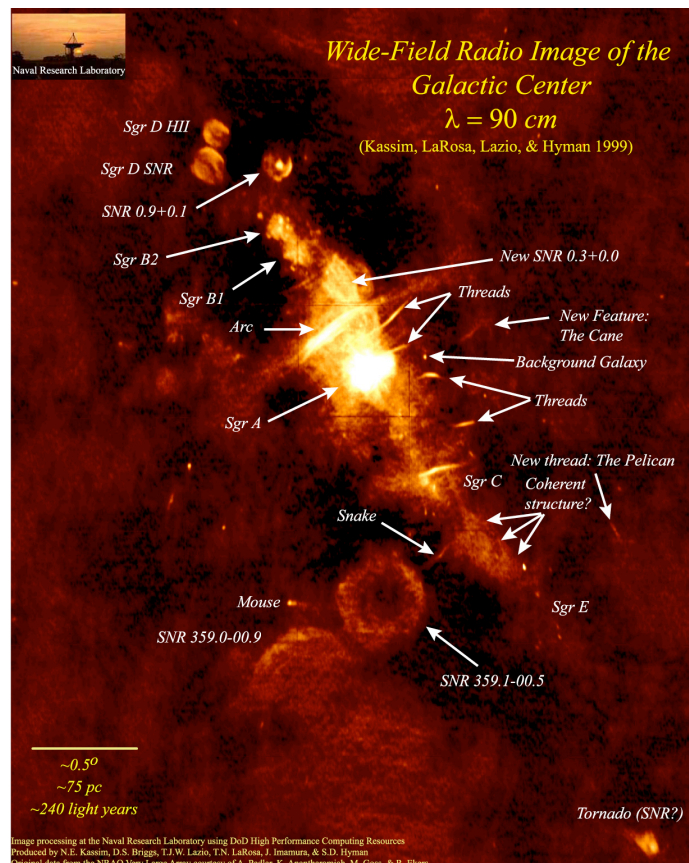


FIG. 1.2 – Carte radio du centre Galactique obtenue au VLA en 90cm (LaRosa et al. 2000). De nouvelles techniques de traitement d'images ont permis de ré-analyser d'anciennes observations en s'affranchissant des distorsions à grandes longueurs d'onde et donc d'obtenir cette carte extraordinaire.

L'allure du centre Galactique en radio est en apparence assez complexe. La figure 1.2 présente une carte radio du centre Galactique obtenue en longueur d'onde métrique avec le VLA. On y observe de nombreux éléments : des restes de supernova, mais aussi beaucoup de nuages et de nombreux arcs et filaments.

1.1.1 Le gaz moléculaire

La Zone Moléculaire Centrale

Les observations radio et IR à haute résolution du centre Galactique dans les raies moléculaires CO et atomiques C laissent apparaître une zone très dense en gaz moléculaire appelée Zone Moléculaire Centrale (ZMC, Morris & Serabyn 1996). Ce pic dans les raies est accompagné par une émission particulièrement intense du continuum en infrarouge et radio (Bennett *et al.* 1994, Brogan *et al.* 2003). Ces mesures tracent une phase froide et dense de gaz moléculaire qui couvre les 400 premiers parsecs de la Galaxie avec un fort facteur de remplissage ($f > 0.1$) et qui contient $5. - 10. 10^7 M_{\odot}$, soit près de 10% de toute la masse moléculaire de la Galaxie (Tsuboi *et al.* 1999, Morris & Serabyn 1996, et références incluses). au-delà d'un rayon de 200 pc, la densité de surface du gaz moléculaire tombe brusquement de $\sim 200 M_{\odot}pc^{-2}$ à quelques $5 M_{\odot}pc^{-2}$ seulement. Tout ce gaz est condensé dans des nuages, dont nous décrirons les propriétés un peu plus loin.

La dynamique dans la ZMC est complexe et a intrigué pendant longtemps. Si la rotation était circulaire, le diagramme vitesse-longitude devrait se limiter à une simple courbe dont la forme dépendrait du profil de rotation. Or le diagramme longitude-vitesse du centre Galactique est très différent comme on peut le voir sur la figure 1.3 et élimine l'idée d'une rotation circulaire simple. On observe sur ce diagramme un grand parallélogramme un peu

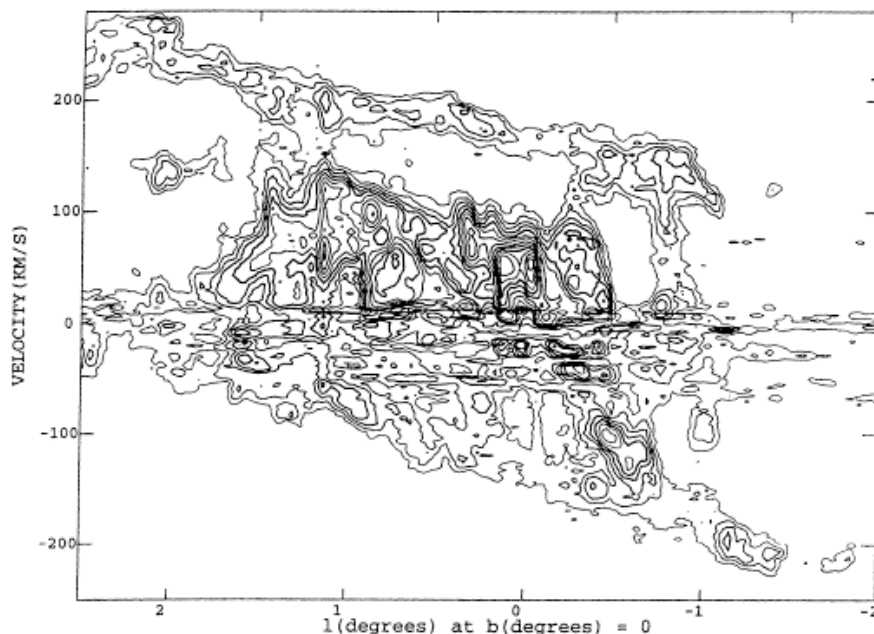


FIG. 1.3 – Diagramme longitude-vitesse de la matière moléculaire dans la ZMC. Diagramme obtenu en ^{13}CO $J=1-2$ le long d'une ligne inclinée de 6° par rapport au plan Galactique (AT&T Bell Lab survey, Uchida *et al.* 1994).

désaxé par rapport au centre Galactique (Bally *et al.* 1987, Morris 1996a). L'intérieur de ce

parallélogramme correspond aux grands nuages moléculaires denses qui forment la ZMC et dont les vitesses sont de l'ordre de 100 km s^{-1} . Ces nuages sont souvent très étirés, allongés sous l'effet des forces de cisaillement. Les bords du parallélogramme correspondent à un anneau presque continu de gaz, de rayon 180 pc qui marque la frontière extérieure de la ZMC et appelé tore moléculaire. Cette structure présente des vitesses plus élevées (130-200 km/s) que les nuages plus internes.

Bien qu'un modèle quantitatif soit encore à élaborer, cette structure s'explique assez bien par la présence d'un potentiel de barre (Binney *et al.* 1991, Englmaier & Gerhard 1999, Englmaier & Shlosman 2000). Le gaz au-delà de l'anneau moléculaire à 180 pc est principalement sous forme atomique HI (Burton & Liszt 1978) et se déplace dans le potentiel de barre de la Galaxie sur des orbites très allongées le long de la barre, orbites dites X_1 (Contopoulos & Mertzanides 1977, Liszt & Burton 1980, Binney *et al.* 1991). Par divers processus dissipatifs, le gaz passe en fait d'une orbite à une autre, spiralant lentement vers le centre. Quand il arrive à la résonance interne de Lindblad de la barre qui correspond approximativement au tore moléculaire à 180 pc, les orbites commencent à s'intersecter ce qui génère un choc. Ce mécanisme comprime le gaz HI sous forme de nuages denses moléculaires H_2 . En deçà de cette limite, les nuages se déplacent sur d'autres orbites, dite X_2 , très allongées également mais cette fois perpendiculairement à la barre. Ce changement de comportement est celui d'un oscillateur excité quand sa fréquence d'excitation change de part de d'autre de sa fréquence de résonance. Ici, la fréquence propre est la fréquence épicyclique, fréquence d'oscillation radiale lorsque l'on écarte légèrement une particule de son orbite principale. Cette fréquence $\kappa^2 = \frac{2\Omega_K}{r} \partial_r(r^2\Omega_K)$ dépend du rayon alors que l'excitation par la barre est de fréquence constante, indépendante du rayon. Au-delà de la résonance de Lindblad, la barre tourne moins vite que la fréquence épicyclique, la fréquence d'excitation est inférieure à la fréquence propre et le gaz oscille en phase avec la barre. A la résonance de Lindblad, la fréquence de la barre est égale à la fréquence épicyclique. En deçà du tore moléculaire, la barre tourne plus vite que le mouvement épicyclique, la fréquence d'excitation est supérieure à la fréquence propre et le gaz oscille en opposition de phase par rapport à la barre. L'accrétion sur les orbites X_2 est beaucoup plus lente si bien que 85-90% de la masse moléculaire de la région centrale circulent sur ces orbites X_2 à l'intérieur de la ZMC (Morris & Serabyn 1996).

Les nuages moléculaires

Du fait de leur faible température et leur forte densité, les nuages moléculaires H_2 formés à la frontière externe de la ZMC sont principalement observés dans les raies C, HCN, CS, CO $J=1-0$ et CO $J=1-2$ en infrarouge lointain. Depuis plus de 20 ans, beaucoup de surveys ont été effectués de cette région afin d'étudier leurs propriétés statistiques (voir Morris 1996a, pour une revue de ces surveys). Les plus récents sont ceux de Bally *et al.* (1987, 1988), Oka *et al.* (1998a, b, 2001), Tsuboi *et al.* (1999), Miyazaki & Tsuboi (1999, 2000) sur lesquels nous nous basons ici.

Il apparaît vite que les nuages ne sont pas de simples sphères de matière, bien distinctes les unes des autres. On sait qu'ils possèdent des formes très complexes, souvent allongées. De plus, leur structure est presque fractale : les nuages sont souvent composés de sous-nuages, de grumeaux plus petits et plus denses, séparés par du gaz plus diffus. Les nuages eux-mêmes peuvent former des complexes plus grands encore. Quand on isole une surdensité moléculaire, il est donc difficile de définir précisément ce qu'on entend par nuage, de donner une taille typique ou d'estimer le nombre de ces nuages. A cela s'ajoutent également les effets de projections qui compliquent encore l'interprétation.

En isolant les nuages en position et en vitesse Doppler, différentes études statistiques ont malgré tout pu déterminer la distribution en taille des nuages du centre Galactique. La

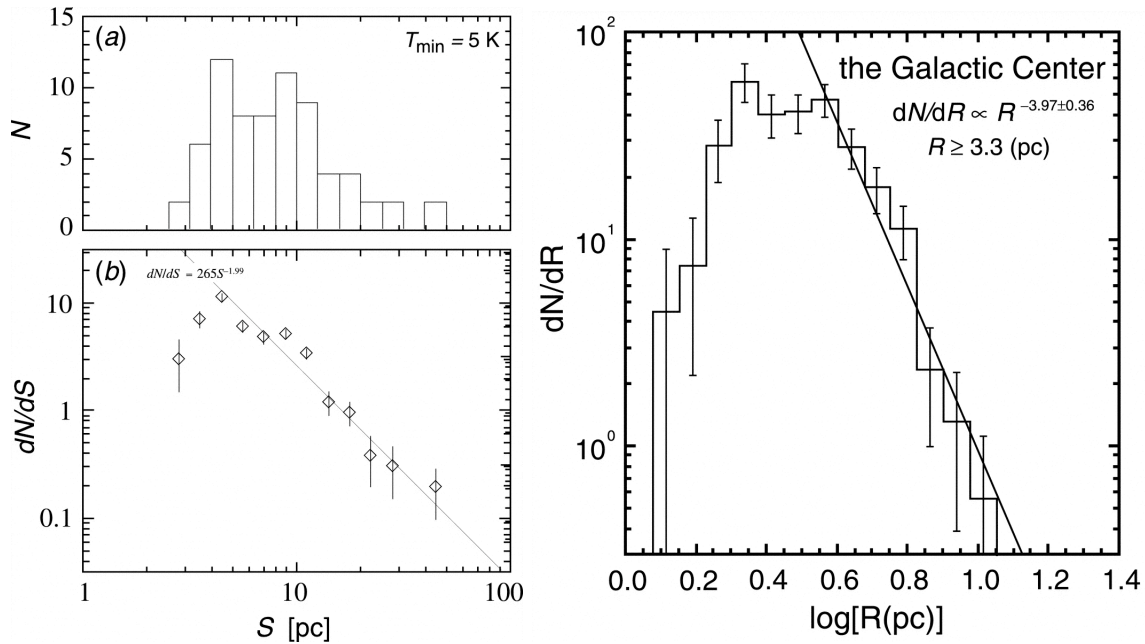


FIG. 1.4 – Distribution en taille des nuages du centre Galactique. Le graphique de gauche présente la distribution en diamètre S obtenue par Oka *et al.* (2001) en CO $J=2-1$ et celui de droite la distribution en rayon R obtenue par Miyazaki & Tsuboi (2000) en CS $J=1-0$.

figure 1.4 présente la distribution en taille obtenue avec deux surveys différents (Miyazaki & Tsuboi 2000, Oka *et al.* 2001). Les résultats sont légèrement différents, probablement en raison des problèmes d'interprétation qui viennent d'être cités. On peut néanmoins considérer que la taille des nuages s'étend de quelques parsec à quelques dizaines de parsecs pour les plus grands (typiquement de 1 pc à 20-30 pc), avec une taille moyenne de 10 pc environ. Des deux surveys sont tirés des rayons moyens de $r_c=3.7$ pc et de $r_c=6$ pc respectivement. On voit que malgré les incertitudes, la taille des nuages est assez bien contrainte et l'on peut considérer que $r_c=5$ pc est une bonne estimation de la taille des nuages. Leur masse typique est de l'ordre de $10^4 - 10^5 M_\odot$ (voir figure 1.5).

Avec ces surveys, Miyazaki & Tsuboi (2000) observent 158 nuages dans la région du centre Galactique et Oka *et al.* (2001) 165. Cependant, les cartes qui ont servi à ces mesures couvrent des champs de $-1^\circ < l < +1.7^\circ$, $-25' < b < +25'$ (entre -150 pc et +230 pc) et $-0.8^\circ < l < +1.7^\circ$, $-25' < b < +25'$ (entre -110 pc et +230 pc) respectivement. Ces régions englobent la ZMC, mais s'étendent également au-delà pour les longitudes positives, incluant en partie le tore moléculaire à 180 pc. Il n'est donc pas facile de déterminer combien de ces nuages appartiennent à la région interne de la ZMC et ne se trouvent pas dans le tore moléculaire. Dans une autre étude encore, Tsuboi *et al.* (1999) ont estimé, par l'émission en CS, que la masse moléculaire totale contenue dans les premiers 150 pc en rayon était de $2-5 \times 10^7 M_\odot$. Si on suppose une taille moyenne de 5 pc et une densité de 10^4 cm^{-3} , cela donne un nombre supérieur à 160 nuages. Cette région est exactement celle qui nous intéresse. Enfin, Launhardt *et al.* (2002) estiment un facteur de remplissage pour la phase moléculaire de l'ordre de quelques % pour la région $R < 120$ pc et $h < 50$ pc. Toujours en supposant que cette masse est distribuée dans des nuages de 10 pc de diamètre, on trouve environ 140 nuages dans les premiers 120 pc en rayon. Cette région étant plus petite, ce résultat est cohérent avec les précédents, surtout si une partie des nuages se trouve dans le tore moléculaire délimitant la zone. Toutes ces estimations indépendantes semblent donc

converger vers un nombre d'environ 160 nuages dans les premiers 150 pc en rayon. Cependant, du fait des problèmes de projection, il n'est pas évident de distinguer sur une même ligne de visée les nuages qui sont effectivement contenus dans un rayon cylindrique de 150 pc et ceux qui se trouvent plus loin du centre. Dans la suite, nous considérerons que 100 nuages environ appartiennent à la ZMC interne.

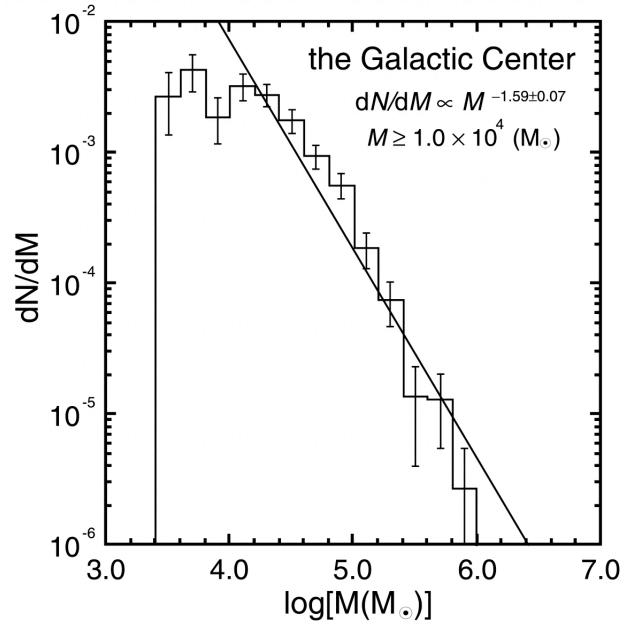


FIG. 1.5 – *Distribution en masse des nuages moléculaires du centre Galactique (Miyazaki & Tsuboi 2000).*

La vitesse des nuages est peut-être le paramètre observationnel le moins bien contraint. Les mesures de vitesse se font par mesure du décalage Doppler des raies en radio ou infrarouge lointain. Elles ne permettent donc de connaître que la vitesse le long de la ligne de visée. Les vitesses déduites de ces observations se trouvent entre $V_{LSR} = -250 \text{ km s}^{-1}$ et $V_{LSR} = +250 \text{ km s}^{-1}$ (Bally *et al.* 1988). Comme il a été mentionné à la section 1.1.1, ces vitesses ne sont pas compatibles avec une rotation circulaire et il est difficile d'y déceler un mouvement d'ensemble vraiment cohérent. Des vitesses de signe opposé au sens de rotation moyen sont même observées jusqu'à $\pm 130 \text{ km s}^{-1}$ (Oka *et al.* 1998a). De plus, la dispersion de vitesse entre des nuages proches est grande : entre 30 et 50 km s^{-1} . Cette dispersion a été observée directement et est bien compatible avec l'échelle de hauteur de la dispersion des nuages (50 pc, Oka *et al.* 1998a).

La température des nuages moléculaires est environ de 70 K (entre 30 et 200 K) et leur densité est de l'ordre de 10^3 - 10^4 cm^{-3} (Tsuboi *et al.* 1999, Huettmeister *et al.* 1993, et références incluses). Leur dispersion de vitesse interne est très forte (entre 15 et 50 km/s), si bien que leur pression turbulente est supérieure à la pression thermique. Ces propriétés intriguent car elles diffèrent notablement de celle des nuages des régions plus lointaines de la galaxie. Les nuages du centre Galactique sont par exemple plus chauds que les autres nuages. D'autre part, on ne sait pas exactement ce qui les maintient structurés. Si l'on compare les forces de gravité internes aux nuages et la force de pression turbulente, on s'aperçoit que la gravité ne peut pas contenir le gaz (Miyazaki & Tsuboi 1999, 2000, Oka *et al.* 2001). Sur la figure 1.6, on voit clairement que contrairement aux nuages moléculaires observés dans le disque Galactique, c'est-à-dire dans les régions plus lointaines de la galaxie, ceux de la région

centrale possèdent une masse virielle plus forte que leur masse réelle, ce qui signifie que la pression associée au mouvement supposé viriel du gaz dans les nuages est plus forte que la gravité et devrait les faire éclater. Les nuages sont donc vraisemblablement confinés par une

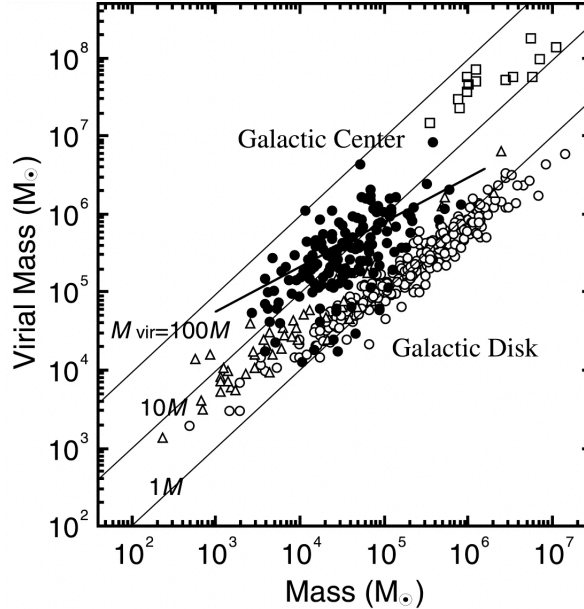


FIG. 1.6 – Relation masse virielle-masse réelle des nuages. D'un côté, les points noirs et les carrés blancs représentent les nuages du centre Galactique identifiés respectivement en CS $J=1-0$ par Miyazaki & Tsuboi (2000) et en CO $J=2-1$ par Oka et al. (1998a). D'un autre côté, les ronds blancs et les triangles blancs représentent les nuages du disque Galactique identifiés respectivement par Solomon et al. (1987) et Lee et al. (1990).

pression extérieure. Pour équilibrer une dispersion de vitesse typique de 20 km s^{-1} , il faut, d'après le théorème du Viriel avec pression extérieure (Spitzer 1978), une pression extérieure d'au moins $1. \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-3}$ (Morris & Serabyn 1996, Miyazaki & Tsuboi 2000). Le problème est qu'on ne sait pas exactement dans quel milieu baignent ces nuages. Il s'agit probablement d'un milieu très chaud à 8 keV (voir section 1.2.2), de densité moyenne 0.1 cm^{-3} . La pression d'un tel milieu est malheureusement inférieure à $1. \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-3}$, trop faible donc pour pouvoir confiner les nuages du centre Galactique (Miyazaki & Tsuboi 1999). Si le milieu extérieur est suffisamment magnétisé, il est par contre possible qu'ils soient confinés par sa pression magnétique. Un champ moyen de 0.5 mG serait alors nécessaire pour produire une pression magnétique de $1. \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-3}$. Cette estimation pourrait correspondre à certaines mesures de champ, mais l'intensité du champ magnétique est un point encore très discuté.

1.1.2 Le champ magnétique

De nombreuses études ont été menées pour essayer de déterminer la structure et l'intensité du champ magnétique dans la région centrale mais les résultats ne sont, pour l'instant, pas très concluants. D'un côté, l'observation de filaments non-thermiques semble indiquer un champ vertical intense. Un tel champ vertical et structuré à grande échelle semble une caractéristique très commune des régions centrales des galaxies spirales (Tsuboi et al. 1986, Sofue et al. 1987, Sofue & Fujimoto 1987, Morris et al. 2006). D'un autre côté, les mesures directes sont très délicates et ne permettent pas de confirmer avec force cette structure et cette intensité.

Les filaments non-thermiques

Un des principaux arguments en faveur d'un champ magnétique vertical est la présence de nombreux *filaments non-thermiques* observés en radio par leur rayonnement synchrotron (voir la carte radio 1.7). On en observe en fait plus d'une vingtaine, d'intensité variable : de

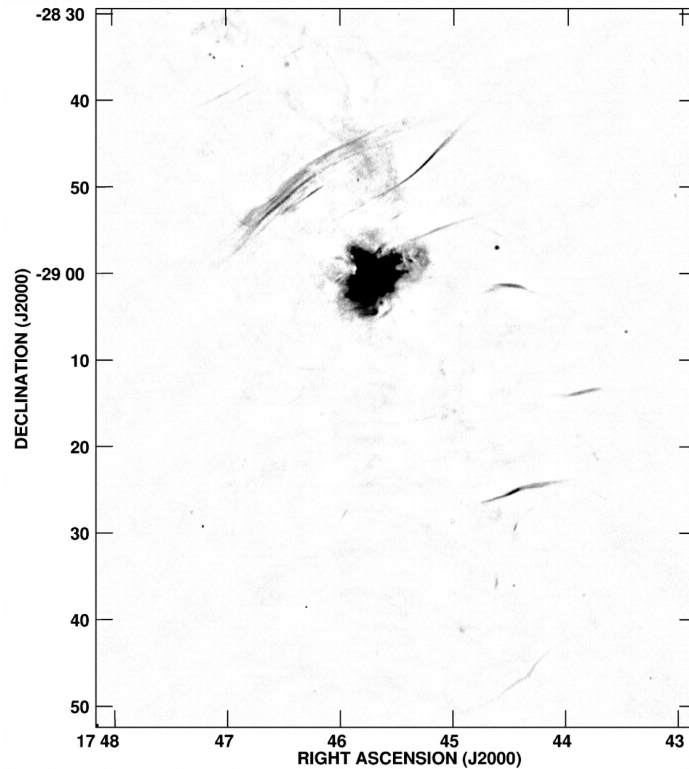


FIG. 1.7 – Vue schématique des filaments non-thermiques répertoriés en 2004 par Nord *et al.* (2004). La zone d'émission la plus intense est Sgr A*.

filaments peu lumineux jusqu'au grand arc radio extrêmement brillant qu'on identifie bien sur la figure 1.7. Ces filaments font des dizaines de parsecs de long, moins de un parsec de section et sont principalement alignés perpendiculairement au plan Galactique. Ils semblent présenter une légère courbure à grande échelle. Ils sont magnétisés et la direction de leur champ magnétique est parallèle à leur axe (Yusef-Zadeh & Morris 1987, LaRosa *et al.* 2000). Ils sont une véritable spécificité de la région centrale puisque aucun autre filament n'est observé plus loin dans la galaxie. Il semble maintenant admis que les filaments non-thermiques correspondent à des structures magnétiques mais leur origine est encore un problème très discuté à l'heure actuelle. La question qui reste concerne la géométrie globale du champ magnétique. Les filaments sont-ils de simples tubes localisés d'intense champ magnétique en équilibre de pression avec un champ moyen plus faible et peut-être turbulent (Chevalier 1992, LaRosa *et al.* 2001, Yusef-Zadeh 2003) ? Sont-ils au contraire répartis à la surface d'un cylindre, traçant donc une sorte de mur magnétique ? Ou correspondent-ils à des tubes de flux d'un champ homogène et vertical, baignant toute la région centrale, localement illuminés par des particules accélérées (Morris & Serabyn 1996, Chandran *et al.* 2000) ?

Diverses explications ont été avancées supportant l'une ou l'autre de ces hypothèses (voir Morris 1996b, pour une revue de ces différentes hypothèses). Des boucles magnétiques en expansion suite des explosions autour de Sgr A* pourraient par exemple interagir avec un mur magnétique cylindrique (Heyvaerts *et al.* 1988) mais sans champ magnétique pour structurer

la région interne à ce cylindre, il est peu probable que ces boucles puissent se propager dans une région qui serait du coup très turbulente, et en gardant une belle structure d'arc. Des collisions de vent stellaire dans de jeunes amas d'étoiles pourraient également accélérer des particules dans une direction privilégiée et créer les filaments observés (Rosner & Bodo 1996, Yusef-Zadeh 2003). Cependant, même si la rotation différentielle peut par son cisaillement favoriser les filaments verticaux on devrait observer certains filaments jeunes avec un certain angle avec la normale au disque, et une explication par des vents ne permet pas de comprendre pourquoi les filaments sont magnétisés ni pourquoi ils ne sont pas observés ailleurs dans la Galaxie.

D'un autre côté, presque tous les filaments semblent coïncider, en un point de leur longueur où ils sont beaucoup plus brillants, avec des nuages moléculaires en mouvement par rapport au champ, suggérant une interaction possible. C'est pourquoi de nombreux modèles considèrent que le champ est homogène et vertical et que son interaction avec les nuages moléculaires accélère des particules jusque des vitesses relativistes, leur permettant ainsi d'émettre par rayonnement synchrotron et donc d'illuminer certains filaments. Le mouvement des nuages moléculaires crée probablement des courants électriques à grande échelle. Ces courants étant résistifs, ils créent de l'émission thermique par effet Joule et génèrent des champs parallèles qui peuvent accélérer les particules jusqu'aux hautes énergies nécessaires (Benford 1988, Morris & Yusef-Zadeh 1989). La taille et l'équilibre des filaments dépendent alors des propriétés de diffusion et des instabilités qui s'y produisent (Rosso & Pelletier 1993). Dans cette configuration, l'accélération proprement dite pourrait également résulter de mécanismes de reconnection magnétique associés à la coalescence continue de tubes de courant (Lesch & Reich 1992). Enfin, les particules pourraient aussi n'être accélérées qu'à la surface des nuages par de la reconnection, et ensuite se propager verticalement le long des lignes de champ (Serabyn & Morris 1994, Sofue *et al.* 2005).

Au bilan, les filaments semblent donc plutôt favoriser une structure verticale à grande échelle pour le champ magnétique. Cependant, des mesures plus directes du champ permettent d'apporter d'autres contraintes sur les propriétés magnétiques du centre Galactique, qui ne soutiennent pas aussi clairement cette hypothèse. Ces mesures sont de trois types.

Les mesures de polarisation

Les mesures de polarisation de l'émission thermique de la poussière en infrarouge lointain peuvent être un outil puissant pour sonder le champ magnétique. En effet, les grains de poussière ne sont a priori pas sphériques mais oblongs. En présence d'un champ magnétique, ils acquièrent une polarisation induite et tendent à tous s'aligner parallèlement au champ magnétique (Hildebrand 1988, Lazarian 1994, Roberge *et al.* 1995). L'émission de ces poussières est donc elle-même polarisée et sa mesure permet de remonter à la direction projetée du champ magnétique. Cependant, de telles mesures sont délicates, en partie car on sait finalement peu de choses sur les propriétés exactes des grains. De plus, ces poussières se trouvent principalement dans les nuages moléculaires les plus denses, si bien que les mesures de polarisation ne mettent en évidence que les propriétés du champ magnétique à l'intérieur des nuages froids et ne permettent donc pas de sonder précisément le champ ambiant qui baigne ces nuages.

Différentes études montrent que, contrairement au champ entre les nuages, le champ dans les nuages est principalement dans le plan de la Galaxie (Davidson 1996, Novak *et al.* 2003). Mais l'ensemble des observations montre que le cisaillement d'un champ magnétique vertical par la turbulence interne des nuages peut rendre compte d'un tel champ horizontal à l'intérieur des nuages (Morris 1992, Morris *et al.* 1995, Uchida & Guesten 1995, Chandran *et al.* 2000, Novak *et al.* 2003).

Les mesures de rotation faraday

La rotation Faraday est aussi un outil qui permet d'étudier le champ magnétique près de sources radio non-thermiques. Lorsqu'une émission radio polarisée se propage dans un milieu magnétisé, son axe de rotation tourne lentement sous l'effet du champ magnétique. Si une source produit une émission dont on connaît la polarisation initiale, alors on peut déduire de la polarisation observée des informations sur la structure et l'intensité du champ magnétique. Cependant, bien que la polarisation soit importante dans certaines zones (Sofue *et al.* 1987, Haynes *et al.* 1992, Yusef-Zadeh & Morris 1987, 1988, Tsuboi *et al.* 1995), ces mesures restent encore très incertaines et sont très peu contraintes, si bien qu'il est pour l'instant difficile d'en tirer des données intéressantes.

L'effet Zeeman

Enfin, le dernier type de mesures que l'on peut faire pour contraindre le champ magnétique est l'étude de l'effet Zeeman dans les raies provenant du centre Galactique. Lorsque qu'une transition atomique émet ou absorbe un photon, la présence d'un champ magnétique lève la dégénérescence de spin et la raie correspondante apparaît dédoublée ou détriplée selon les conditions d'émission. L'écartement des raies est alors directement proportionnel à l'intensité du champ magnétique projeté sur la ligne de visée. Des mesures d'effet Zeeman demandent un signal fort et des raies bien marquées si bien qu'encore une fois, elles sont plus adaptées aux nuages moléculaires denses. Du fait de la grande turbulence qui règne dans les nuages, la largeur des raies est souvent très grande, ce qui limite l'observation des dédoublements Zeeman. Les mesures Zeeman ne sont donc adaptées qu'aux champs les plus forts. Différentes études ont tenté de sonder les nuages de la région centrale et semblent montrer que le champ y est très inhomogène : sa projection sur la ligne de visée est en général inférieure à $300 \mu\text{G}$ dans les nuages (Uchida & Guesten 1995) mais peut atteindre des champs de l'ordre du mG par endroits (Killeen *et al.* 1992, Plante *et al.* 1995, Marshall *et al.* 1995).

Structure du champ magnétique

D'autres contraintes ont aussi été avancées récemment, se basant sur des considérations énergétiques. La ZMC coïncide en effet avec une émission non-thermique diffuse à basse fréquence (74-330 MHz, Brogan *et al.* 2003). Une analyse d'énergie minimale du flux observé permet d'estimer le champ magnétique moyen dans l'hypothèse d'un champ baignant la région centrale. Ce type d'analyse fait beaucoup d'hypothèses sur la nature et la quantité de rayons cosmiques, quantités assez mal contraintes (Beck & Krause 2005), au centre Galactique en particulier. Cependant, si ces résultats sont confirmés, ils montrent que le champ moyen doit être inférieur à $100 \mu\text{G}$ (LaRosa *et al.* 2005).

Finalement, il n'est pas clair à l'heure actuelle quelle est réellement la structure et l'amplitude du champ dans cette région. Cependant, il semble que la solution la plus naturelle et celle qui lève le moins de problèmes soit celle d'un champ magnétique vertical structuré à grande échelle et d'une intensité allant de quelques $100 \mu\text{G}$ à quelques mG. Cette structure est très différente de celle du milieu interstellaire dans les régions plus externes de la Galaxie, où le champ est très turbulent et principalement horizontal. Néanmoins, un tel champ pourrait être engendré par effet dynamo, résulter de l'advection d'un champ fossile ou provenir d'un mélange de ces deux solutions. Certains modèles de dynamo prédisent en effet que, selon les conditions, il pourrait se créer une structure principalement dipolaire semblable à celle supposée ici pour le centre Galactique (Beck *et al.* 1996). D'autre part, le champ magnétique doit être advecté avec la matière. Lors de ce processus, ses composantes toroïdales se reconnectent ou s'échappent verticalement sous l'effet de l'instabilité de Parker, alors que le champ

vertical croît à mesure qu'il se concentre dans la région Centrale. L'advection d'un champ fossile pourrait donc aussi expliquer à la fois un champ fort et un champ vertical (Sofue *et al.* 1987, Sofue & Fujimoto 1987, Chandran 2001).

C'est donc dans le cadre d'un champ homogène vertical que nous travaillons. Comme nous allons le voir, les résultats que nous allons présenter dans les chapitres suivants dépendent de la géométrie du champ, mais finalement peu de son intensité.

1.2 Le centre Galactique en X

Le centre Galactique à haute énergie présente un visage totalement différent de celui en radio. Les hautes énergies sont caractéristiques d'autres phénomènes et révèle des propriétés complètement différentes de la région centrale .

Le rayonnement X est complètement absorbé par l'atmosphère terrestre. Il a donc fallu attendre que des instruments prennent de l'altitude pour découvrir et développer l'astronomie X. C'est en 1949 que H. Friedman enregistre pour la première fois, avec un compteur Geiger embarqué à bord d'une fusée V2, une émission X en provenance du soleil. Plus de 10 ans plus tard, en 1962, une fusée américaine équipée d'un détecteur dédié à découvrir d'éventuelles expériences russes cachées sur la Lune, décèle une émission provenant du centre de la Galaxie. C'est la découverte par Giacconi et Rossi de la première source extrasolaire : Scorpius X-1 et le véritable début de l'astronomie X. De nombreux ballons et fusées à but scientifique suivent ensuite et contribuent à améliorer les observations. En 1970, un nouveau pas est franchi avec le lancement du premier satellite dédié à l'étude à haute énergie des sources astrophysiques : Uhuru. C'est le début d'une nouvelle ère où des dizaines de satellites commencent à sonder le ciel systématiquement.

Les premières mesures programmées du centre Galactique en X sont réalisées dans les années 80. Une intense émission de rayons X est observée en provenance de la région centrale avec les satellites HEAO I et EXOSAT (Worrall *et al.* 1982, Warwick *et al.* 1985). Bien qu'une contribution cosmique ait été identifiée comme provenant de sources discrètes, le reste de cette émission n'a pas encore été résolu. L'émission du centre Galactique est donc probablement diffuse et la spectroscopie est un diagnostic puissant pour comprendre sa nature. En plus d'un fort continuum dû à du rayonnement de freinage, une raie en émission a très tôt été observée à 6.7 keV par le satellite japonais Ginga (Koyama *et al.* 1986). Cette raie correspond à une transition K d'atomes de fer héliumoides (ionisés 25 fois). L'émission du continuum et de cette raie est détectée jusqu'à plus de 4 kpc du centre Galactique (Yamauchi *et al.* 1996), c'est-à-dire beaucoup plus loin que la région qui nous intéresse, mais elle est beaucoup plus intense dans les premières centaines de parsecs. Vue de la terre, elle forme une ellipse de grand axe 250 pc et de petit axe 140 pc, alignée avec le plan Galactique (Yamauchi *et al.* 1990). Comme mentionné précédemment, cette région occupe une grande part de la Zone Moléculaire Centrale. Ces observations ont ensuite été confirmées par plusieurs générations successives de satellites et de nouvelles raies ont été découvertes. Le satellite ASCA permet de résoudre de nombreuses autres raies entre 0.5 et 10 keV dans une région un peu plus éloignée du centre Galactique (Kaneda *et al.* 1997). Ces raies correspondent à des transitions d'atomes héliumoides ou hydrogénéoides d'éléments très ionisés comme Mg, Si, S, Ar, Ca et Fe. Les observations les plus récentes avec notamment Chandra et XMM-Newton confirment ces résultats pour le centre Galactique et les précisent (respectivement, Munro *et al.* 2004, Decourchelle *et al.* 2006, en préparation). La figure 1.8 présente le spectre X typique de la région centrale. On y observe les divers éléments caractéristiques mentionnés précédemment : le complexe de raies entre 2 et 5 keV et les raies du fer à 6.7 et 6.9 keV. L'analyse de ce spectre montre que l'émission trouve son origine dans un milieu optiquement mince et peu dense. Depuis la découverte de toutes ces raies, on sait que la totalité du spectre ne peut pas

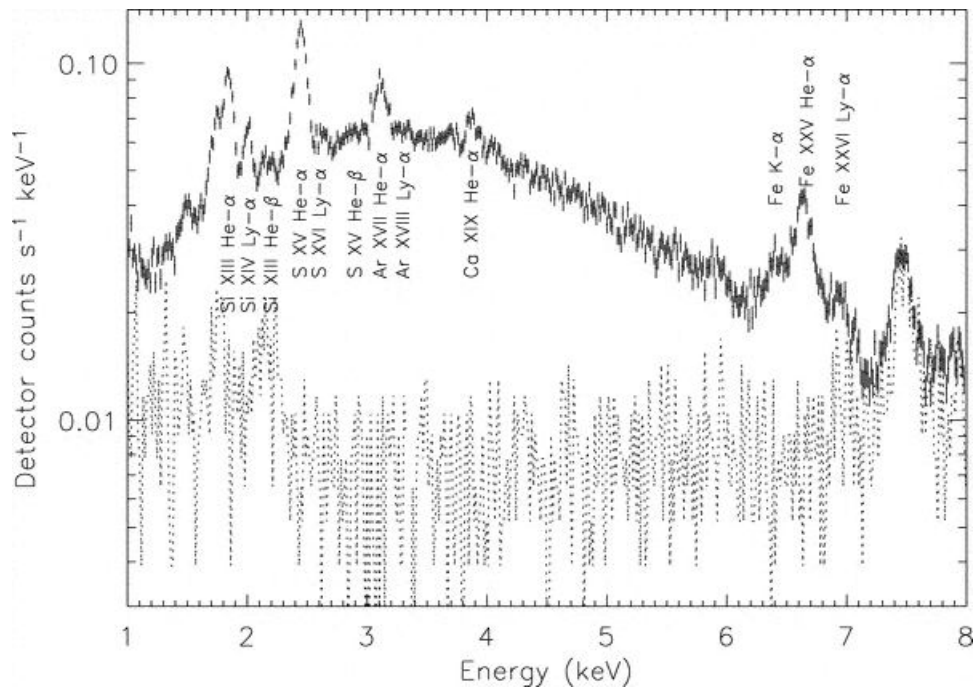


FIG. 1.8 – Spectre en X du centre Galactique, obtenu avec Chandra, (Muno *et al.* 2004)

être produite par l'unique émission thermique d'un plasma à une température donnée. Le continuum entre 2 et 5 keV et les raies qui s'y trouvent se forment très probablement dans un plasma thermique à 0.8 keV (une phase dite tiède). En revanche, le continuum à plus haute énergie est trop fort et les raies du fer sont trop ionisées pour être créées par ce même plasma. Bien qu'il y ait des explications alternatives, ces derniers sont probablement générés dans un plasma à beaucoup plus haute température : $k_B T = 8$ keV (une phase dite chaude chaude).

1.2.1 La phase tiède

La figure 1.9 est une carte de la région centrale obtenue par le satellite XMM dans la raie du soufre à 2.4 keV, la plus intense du complexe de raies caractéristique de la phase à 0.8 keV. Il est à présent admis que cette émission trouve son origine dans les restes de supernova. En effet, on voit que la distribution spatiale de cette émission est assez inhomogène, comme on s'attendrait pour une émission provenant de plusieurs sources spatialement localisées. On peut même souvent associer les zones de plus forte émission avec des restes connus de supernova. D'autre part, le coefficient $n_e t$ de cette phase est faible : $n_e t \sim 10^9$ s cm^{-3} . Cet écart important avec l'équilibre d'ionisation implique un âge très jeune pour le plasma, ce qui est cohérent avec l'observation des restes de supernova (Kaneda *et al.* 1997). De plus, les chocs de supernova observés chauffent le milieu dans lequel ils se propagent jusque des températures typiques de l'ordre de 0.1-3 keV. Ces températures sont compatibles avec la température moyenne de 0.8 keV et les variations locales de températures observées entre 0.36 et 1 keV. Enfin, la luminosité totale dans la région centrale est également consistante avec l'énergie qui y est dégagée par l'ensemble des supernovae. Le taux moyen dans toute la galaxie étant d'environ 1 supernova tous les 100 ans. Environ 1.-2.% de la masse de la galaxie est contenue dans les 300 pc centraux (Launhardt *et al.* 2002). Si le taux de supernovae dans une région est simplement proportionnel à la masse d'étoiles qui y est contenue, environ une supernova tous les 10^4 ans devrait s'y produire. Or, entre 1. et 10.% des 10^{51} erg d'énergie

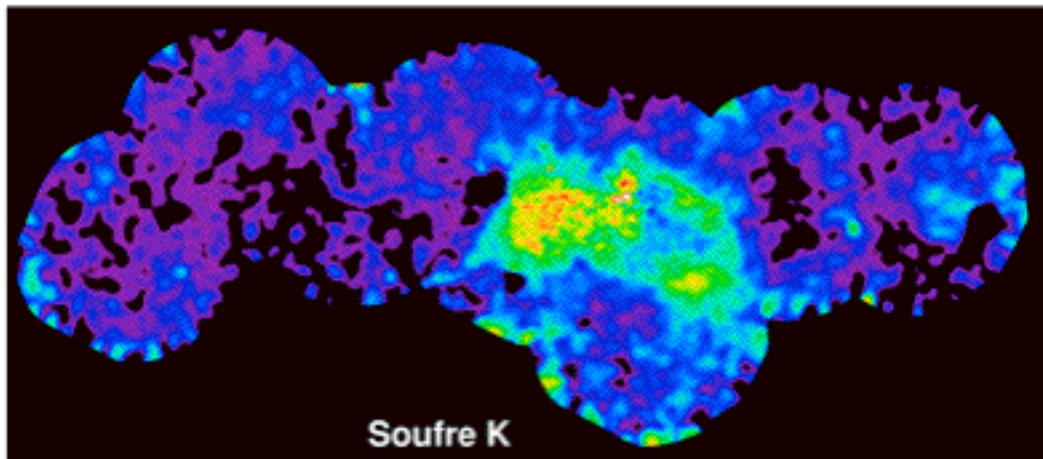


FIG. 1.9 – Carte du centre Galactique obtenue dans la raie du soufre à 2.4 keV avec XMM-Newton (Decourchelle *et al.* 2006, en préparation). Cette carte trace la phase tiède à 0.8 keV.

mécanique libérés par l’explosion d’une supernova peut servir à chauffer le milieu (Thornton *et al.* 1998). Le taux moyen permet donc de fournir au moins $3. - 30 \times 10^{37}$ erg s⁻¹ dans la région centrale, ce qui est bien comparable et même supérieur à la luminosité observée entre 2 et 5 keV. Selon les études, celle-ci varie en effet entre $L \approx 3. \times 10^{37}$ erg s⁻¹ (Yamauchi *et al.* 1990) et $L \approx 20. \times 10^{37}$ erg s⁻¹ (déduit de Muno *et al.* 2004).

1.2.2 La phase chaude

Comme il a été dit précédemment, les raies à 6.7 et 6.9 keV correspondent à des transitions entre états trop ionisés du fer pour qu’il puisse être à l’équilibre dans un plasma à 0.8 keV. Pour produire du fer aussi ionisé dans un plasma thermique par exemple, il faudrait une température de l’ordre de 8 keV, contrairement à ce qui est observé. Le continuum devrait également chuter au-delà de quelques keV si l’émission provenait d’un plasma à moins de 1 keV. Tout dans le spectre semble donc suggérer l’existence d’un autre ingrédient. La figure 1.10 montre une carte de la région centrale obtenue par le satellite XMM dans la raie à 6.7 keV qui trace la distribution spatiale de cet ingrédient mystère (Decourchelle *et al.* 2006, en préparation). On voit que cette émission est diffuse et très homogène. Elle ne semble pas corrélée ni à l’objet central Sgr A*, ni à l’émission à 0.8 keV. Pour tenter d’expliquer les propriétés de cette émission, plusieurs pistes ont été suivies.

Sources discrètes

Cette émission diffuse pourrait bien sûr être en fait la superposition de nombreuses sources discrètes, étendues (des supernovae par exemple), ou ponctuelles (des sources d’arrière-plan par exemple) que l’on ne résout pas parce qu’elles sont trop faibles.

Les supernovae étant la plus grande source d’énergie disponible pour chauffer le MIS (Schlickeiser 2002) et expliquant déjà la phase à 0.8 keV, on peut se demander si elles ne pourraient pas aussi être responsables de cette émission à 8 keV. Il est peu probable que cela puisse être le cas. En effet, les restes de supernova refroidissent très vite après l’explosion et, si on peut observer des températures extrêmes dans les premiers moments qui suivent l’explosion, aucun reste âgé d’au moins 1000 ans n’a encore été observé à plus de quelques keV, typiquement 1-3 keV (voir Hwang *et al.* 2002, pour un exemple). En fait, on devrait observer au plus 1 reste âgé de moins de 1000 ans dans la région centrale et il est impossible qu’un

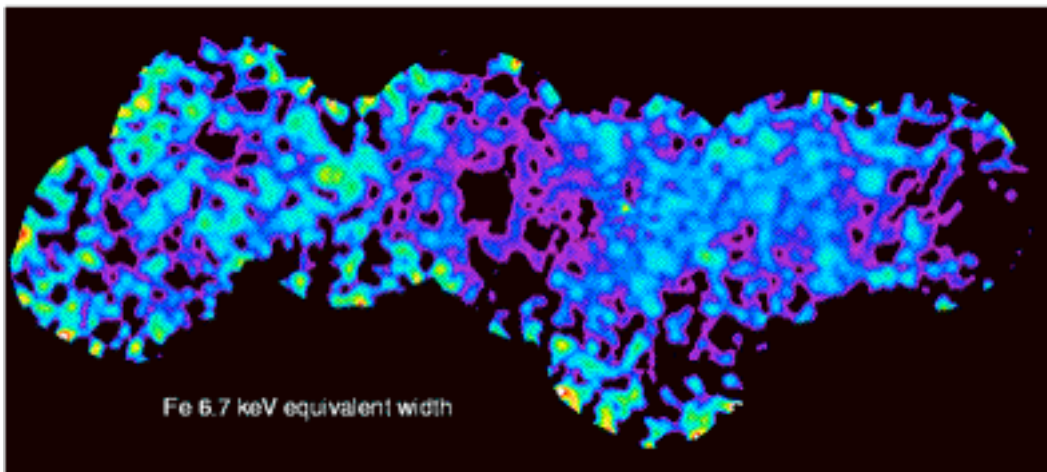


FIG. 1.10 – Carte de la raie du fer à 6.7 keV au centre Galactique obtenue avec XMM (Decourchelle *et al.* 2006, en préparation). Cette carte trace la phase à 8 keV.

unique reste puissent produire une émission aussi intense et surtout aussi homogène sur plusieurs centaines de parsecs (analyse similaire à celle de Kaneda *et al.* 1997, mais pour le centre Galactique). D'autre part, l'émission de restes jeunes de supernovae est également caractérisée par une émission non-thermique qui n'est pas observée. De plus, le plasma dans de tels restes très jeunes est loin de l'équilibre thermique, avec des ions souvent plus chauds que les électrons, ce qui est incompatible avec les observations du 8 keV. Enfin, les restes jeunes présentent des abondances importantes de métaux, qui ne sont pas non plus observées dans la phase à 8 keV, ou les abondances sont approximativement solaires.

Le spectre au-delà de 4.-5. keV ressemble aussi beaucoup à celui de sources discrètes ponctuelles que l'on arrive à détecter (Wang *et al.* 2002). Il se pourrait donc que l'émission à 8 keV soit la somme des contributions de toutes ces sources ponctuelles émettant en X. On sait que moins de 10% de l'émission à haute énergie peut être attribuée à des sources ponctuelles dans la limite du seuil de détection de Chandra ($L_X \geq 10^{31}$ erg s⁻¹, Ebisawa *et al.* 2001). L'intensité de l'émission observée à haute énergie ainsi que le nombre de sources déjà détectées posent donc de fortes contraintes sur la population qui pourrait rendre compte d'une telle émission. Les meilleurs candidats sont les Variables Cataclysmiques (Laycock *et al.* 2005). Malheureusement, si l'on extrapole le diagramme log N-log S des sources détectées avec Chandra, on voit encore une fois qu'il faudrait environ 10 fois plus de variables cataclysmiques que ce que les études statistiques sur cette population prévoient (Muno *et al.* 2003, 2004).

Enfin, Bykov (2003) a également suggéré que ces sources ponctuelles puissent être, non pas des objets stellaires, mais des fragments de supernova qui auraient été éjectés à très grande vitesse ($v \geq 5000$ km/s) lors de l'explosion de plusieurs d'entre-elles. Cependant, dans les cas les plus optimistes, il faudrait plusieurs restes de supernovae dans la seule Région Centrale, ce qui est statistiquement très improbable, à moins de supposer que le taux de supernovae est bien supérieur dans cette région à celui du reste de la Galaxie.

Processus non-thermiques

Il a aussi été proposé que les raies et le continuum soient le résultat de mécanismes non-thermiques dans une phase thermique principale à 0.8 keV. Différents modèles ont été proposés, mais la plupart semblent incompatibles avec les observations les plus récentes menées avec Chandra et XMM-Newton. Il a ainsi été suggéré que des rayons cosmiques accélérés

dans des pulsars ou des supernovae puissent produire à la fois le continuum par rayonnement de freinage et la raie du fer à 6.7 keV par des interactions d'échange de charge par exemple (Tanaka *et al.* 1999, 2000, Tanaka 2002, Valinia *et al.* 2000). Cependant, d'un côté, l'énergie nécessaire pour produire le continuum par Bremstrahlung serait colossale (Dogiel *et al.* 2002a) et d'un autre côté, l'interaction avec des cosmiques de faible énergie permet difficilement d'expliquer la raie à 6.9 keV également observée avec Chandra (Muno *et al.* 2004). En fait, cette idée était initialement intéressante car elle promettait aussi d'expliquer la queue non-thermique observée à plus haute énergie ($E \geq 10$ keV). Cependant, le spectre au-delà de 20 keV a maintenant été résolu à plus de 85% en sources ponctuelles avec Integral (Lebrun *et al.* 2004), ce qui limite donc maintenant l'intérêt des modèles non-thermiques. Selon une autre alternative, le spectre à haute énergie pourrait être produit par un plasma quasi-thermique (Dogiel *et al.* 2002b, Masai *et al.* 2002). Mais les prédictions associées ne sont pas en parfait accord avec les rapports et la positions des raies observés (Muno *et al.* 2004). Au bilan, il semble que les observations récentes avec Chandra et XMM favorisent l'idée d'un plasma en équilibre thermique.

Plasma chaud à 8 keV

L'idée d'un plasma réellement diffus baignant tout le centre Galactique et d'une température de 5 à 10 keV a été proposée dès la découverte de la raie du fer à 6.7 keV (Koyama *et al.* 1986). Des déterminations plus précises des paramètres spectraux ont ensuite donné une température de l'ordre de 10 keV ou supérieure et une densité numérique de $n \approx 0.3-0.4 \text{ cm}^{-3}$ (Koyama *et al.* 1996). Cette interprétation de l'émission à haute énergie semble à présent encouragée par les récents résultats de Chandra et XMM-Newton qui, dans la limite de leur résolution spectrale, trouvent des raies parfaitement compatibles avec une origine thermique et une température de 8 keV. Les ajustements spectraux de ces observations donnent des valeurs revues un peu à la baisse : $k_B T = 7.7 \pm 1.0$ keV et $n = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ avec Chandra (Muno *et al.* 2004). et $k_B T = 7.7 \pm 0.5$ keV avec XMM-Newton (Decourchelle *et al.* 2006, en préparation). Lorsque nous parlerons d'un tel plasma thermique, nous l'appellerons dorénavant le plasma à 8 keV. L'émission de cette phase pique à environ $7 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$ dans les 50 pc centraux. Cette luminosité est comparable (2 ou 3 fois moindre) à la luminosité de la phase tiède à 0.8 keV dans cette région (Muno *et al.* 2004). En extrapolant la luminosité centrale à toute la ZMC, on obtient une luminosité totale de l'ordre de $L \approx 5. \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Cette estimation est compatible avec les observations antérieures de Yamauchi *et al.* (1990) qui donnent une luminosité totale entre 2 et 10 keV (somme de l'émission des phases à 0.8 et 8 keV) de : $L \approx 3. \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. L'écart peut simplement être attribué au profil de luminosité plus piqué au centre. Dans la suite, nous utiliserons donc comme limite supérieure une luminosité de :

$$L \approx 4. \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$$

Cependant, l'idée d'un plasma à l'équilibre thermique soulève deux problèmes qui l'on empêché jusqu'à présent de s'imposer comme explication admise de l'émission diffuse.

Tout d'abord, il a été remarqué que la température de cette phase chaude était trop élevée pour que le plasma reste confiné par la gravité (Koyama *et al.* 1996). Cette température correspond en effet à une énergie interne trop importante par rapport à l'énergie gravitationnelle. En ordre de grandeur, comparer ces deux énergies revient à comparer la vitesse du son du plasma avec la vitesse de libération (voir le chapitre suivant). Pour un plasma d'abondance solaire à 8 keV, $c_s \approx 1600$ km/s alors que la vitesse de libération déduit du potentiel gravitationnel Galactique est environ $v_{ech} \approx 1000$ km/s. D'après ces estimations, il semble clair que le plasma ne peut être retenu par la gravité et qu'il doit s'échapper sous la forme d'un vent. En supposant que le gaz s'échappe avec une vitesse proche de sa vitesse du son, on peut

estimer en ordre de grandeur qu'il quitte verticalement les 100 pc de la zone d'émission X en environ 60 000 ans. C'est donc le temps disponible pour réussir à chauffer le plasma à 8 keV. Ce temps est très court comparé aux autres échelles du problème. Et c'est là que réside le problème. Les pertes énergétiques associées à ce vent s'élèveraient à 10^{38} erg s⁻¹ arcmin⁻², soit 4 ordres de grandeur de plus que la luminosité X (Muno *et al.* 2004). Ceci correspondrait à presque 10^{42} erg s⁻¹ pour tout la région centrale. Pour expliquer la température de 8 keV observée uniformément dans toute cette région, il faut pouvoir les compenser par une source d'énergie extrêmement puissante. Pour se fixer les idées, en supposant qu'une supernova libère entre 1 et 10% de son énergie mécanique dans le milieu ambiant, il faudrait 3 SNe par an dans la seule région du centre Galactique pour compenser de telles pertes. Ceci correspond à un taux 300 fois plus grand que le taux total dans toute la galaxie alors même que quelques pour cents seulement de la masse totale de cette dernière sont approximativement contenus dans la région interne! Il s'agit donc bien d'une énergie colossale. Ce problème énergétique est le problème principal de l'hypothèse d'un plasma diffus à 8 keV.

Un autre problème suit naturellement celui-ci : quand bien même cette énergie serait disponible sous une forme ou sous une autre, il faudrait encore trouver un mécanisme capable de l'utiliser, de la transformer pour chauffer le plasma jusqu'à une température aussi élevée.

Pour ces raisons, cette idée d'un plasma diffus baignant l'ensemble de la région centrale reste hypothétique.

Un plasma chauffé récemment par Sgr A*

Une solution à ce problème énergétique pourrait provenir d'un chauffage récent ayant cessé aujourd'hui. Si aucune source ne semble à même d'expliquer le chauffage du plasma à 8 keV aujourd'hui, la situation peut avoir été différente dans le passé. Comme on peut le déduire des remarques précédentes, un tel chauffage se doit d'avoir été très intense, et le seul candidat est en fait le trou noir central, Sgr A*. Une activité intermittente ne serait pas surprenante et renforcerait l'idée que notre Galaxie possède un noyau qui peut être actif par moments. Cette idée est intéressante car elle utilise la nature intermittente de l'activité du noyau de la Galaxie, par analogie avec d'autres NAG et n'a donc pas besoin d'une source continue de chauffage : Sgr A* pourrait avoir été assez énergétique, dans le passé, pour chauffer le plasma, autorisant aujourd'hui un échappement du plasma chaud de la région centrale, sans poser le problème énergétique lié à son non-confinement.

Quelques éléments suggèrent en effet que le noyau Galactique a connu une période de très forte activité il y a environ 300 ans. Une autre raie du fer à 6.4 keV est souvent observée dans les nuages moléculaires (comme Sgr B2). Cette raie peut provenir d'électrons accélérés in situ (Law & Yusef-Zadeh 2005), mais elle peut aussi être interprétée comme une émission de fluorescence, trace d'une forte activité passée dont l'émission en rayons X aurait excité les nuages (Koyama *et al.* 2003, Revnivtsev *et al.* 2004, Fryer *et al.* 2005). Il est peu probable que cette émission énergétique ait pu chauffer le plasma diffus car celui-ci, contrairement aux nuages moléculaires, est optiquement fin. Mais cette forte activité aurait pu générer une onde de choc capable de chauffer le milieu dans lequel elle se propage. Cependant, un choc, même rapide n'aurait pas pu parcourir plus de quelques fractions de parsecs en 300 ans et ne peut donc expliquer l'émission observée jusque plus de 150 pc de rayon.

Pour tenir compte de cette émission à grande échelle, il faut donc une suite d'événements plus anciens encore. Il est peu pensable qu'une succession de chocs ait pu générer une température aussi homogène sur toute la région centrale. On peut par contre penser que ce plasma provient lui-même de l'objet central où il aurait été chauffé il y a 10^5 ans (Koyama *et al.* 1996). Comme ce plasma est trop chaud pour être confiné par la gravité, il s'expand, verticalement, mais aussi radialement. L'expansion adiabatique d'un plasma à l'équilibre

thermique conduit nécessairement à un refroidissement des électrons et donc à un gradient radial de température. Cependant, le mécanisme local de chauffage peut avoir chauffé préférentiellement les ions, et peut donc avoir généré un plasma où la température de ces derniers est bien supérieure à celle des électrons (typiquement $k_B T \geq 10$ keV). La température électronique uniforme de 8 keV pourrait alors résulter de la compétition entre un chauffage par collisions avec les ions et un refroidissement par expansion adiabatique. Le temps pour établir l'équilibre entre ions et électrons est d'environ $\tau = 4. \times 10^6$ ans. Il correspond à un âge maximal pour le plasma au-delà duquel le refroidissement adiabatique domine et la température qui doit donc décroître avec la distance au centre. Si le plasma s'étend à la vitesse du son, il atteint une distance de 150 pc en 10^5 ans, ce qui est bien compatible avec cette condition sur l'âge du plasma (adapté de Koyama *et al.* 1996). Mais le plasma doit être plus vieux. Les observations des 40 pc centraux montrent en effet que pour les meilleurs fits avec des modèles hors équilibre, le paramètre $n_e t$ est extrêmement grand : $n_e t \geq 10^{12}$ s cm⁻³ (Muno *et al.* 2004), ce qui correspond à un âge minimal de $3. \times 10^5$ ans. Au bilan, pour que le plasma couvre une région de 150 pc de rayon en un temps compatible avec les deux bornes précédentes, il faut qu'il s'étende avec une vitesse comprise entre 36 km s⁻¹ et 480 km s⁻¹. La vitesse exacte à laquelle s'étend le plasma n'est pas connue avec précision. La présence notamment d'un champ magnétique intense et vertical devrait beaucoup ralentir l'expansion et imposer une vitesse bien inférieure à celle du son, probablement inférieure à 30 km s⁻¹ même. D'autre part, si la largeur des raies observées avec ASCA laissait à l'époque penser qu'effectivement ions et électrons pouvaient avoir des températures différentes, les observations avec Chandra favorisent un équilibre de température (Muno *et al.* 2004). De plus, le processus exact avec lequel le chauffage par les ions pourrait exactement compenser le refroidissement adiabatique des électrons de manière à générer une température uniforme reste à préciser. Enfin, il semble, de manière générale, très difficile de réconcilier l'idée d'un plasma en expansion sphérique ou cylindrique avec des propriétés aussi homogènes que celles du plasma à 8 keV, en particulier, sa densité.

De toutes les hypothèses évoquées jusqu'à présent, Il nous a semblé qu'un plasma thermique à 8 keV chauffé continûment était la plus prometteuse. C'est donc celle qui nous a servi de fil conducteur et à laquelle nous avons essayé d'apporter quelques éléments nouveaux. Plus précisément, nous présentons dans les deux chapitres suivant des idées pour tenter de résoudre les deux problèmes que soulève cette hypothèse, c'est-à-dire l'énergie et le mécanisme de chauffage.

CHAPITRE 2

Un plasma d'hélium chaud

Sommaire

2.1 Le confinement de plasmas simples	26
2.1.1 Un peu de théorie	26
2.1.2 Les potentiels local et global au centre Galactique	28
2.1.3 Application au plasma du Centre Galactique	30
2.2 Les collisions	30
2.3 Discussion	31
2.3.1 Température du plasma	32
2.3.2 Aspects cinétiques : évaporation et équation de fermeture	32
2.3.3 Structure à grande échelle du champ magnétique	33
2.3.4 Turbulence	33
2.4 Quelles implications ?	34
2.4.1 Abondances et densité	34
2.4.2 La stratification	36
2.5 Conclusion	39

Comme nous l'avons vu à la section 1.2.2, l'hypothèse d'un plasma thermique à 8 keV soulève deux principaux problèmes dont le plus important est certainement un problème énergétique : si le plasma s'échappe en un vent, alors, l'énergie nécessaire pour le chauffer avant qu'il ne quitte la région centrale dépasse celle de n'importe quelle source connue. Nous montrons ici, comment, dans les conditions attendues dans la région centrale et bien qu'un plasma d'hydrogène doive effectivement s'échapper, l'hélium, plus lourd peut être confiné par le potentiel Galactique et rester dans le plan de la Galaxie. Ce plasma gravitationnellement lié ne s'échappe donc pas et peut rester suffisamment longtemps dans le plan Galactique pour pouvoir y être chauffé par une source d'énergie raisonnable.

Cette conclusion découle de deux points importants : 1- le comportement individuel des particules d'un gaz ionisé en présence d'un champ de gravité et 2- les interactions entre les différentes espèces qui le composent. Prendre le système global avec toutes les espèces qui composent le plasma est en effet très difficile ; il est donc plus simple dans un premier temps ne considérer que des plasmas avec une seule espèce d'ions (sous section 2.1), puis d'étudier comment la situation en présence de plusieurs espèces ioniques peut se déduire du cas précédent (sous section 2.2).

2.1 Le confinement de plasmas simples

Nous étudions dans cette partie le confinement gravitationnel de plasmas simples, c'est-à-dire constitués d'électrons et d'une unique espèce ionique.

Une méthode pour déterminer le confinement gravitationnel d'un gaz, ionisé ou non, peut consister à chercher une solution statique, c'est-à-dire sans vent, aux équations du mouvement. S'il en existe une satisfaisante, alors le gaz est confiné, sinon, il ne l'est pas. C'est la méthode que nous allons employer. Dans une solution statique, l'équation de conservation de la masse ne donne aucune information et la solution hydrodynamique est uniquement déterminée par l'équation d'Euler, une équation de fermeture et un jeu de conditions aux limites. Résoudre ce système pour une géométrie quelconque est complexe, mais la structure verticale du champ magnétique nous permet de ne considérer que l'équilibre vertical du plasma, ce qui limite la résolution à un cas unidimensionnel.

2.1.1 Un peu de théorie

Cas d'un gaz neutre

Avant de passer au cas un peu différent des plasmas, considérons d'abord un gaz neutre monoatomique. Le système se réduit à une unique équation :

$$\vec{\nabla}P + mn\vec{\nabla}\Phi_G = 0 \quad (2.1)$$

où P est la pression du milieu, n la densité numérique, Φ_G le potentiel gravitationnel et m la masse des particules constitutives du gaz. Si on suppose le milieu isotherme et de vitesse thermique $v_{th} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$, on trouve que :

$$n = n_0 e^{-\frac{\Phi_G - \Phi_G^0}{v_{th}^2}} \quad (2.2)$$

Il semble que l'on ait trouvé une solution statique à notre problème. En fait, selon le profil exact du potentiel gravitationnel, il se peut que cette solution ne soit pas physique. La vitesse de libération, vitesse qui permet de quitter une position donnée dans un puits de potentiel (repérée par l'indice 0 dans la suite) et d'aller à l'infini vérifie par définition :

$$\frac{1}{2}v_{ech}^2 = \Phi_G^\infty - \Phi_G^0$$

La densité à l'infini est donc :

$$n_\infty = n_0 e^{-\frac{v_{ech}^2}{2v_{th}^2}} \quad (2.3)$$

Une solution physique ne peut être acceptable que si la densité s'intègre en une masse totale finie. Il faut donc en particulier qu'elle s'annule à l'infini. Ceci n'est exactement réalisé que si $v_{ech} = \infty$. C'est bien le cas, si souvent étudié à l'université, d'une atmosphère en gravité constante par exemple. Dans ce cas, le potentiel gravitationnel augmente linéairement avec l'altitude : $\Phi_G = g(z - z_0)$ et la vitesse nécessaire pour aller à l'infini est infinie. Malheureusement, dans la plupart des cas astrophysiques, ça n'est pas le cas. Tous les objets tridimensionnels localisés, comme une étoile, une galaxie ou un amas ont un potentiel gravitationnel qui décroît à grande distance. Rigoureusement, il ne peut donc pas exister de solution sans vent. En fait, le système pour une solution sans vent est d'ordre 1. Si on se fixe la densité en un point, alors tout le profil de densité est déterminé et il a peu de chances de s'annuler raisonnablement. Rechercher une solution avec vent permet d'augmenter l'ordre

du système et donc de se fixer une condition de frontière supplémentaire qui permettait de régulariser la solution.

Malheureusement, comme il a pu être constaté pour le cas du vent solaire, les solutions avec vent sont extrêmement complexes à traiter. On peut cependant, penser qu'une solution sans vent est une bonne approximation de la solution réelle (avec vent) tant que la densité à l'infini reste faible devant la densité locale. On voit donc d'après la relation 2.3, que cela revient à comparer la vitesse de libération à la vitesse thermique du milieu. Si la vitesse de libération est plus de deux fois supérieure à la vitesse thermique, le rapport n_∞/n_0 est inférieur à 15%. Si elle est plus de trois fois supérieure, le rapport des densités est environ 1%. On voit donc que dès que le rapport de vitesse est supérieur à 2, on peut considérer en bonne approximation la solution statique comme réaliste et le plasma comme confiné.

Cas d'un plasma

La démarche précédente traitait le cas d'un gaz neutre. Pour un plasma, la situation est un peu différente. Il faut en effet inclure dans le bilan des forces l'action des champs électromagnétiques. Comme nous l'avons dit, nous partons de l'hypothèse d'un champ magnétique uniforme et purement vertical dans cette région de la Galaxie. Avec cette géométrie, le champ magnétique n'altère pas le mouvement vertical des particules et peut être oublié tant que l'on ne s'intéresse qu'au comportement vertical d'un gaz soumis à un champ gravitationnel. Le champ électrique, en revanche, est primordial.

En comparaison des ions, les électrons, plus légers, sont moins retenus par la gravité et tendent à s'échapper plus facilement. Il se crée donc une séparation de charge et un potentiel électrique associé. Ce champ électrique tend à retenir les électrons et à éloigner les ions du centre du potentiel gravitationnel. Mathématiquement, cela se traduit simplement par un système couplé d'équations pour les deux espèces, ions et électrons :

$$v_{th}^2 \vec{\nabla} \ln n_i + A_i \vec{\nabla} \Phi_G + Z_i e/m_p \vec{\nabla} \Phi_E = 0 \quad (2.4)$$

$$v_{th}^2 \vec{\nabla} \ln n_e - e/m_p \vec{\nabla} \Phi_E = 0 \quad (2.5)$$

$$n_e - Z_i n_i = 0 \quad (2.6)$$

où A_i et Z_i sont respectivement le nombre de masse et le nombre de charge des ions constituant le plasma, m_p est la masse du proton et v_{th} est la vitesse thermique d'un gaz neutre composé d'atomes d'hydrogène neutres. Les deux premières équation 2.4 et 2.5 sont les équations d'Euler pour les deux espèces où l'on a négligé le poids des électrons. La dernière 2.6 reflète simplement la quasi-neutralité. Dans le cas d'un plasma simple, la quasi-neutralité impose un profil identique pour les ions et les électrons et l'on peut simplement éliminer le potentiel électrique ainsi que la densité électronique. Si on suppose ions et électrons en équilibre thermique et de structure isotherme, on peut résoudre et l'on trouve pour les ions comme pour les électrons le profil de densité suivant :

$$n = n_0 e^{-\frac{A_i}{1+Z_i} \frac{\Phi_G - \Phi_G^0}{v_{th}^2}} \quad (2.7)$$

La définition générale du poids moléculaire moyen étant $\mu m_p = \frac{\sum_i m_i n_i}{n_{tot}}$, on trouve ici

$$\mu_i = A_i / (1 + Z_i) \quad (2.8)$$

En définissant une vitesse thermique effective

$$\tilde{v}_{th} = \sqrt{\frac{kT}{\mu m_p}} \quad (2.9)$$

on peut finalement exprimer le profil de densité de la manière suivante :

$$n_i = n_i^0 e^{-\frac{\Delta\Phi_G}{v_{th}^2}} \quad (2.10)$$

On voit que l'on obtient le même genre de résultat que pour un gaz neutre, mais avec une vitesse effective prenant en compte le comportement différent des électrons. Pour faire simple, la pression des électrons s'exerce sur les ions par l'intermédiaire du champ électrique et s'oppose à la gravité. En fait, comme les profils de densité pour les ions et pour les électrons sont les mêmes, on peut toujours localement associer un ion avec le nombre d'électrons correspondants et considérer cet ensemble neutre comme une sorte d'"atome", comme une entité propre, de masse la masse moyenne de tous ses constituants. Cette vision simple permet de comprendre pourquoi la masse moyenne apparaît dans l'expression de la vitesse thermique.

Pour savoir si un tel plasma est confiné, par analogie avec le cas d'un gaz neutre, il suffit donc de comparer cette vitesse thermique moyenne avec la vitesse de libération, ce qui correspond bien à la démarche des auteurs précédents pour un plasma isotherme.

On voit que le comportement d'un plasma simple dépend de la masse des ions qui le composent. On peut donc déjà anticiper que le cas d'un plasma composé de plusieurs espèces ioniques sera plus complexe. Il sera brièvement discuté dans la section 2.4.2. Le point le plus important est qu'il n'y a qu'un seul champ électrique couplant toutes les espèces. En conséquence, les électrons et les différentes espèces d'ions ne peuvent pas suivre les mêmes profils de densité. On peut déjà avancer que les plus lourds seront mieux confinés que les plus légers, si bien que les espèces les plus lourdes pourront posséder un profil compatible avec une solution sans vent alors que les plus légères nécessiteront un vent. Dans ce cas, la solution globale ne tient plus.

2.1.2 Les potentiels local et global au centre Galactique

Pour appliquer ces résultats au plasma du centre Galactique, il faut donc connaître le potentiel gravitationnel dans la région centrale. Différentes estimations de courbes de rotation, de masse incluse ou autre ont été menées pour contraindre ce potentiel. Pour autant, on ne le connaît pas avec une grande précision. Grâce à une étude systématique de la région centrale en infrarouge lointain Becklin & Neugebauer (1968) et Sanders & Lowinger (1972) ont pu dériver le profil de masse incluse suivant pour les premiers 500 pc en rayon (voir Mezger *et al.* 1996, pour une revue) :

$$M = 4.25 \times 10^6 M_\odot \left(\frac{r}{1 \text{ pc}} \right)^{1.2} \quad (2.11)$$

Ce profil s'avère aussi être une très bonne approximation des résultats plus récents obtenus par d'autres études (voir Launhardt *et al.* 2002, pour une comparaison). Le potentiel gravitationnel qui découle de ce profil de masse est le suivant :

$$\Phi_{in} = 2.39 \times 10^{15} \text{cm}^2 \text{s}^{-2} \left(\frac{r}{1 \text{ pc}} \right)^{0.2} + \text{cste} \quad (2.12)$$

Ce potentiel est déterminé à une constante près qui dépend de la distribution de masse à plus grande échelle. Cette constante joue en particulier un rôle crucial dans l'estimation de la vitesse de libération depuis cette zone centrale puisque par définition, elle dépend du potentiel à l'infini et donc de la distribution de masse à plus grande échelle.

D'autres auteurs se sont intéressés au potentiel à plus grande échelle. Ainsi, Habe & Ikeuchi (1980), Breitschwerdt *et al.* (1991) trouvent que plusieurs composantes sont nécessaires

pour reproduire les courbes de rotation : un disque (D), un bulbe (B) et un halo sphérique de matière noire (H) : $\Phi_G = \Phi_{B,D} + \Phi_H$

$$\Phi_{B,D} = - \sum_{i=1,2} \frac{GM_i}{\sqrt{r^2 + \left(a_i + \sqrt{z^2 + b_i^2}\right)^2}} \quad (2.13)$$

$$\Phi_H = \frac{GM_{H0}}{R_b} \left(\ln(1 + R/R_b) + \frac{1}{1 + R/R_B} \right) - \Phi_0 \quad (2.14)$$

Dans ces expressions, r et z sont les coordonnées cylindriques Galactiques, R est le rayon sphérique Galactique : $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ et $R_b = 13$ kpc. $M_{H0} = 1.35 \times 10^{11} M_\odot$ est la masse du halo et $\Phi_0 = 1.4 \times 10^{15} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ est une constante. Enfin, $a_i = (0; 7.3)$ kpc, $b_i = (.50; .52)$ kpc et $\mathcal{M}_i = (2.1 : 25.) \times 10^{10} M_\odot$ correspondent respectivement aux tailles et masses du Bulbe et du Disque. Cette solution pour le potentiel est une solution valable à grande échelle ($R \geq 500$ pc) et l'on peut considérer qu'elle va suffisamment loin pour que l'on puisse assimiler ses limites à l'infini. En revanche, elle ne contient pas l'information sur le potentiel dans la zone qui nous intéresse ($R \leq 200$ pc) et ne permet donc pas d'estimer seule avec précision la vitesse de libération depuis cette zone.

Afin d'arriver à cette détermination, il est possible de raccorder la solution obtenue avec le profil de masse donné par Sanders & Lowinger (1972) et Mezger *et al.* (1996) avec le potentiel à plus grande échelle obtenu par Habe & Ikeuchi (1980). La détermination locale est valide pour $r \leq 500$ pc alors que les profils à grande échelle ne sont précis que pour $r \geq 500$ pc. Nous avons donc choisi un raccordement en $r = 500$ pc. La figure 2.1 montre la forme du potentiel obtenue et le profil de vitesse de libération associé. On voit que dans toute la région

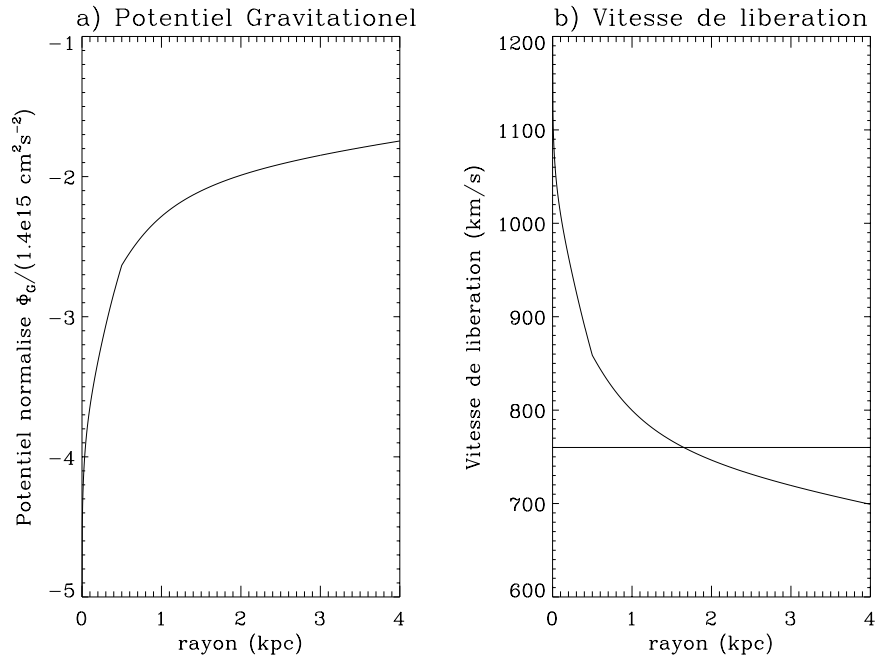


FIG. 2.1 – a) Potentiel gravitationnel global résultant du potentiel local déduit de Sanders & Lowinger (1972) pour $r \leq 500$ pc et du potentiel à plus grande échelle donné par Habe & Ikeuchi (1980) pour $r \geq 500$ pc. b) Vitesse de libération correspondante. La droite horizontale marque $v_{\text{ech}} = 760 \text{ km s}^{-1}$, la vitesse thermique de l'hélium à 8 keV.

qui nous intéresse ($r \leq 200$ pc), et même bien au-delà, la vitesse de libération reste supérieure à 1000 km s^{-1} et inférieure à 1200 km s^{-1} . C'est à ces valeurs qu'il faut comparer la vitesse thermique du plasma pour savoir s'il est confiné ou non.

2.1.3 Application au plasma du Centre Galactique

Nous avons vu à la section 2.1.1 que le comportement d'un plasma simple dépendait de la masse de ses ions. Pour illustrer cela, considérons des plasmas simples de différentes constitutions.

- Dans un pur plasma d'hydrogène, $\mu = .5$ et la vitesse thermique effective est de :

$$v_{th}^H = 1240 \text{ km/s}$$

Cette vitesse est supérieure à la vitesse de libération. Un pur plasma d'hydrogène doit donc s'échapper du plan de la Galaxie. Etant donné qu'un plasma d'abondance solaire est principalement constitué d'hydrogène, ce résultat confirme les conclusions des auteurs précédents.

- Dans un pur plasma d'hélium, $\mu = 4/3$ et la vitesse thermique effective est de :

$$v_{th}^{He} = 760 \text{ km/s}$$

Cette vitesse est inférieure à celle de libération. Un tel plasma doit donc être relativement lié et ne doit pas s'échapper significativement.

- Dans un pur plasma d'un métal lourd, $\mu \approx 2$ et la vitesse thermique tend vers :

$$v_{th}^Z \approx 620 \text{ km/s}$$

De même que pour l'hélium, on voit que de tels plasmas devraient être confinés.

D'après ces résultats, on constate que les différents éléments qui constituent un plasma d'abondance solaire auraient des comportements très différents s'ils étaient seuls dans le puits de potentiel Galactique : tous les éléments plus lourds que l'hydrogène seraient confinés par la gravité alors que seul l'hydrogène aurait tendance à s'échapper. Ces comportements différents rendent le problème d'un plasma multi-espèces complexe.

2.2 Les collisions

Sachant que les différentes espèces ont des tendances différentes, la question est maintenant de savoir ce qu'il se passe en réalité quand on les met ensemble dans le même plasma. La réponse exacte est très complexe à élucider, mais on peut, en ordre de grandeur, se faire une première idée de ce qu'il se passe. Le point déterminant est que la solution dépend du régime de collisions du plasma.

Dans un plasma parfaitement non-collisionnel, les protons et autres espèces n'interagissent pas. Chaque espèce peut donc vivre sa vie comme elle l'entend, indépendamment des autres. Dans ce cas, l'hydrogène peut s'échapper alors que tous les autres éléments peuvent rester liés au plan galactique. Par contre, si le régime est fortement collisionnel, toutes les espèces sont couplées et, l'hydrogène étant majoritaire dans un plasma d'abondance solaire, c'est lui qui risque d'entraîner les autres espèces en dehors du plan. Dans ce cas, la totalité du plasma doit vraisemblablement s'échapper.

Pour connaître le comportement du plasma, il faut donc être capable d'estimer si le plasma est collisionnel ou non. Toujours en supposant des abondances solaires pour un plasma de température $T = 8 \text{ keV}$ et de densité numérique $n \approx 0.1 \text{ cm}^{-3}$, le temps de collisions de type Coulomb des protons sur les ions d'hélium est de

$$\tau_{H-He} = 2.6 \times 10^5 \text{ ans}$$

Dans un plasma au repos, ces collisions se font de manière aléatoire. Si par contre on suppose que l'hydrogène s'échappe avec une vitesse proche de sa vitesse thermique et que les hélium restent, alors le temps de collision H-He est le même, mais les collisions induites par ce flux de protons créent une force de direction privilégiée. Avec une vitesse de fuite égale à leur vitesse thermique (1240 km s^{-1}), il faut 8.0×10^4 ans aux protons pour atteindre une altitude de 100 pc et donc largement quitter la zone d'émission X (70 pc). Le temps pour qu'un proton entraîne un ion d'hélium est donc supérieur au temps de fuite supposé des protons et l'on peut considérer le plasma comme non-collisionnel sur cette échelle de temps. Les protons peuvent donc s'échapper sans entraîner les ions d'hélium. La table 2.1 liste les temps de collision pour les interactions entre les différentes espèces du plasma, notamment les ions de fer, responsable de la raie à 6.7 keV traçant la phase chaude. On voit que les protons peuvent

Espèce 1	Espèce 2	τ_{1-2} ($\times 10^5$ ans)
H	H	1.3
H	He	1.0
He	H	2.6
H	Fe	0.1
Fe	H	48.
He	Fe	0.1
Fe	He	25.

TAB. 2.1 – Temps pour une espèce 1 pour dévier significativement une espèce 2 par collisions coulombiennes

avoir une certaine influence sur les ions de fer et tenter de les entraîner. Cependant, ces ions de fer sont dans le même laps de temps aussi influencés par les hélium qui tentent de les maintenir. Comme on peut le voir sur les temps de collision, ces derniers ne peuvent pas être entraînés indirectement car les ions de fer ne sont pas assez nombreux pour avoir une influence sur eux. Au bilan, les protons ne peuvent vraisemblablement pas entraîner les ions d'hélium et il est peu probable qu'ils puissent entraîner une quelconque espèce ionique. Si en plus, on considère une situation où l'hydrogène s'est déjà presque entièrement échappé, son abondance relative dans le milieu est très faible, ce qui, par rapport aux estimations de temps de collision décrites précédemment, diminue encore l'influence de l'hydrogène sur les autres espèces et renforce l'idée d'un plasma d'éléments lourds.

Nous suggérons donc naturellement, d'après ces observations, que l'hydrogène de ce plasma s'est complètement échappé du plan Galactique, emportant la plus grande partie de la masse du plasma, et ne laissant que les espèces ioniques plus lourdes, principalement de l'hélium. C'est exactement le même phénomène d'évaporation sélective que celui à l'oeuvre dans l'atmosphères des petites planètes à la gravité insuffisante comme la Terre par exemple, où hydrogène et hélium se sont bien souvent échappés ne laissant que des molécules plus lourdes. La seule différence provient de la nature ionisée des plasmas qui change le type de collisions par rapport au gaz moléculaire neutre des atmosphères planétaires.

2.3 Discussion

Ce résultat est assez robuste. Il ne dépend finalement que de l'interprétation de l'émission entre 5 et 10 keV comme résultant d'un plasma thermique à 8 keV et d'une structure verticale du champ magnétique. Ces deux points peuvent influencer de plusieurs manières sur nos conclusions.

2.3.1 Température du plasma

En particulier, la température joue un rôle crucial dans la détermination de l'échappement des différentes espèces. Pour une température plus élevée que 8 keV, disons si elle dépasse 20 keV, la gravité ne peut plus retenir l'hélium ou les autres éléments lourds, et tous doivent s'échapper comme l'hydrogène. Dans l'hypothèse citée dans le chapitre précédemment où le plasma a été chauffé par une intense activité de Sgr A* dans un passé récent (Koyama *et al.* 1996), la température des ions peut être beaucoup plus élevée que 8 keV, si bien que tous les éléments, même les plus lourds, doivent s'échapper. Néanmoins, comme il a été expliqué précédemment, une telle possibilité est peu probable.

2.3.2 Aspects cinétiques : évaporation et équation de fermeture

Un peu dans le même ordre d'idées, on peut se demander si le raisonnement qui consiste à comparer la vitesse de libération et la vitesse thermique est vraiment pertinent. Des réserves peuvent être émises sur deux points.

L'évaporation par la queue de distribution

La question de l'échappement d'un plasma thermique n'est pas triviale. On a déjà vu que dans une description fluide, il n'existe pas, à priori, de solution exacte sans vent, ce qui pose déjà un problème. Si on regarde un peu plus en détails, on voit que des effets cinétiques peuvent encore complexifier le problème. Ainsi, la fonction de distribution n'est pas une fonction porte de largeur la température, mais une Maxwellienne. Quelle que soit la température du plasma il existe toujours des particules dont la vitesse est supérieure à la vitesse de libération. Et ces particules doivent s'échapper. Cependant, malgré la proximité de la vitesse thermique et de la vitesse de libération (respectivement 760 km/s et 1200 km/s), ces particules ne correspondent qu'à la queue de distribution et sont peu nombreuses. On peut donc penser que cette évaporation aura lieu avec des échelles de temps significativement plus longues que celle de l'échappement d'un plasma non-confiné et qu'il est raisonnable de la négliger en première approximation.

Le choix de l'équation de fermeture

Dans tout ce qui a été présenté ici, nous avons également supposé le milieu isotherme. De manière plus générale, il faut fixer une équation de fermeture reliant la pression et la densité par exemple. Autant, pour des ondes se déplaçant dans un milieu, une équation adiabatique avec un indice $\gamma = 5/3$ peut être une bonne approximation, autant, pour un système statique est-il beaucoup plus difficile de justifier un tel choix. Si malgré tout on admet que la fermeture peut s'écrire de la forme $P \propto n^\gamma$ avec $\gamma \neq 0$, on trouve des familles de solutions différentes de la solution isotherme. En particulier, on trouve des profils du genre de :

$$n = n_0 \left(1 - (\gamma - 1) \frac{\Delta\Phi_G}{v_{th}^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.15)$$

On voit qu'encore une fois, pour que l'on puisse intégrer une masse finie, il faut comparer la vitesse de libération et la vitesse thermique effective du plasma. Mais avec cette fermeture, le critère exact pour que le plasma soit confiné est :

$$v_{th} < \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) v_{ech} \quad (2.16)$$

et la solution dépend du choix du γ . Il est très difficile de justifier rigoureusement un choix de γ ou d'équation de fermeture en général (voir Hau *et al.* 1993, par exemple). Pour $\gamma = 5/3$,

on trouve que la vitesse thermique doit être inférieure à 500 km/s. Dans ce cas, l'hélium n'est pas confiné et doit s'échapper. Cependant, en physique des plasmas, lorsque l'on peut approcher l'équation de fermeture avec un indice γ , celui-ci vaut rarement 5/3. Une équation de fermeture adiabatique a été proposée par Chew *et al.* (1956) qui suggère non pas un indice, mais deux pour garder la nature anisotrope des plasmas magnétisés, avec $\gamma_{\parallel} = 3$ et $\gamma_{\perp} = 2$. Avec cette équation de fermeture, la vitesse thermique limite pour l'hélium est de 800 km s⁻¹, ce qui permettrait à l'hélium de rester confiné dans le plan Galactique. Le mieux serait en fait de remplacer l'équation de fermeture par l'observation simultanée des profils de densité et de température. Les observations montrent une très grande homogénéité de la température sur de grandes échelles que ne suit probablement pas la densité puisque l'émission chute à haute altitude. Une fermeture de type isotherme ($\gamma_{\parallel} = \gamma_{\perp} = 1$), pourrait donc décrire au mieux le plasma à 8 keV, sans que nous puissions mieux la justifier. Dans ce cas, comme nous l'avons vu dans la section précédente, l'hélium est confiné.

2.3.3 Structure à grande échelle du champ magnétique

La structure du champ magnétique à grande échelle est un paramètre essentiel de notre modèle. L'échappement des protons se fait le long des lignes de champ magnétique. Si elles sont inclinées notablement, l'échappement ne peut plus s'effectuer verticalement et le temps pour s'échapper des 100 premiers parsecs est allongé d'autant. Cet allongement du temps de fuite pourrait laisser le temps aux protons d'interagir avec les ions d'hélium et de les entraîner. Cependant, pour que le temps d'échappement devienne comparable avec le temps de collision, il faudrait une inclinaison de plus de 70 degrés par rapport à la verticale, un champ presque horizontal donc. Un champ horizontal structuré à grande échelle confinerait certainement les protons, ce qui résoudrait le problème énergétique mais un tel champ a peu de chance de rester stable vis-à-vis de l'instabilité de Parker (Parker 1966) sur des échelles de temps Galactiques. De plus, il serait très difficile à concilier avec la verticalité des filaments non-thermiques observés. Si ces filaments tracent bien le champ magnétique, ils pourraient effectivement indiquer une légère divergence à grande échelle, mais les angles observés sont inférieurs à 20 degrés, ce qui est très insuffisant pour permettre aux protons d'entraîner les autres espèces.

La linéarité de ces filaments exclut également un champ similaire à celui des régions plus externes de la Galaxie, c'est-à-dire très turbulent et en moyenne toroïdal (modèle proposé par Tanuma *et al.* 1999).

2.3.4 Turbulence

La question de la turbulence est en fait intéressante. Une forte turbulence, même avec un champ principalement vertical, retiendrait en effet probablement les protons et les empêcherait de s'échapper, ou tout au moins ralentirait significativement leur fuite. Cependant, plusieurs raisons font penser qu'effectivement, le milieu est assez calme.

On peut distinguer deux échelles limites de turbulence : de la turbulence à grande échelle qui affecterait la structure du champ magnétique sur une échelle comparable à la taille de la région qui nous intéresse, et une turbulence à petite échelle, c'est-à-dire à l'échelle du rayon de Larmor des particules. Dans le MIS standard, plus loin dans le disque, la turbulence en général est engendrée par les supernovae, les mouvements des nuages. Le champ magnétique étant principalement toroïdal, elle peut tordre et enrouler ses lignes de champ au point de le rendre turbulent aussi. Dès lors, toute perturbation turbulente créée dans le disque doit suivre les lignes de champ et donc y rester, ce qui lui permet d'interagir à nouveau non-linéairement avec d'autres perturbations et autorise ainsi une cascade à toutes les échelles et un fort niveau turbulence. Ici, avec un champ principalement vertical, toute perturbation

Alfvénique créée dans le disque se propage verticalement, sort du disque et quitte la région centrale. Elle ne peut donc pas interagir à nouveau et entretenir la turbulence. Dans ce cas, il faut donc absolument trouver une source locale de turbulence à toutes les échelles qui nous intéressent.

La turbulence à grande échelle semble exclue. Elle serait très difficile à réconcilier avec l'apparente rigidité des filaments non-thermiques. Il semble au contraire, que les mouvements turbulents dans le disque n'arrivent pas à tordre les lignes de champ et à générer de la turbulence à grande échelle. En particulier, nous verrons dans le chapitre suivant que l'interaction des nuages moléculaires avec le champ magnétique ne peut pas déformer notablement le champ ambiant.

La turbulence à plus petite échelle est plus difficile à diagnostiquer. Le fait est que l'on ne connaît pas de source de turbulence omniprésente à petite échelle non plus. On pourrait penser par exemple que la fuite des protons au travers d'un plasma d'ions d'hélium pourrait, comme le font les rayons cosmiques, générer elle-même la turbulence qui ensuite les ralentirait. Cependant, les ordres de grandeur sont très différents de ceux mis en jeu dans les processus d'accélération des rayons cosmiques. D'une part, les protons s'échappent approximativement avec leur vitesse thermique. Ils sont donc très lents et peu énergétiques. D'autre part, cette faible énergie individuelle n'est pas compensée par un fort nombre. Si une source commune crée le plasma à 8 keV, à partir des nuages moléculaires par exemple, en l'alimentant en continu en protons et en ions d'hélium, les protons s'échappent et les héliums restants, l'abondance relative des protons doit rester très faible. Ils ont donc peu de chance de pouvoir créer une quelconque turbulence. Si par exemple, le processus de génération de cette turbulence est un effet de type Landau, alors, les protons en fuite génèrent des ondes avec une vitesse de phase comparable à leur la vitesse d'échappement, c'est-à-dire leur vitesse thermique. Comme la vitesse thermique des ions d'hélium est moins de deux fois plus faible que celle des hydrogènes, cette vitesse reste dans le gros de la fonction de distribution des ions d'hélium ce qui permet une interaction significative avec eux par le même mécanisme. Comme ils sont beaucoup plus nombreux que les protons dans l'hypothèse où ces derniers s'échappent, cette interaction stabilise a priori beaucoup plus le milieu que le flot de protons ne peut le déstabiliser.

Au bilan, il semble donc peu probable qu'une turbulence à grande ou à petite échelle puisse retenir suffisamment les protons pour soit les confiner, soit leur permettre d'interagir efficacement avec les ions d'hélium au point de les entraîner. Il doit donc bien rester un plasma d'hélium au centre Galactique, qui ne s'échappe pas.

2.4 Quelles implications ?

Cette idée d'un plasma d'hélium est surprenante, et l'on peut légitimement se demander si elle est réaliste vis-à-vis des implications qu'elle entraîne sur les observations de la région du centre Galactique.

2.4.1 Abondances et densité

Le fait est qu'il n'y a aucune mesure directe de la présence des protons et des ions d'hélium, ni de leur abondance relative. Un plasma à 8 keV est en effet si chaud que les atomes d'hydrogène et d'hélium sont complètement ionisés. Il ne peut donc pas y avoir de transition électronique de ces éléments, c'est-à-dire de raies.

Le spectre révèle certes un continuum de Bremstrahlung dont l'intensité est différente selon que le plasma qui l'émet est un plasma d'hélium ou un plasma d'hydrogène, mais la mesure seule de l'intensité ne permet pas de discriminer les deux. De fait, les méthodes clas-

siques d'analyse spectrale comme 'apec' de la bibliothèque 'XSPEC' par exemple, permettent de remonter à l'abondance relative des tous les éléments exceptée celle de l'hélium.

Pour faire simple, l'intensité du continuum est proportionnelle au carré de la charge des ions qui freinent les électrons :

$$C \propto n_e \sum_i n_i Z_i^2 \quad (2.17)$$

La quasi-neutralité permet d'écrire la densité électronique en fonction de la densité de toutes les autres espèces ioniques, et si on exprime le résultat en fonction de l'abondance de ces éléments par rapport à un élément de référence i_0 , on trouve :

$$C \propto n_{i_0}^2 \left(\sum_i Z_i \frac{n_i}{n_{i_0}} \right) \left(\sum_i Z_i^2 \frac{n_i}{n_{i_0}} \right) \quad (2.18)$$

D'autre part, l'amplitude de la raie d'un élément par rapport au continuum est simplement proportionnelle à la densité de cet élément :

$$L_i \propto n_e n_i \quad (2.19)$$

Si bien qu'on peut écrire le rapport raie/continuum pour un élément j :

$$\frac{L_j}{C} \propto \frac{n_j}{n_{i_0}} \left(\sum_i Z_i^2 \frac{n_i}{n_{i_0}} \right)^{-1} \quad (2.20)$$

Si on peut mesurer avec précision l'intensité des raies et du continuum, on voit que s'il y a N_l raies dans le spectre, on a $N_l + 1$ équations. Si le plasma est constitué d'hydrogène ionisé et des N_l espèces qui produisent ces raies, le système peut être résolu, et donne à la fois accès à la densité en hydrogène et aux abondances des tous les éléments. Le problème pratique est que l'on ne peut pas déterminer de manière univoque la part du continuum et celle des raies dans les spectres observationnels. Les programmes d'analyse spectrale font donc un ajustement des spectres pour déterminer ces paramètres. Ensuite, il suffit de résoudre le système. Dans le cas de plasmas suffisamment chauds, l'hélium est a priori présent mais comme l'hydrogène, n'émet pas. Il y a donc un élément présent en trop par rapport au nombre de raies, c'est-à-dire une inconnue de trop dans le système et on ne peut pas mener au bout le raisonnement précédent. De fait, un rapport spécifique entre hydrogène et hélium est toujours supposé a priori, ce qui permet finalement de déterminer tous les paramètres spectraux. Pour notre cas, on comprend maintenant pourquoi on ne peut pas, avec des mesures directes, dissocier l'hydrogène de l'hélium.

Si on ne peut pas déterminer la constitution exacte en hydrogène et en hélium, on peut par contre faire l'hypothèse nouvelle qu'il n'est constitué que d'hélium et voir quelle densité et quelles abondances en découlent pour la phase à 8 keV. Si au lieu de fixer arbitrairement une abondance solaire pour le rapport hélium/hydrogène, on suppose qu'il ne reste plus que de l'hélium et des métaux, on peut à nouveau, grâce aux ajustements spectraux, résoudre le système. En réinterprétant de cette manière les résultats obtenus avec Chandra, on trouve grâce aux relations 2.18 et 2.20 que les nouvelles estimations dans un plasma d'hélium pour la densité numérique et pour l'abondance relative du fer par rapport à l'hélium s'expriment en fonction des mêmes valeurs dans un plasma d'hydrogène de la manière suivante :

$$(n_{\text{He}})_{\text{He}} = 0.35 \times (n_{\text{H}})_{\text{H}} \quad (2.21)$$

$$\left(\frac{n_{\text{Fe}}}{n_{\text{He}}} \right)_{\text{He}} = 0.28 \times \left(\frac{n_{\text{Fe}}}{n_{\text{He}}} \right)_{\text{H}} \quad (2.22)$$

On trouve que ces deux quantités sont divisées approximativement par 3.

Ces résultats sont raisonnables. La densité réelle est très mal contrainte et un facteur 3 ne change pas les choses. De plus, si la densité numérique est divisée par 3, la densité de masse est pratiquement la même ($(\rho)_{\text{He}} = 1.4(\rho)_{\text{H}}$) et la densité d'électrons aussi ($(n_e)_{\text{He}} = 0.7(n_e)_{\text{H}}$). Le fait que l'abondance de fer soit aussi divisée par 3 est un peu plus surprenante. Cependant, il faut noter que l'abondance de cette phase n'a pas été mesurée par d'autres moyens. Les mesures avec Chandra et XMM donnent, dans hypothèse d'un rapport hélium/hydrogène solaire, une abondance solaire ou légèrement subsolaire pour le fer (Muno *et al.* 2004). Supposer un plasma d'hélium le rend donc sous-abondant en fer.

Un tel résultat pourrait simplement refléter l'origine de cette phase chaude. Il se pourrait par exemple qu'elle provienne des nuages moléculaires par une évaporation ou un processus similaire et qu'elle ne soit chauffée qu'ensuite. Le fer y étant principalement piégé dans des grains de poussière, si le plasma à 8 keV vient de cette phase sous-abondante, il est normal qu'il soit également sous-abondant. Une telle hypothèse pourrait être validée par l'observation de la raie hydrogénoïde de l'argon à 3.3 keV. Les ions qui produisent cette raie sont ionisés 17 fois et on sait qu'ils ne peuvent posséder un tel degré d'ionisation que si le plasma auquel ils appartiennent est à plus de quelques keV. Cette raie provient donc uniquement de la phase à 8 keV, sans contamination possible des autres phases plus froides à 0.8 keV et à 100 K. On sait de plus que l'argon ne possède pas le caractère réfractaire qui lui permettrait de se condenser en grains. Si l'hypothèse avancée ici est juste, l'argon de la phase chaude à 8 keV devrait donc avoir un comportement différent des ions de fer et être d'abondance solaire ou comparable.

2.4.2 La stratification

Considérons donc maintenant que le centre Galactique contient effectivement un plasma confiné d'éléments lourds. Puisque les différentes espèces qui le composent ont tendance à répondre différemment à la gravité, on peut se demander comment l'équilibre statique s'établit pour chacune des espèces confinées. Nous montrons dans cette section comment les différentes espèces peuvent se stratifier selon leur masse atomique, les plus lourds en bas, les plus légers en haut.

Etat stratifié

Contrairement à la détermination du confinement du plasma, il faut cette fois résoudre le système qui couple les équations du mouvement pour toutes les espèces :

$$v_{th}^2 \vec{\nabla} \ln n_1 + A_1 \vec{\nabla} \Phi_G + Z_1 e / m_p \vec{\nabla} \Phi_E = 0 \quad (2.23)$$

$$\dots = \dots$$

$$v_{th}^2 \vec{\nabla} \ln n_n + A_2 \vec{\nabla} \Phi_G + Z_n e / m_p \vec{\nabla} \Phi_E = 0 \quad (2.24)$$

$$v_{th}^2 \vec{\nabla} \ln n_e - e / m_p \vec{\nabla} \Phi_E = 0 \quad (2.25)$$

$$n_e - \sum_{i=1,n} Z_i n_i = 0 \quad (2.26)$$

où v_{th} est la vitesse thermique dans un gaz d'atomes d'hydrogène neutre. Pour fermer le système, il faut également une équation de fermeture. Pour les raisons que nous avons déjà évoquées, nous prenons une solution isotherme, ce qui a de plus l'avantage de faciliter la résolution du système.

La grande différence par rapport au cas d'un plasma simple composé d'un unique espèce ionique est qu'un seul champ électrique couple le comportement de toutes les espèces. Comme

les différentes espèces d'ions ne répondent pas de la même manière au champ électrique, elles ne peuvent pas suivre les mêmes profils de densité.

On peut éliminer et remplacer pour obtenir une équation sur la densité des électrons uniquement. Le profil de densité des électrons est alors simplement la solution du polynôme suivant :

$$\frac{n_e}{n_e^0} - \sum_i Z_i \frac{n_i^0}{n_e^0} e^{-A_i \frac{\Delta\Phi_G}{v_{th}^2}} \left(\frac{n_e}{n_e^0}\right)^{-Z_i} = 0 \quad (2.27)$$

Ensuite, le profil de chaque espèce se déduit de celui des électrons par la relation :

$$\frac{n_i}{n_i^0} = \left(\frac{n_e}{n_e^0}\right)^{-Z_i} e^{-A_i \frac{\Delta\Phi_G}{v_{th}^2}} \quad (2.28)$$

On voit ici qu'une fois que le profil de densité des électrons est établi, les différentes espèces obtiennent chacune, selon leur nombre de masse et de charge, un profil et une échelle de hauteur qui lui sont propres. Autrement dit, elles se stratifient. Si on compare des espèces de même rapport charge/masse, alors, le rapport entre leurs profils de densité s'exprime :

$$\frac{n_j}{n_j^0} = \left(\frac{n_i}{n_i^0}\right)^{\frac{A_j}{A_i}} \quad \text{si} \quad Z_i/A_i = Z_j/A_j \quad (2.29)$$

On voit donc que les ions sédimentent selon leur masse, les plus lourds plus au fond du puits de potentiel et les plus légers sur une plus grande hauteur.

Pour le plasma d'hélium au centre Galactique, on peut simplifier le problème en supposant que l'hélium est l'espèce majoritaire dans le plasma. Dans ce cas, on constate que le profil d'hélium s'établit indépendamment des autres ions et fixe la hauteur d'échelle des électrons ainsi que le potentiel électrostatique comme il a été vu dans la section 2.1. On retrouve en l'occurrence que : $\frac{n_{He}}{n_{He}^0} = \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\Delta\Phi_G}{v_{th}^2}\right)$. Les autres ions se stratifient ensuite en fonction du potentiel électrique établi selon la loi 2.29 avec comme élément de référence i l'hélium.

Etablissement de la stratification

En fait, la stratification étudiée ici est celle, idéale, qu'attendrait un milieu parfaitement calme, en un temps infini. Il se peut que d'autres phénomènes empêchent cette sédimentation de s'établir. Si le milieu est trop turbulent par exemple, ou si le temps de diffusion est long devant les échelles de temps Galactiques, il est probable que l'on ne puisse pas observer la stratification telle qu'elle vient d'être présentée ici.

L'établissement de la stratification gravitationnelle de plasmas a déjà été étudié en détail dans le cas des amas de galaxies (Fabian & Pringle 1977, Rephaeli 1978, Gilfanov & Syunyaev 1984). Ces amas présentent en effet d'importants gradients d'abondance, avec par exemple un très forte abondance de fer dans la région centrale (De Grandi & Molendi 2001, De Grandi *et al.* 2004, Matsushita *et al.* 2003, Tamura *et al.* 2004). Il a été suggéré que la stratification puisse jouer un rôle important dans le gaz intra-amas, au point même que le coeur des amas puisse être dominé par de l'hélium et non par de l'hydrogène, ce qui changerait beaucoup les estimations de profil de masse (Chuzhoy & Nusser 2003, Chuzhoy & Loeb 2004). Le temps de sédimentation a en particulier fait l'objet d'études précises. Il a été trouvé être de l'ordre de :

$$\tau_{\text{sed}} = 12 \times 10^9 \text{ ans} \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}}\right)^{-3/2} \quad (2.30)$$

Ce temps est légèrement inférieur au temps de Hubble si bien que la sédimentation pourrait avoir eu le temps de s'établir (Chuzhoy & Nusser 2003, Chuzhoy & Loeb 2004). Cependant, le milieu intra-amas est turbulent (Schuecker *et al.* 2004). Le niveau de turbulence

exact n'est pas connu avec précision, mais il devrait être suffisant pour augmenter le temps de sédimentation de quelques fois (Narayan & Medvedev 2001, Malyshkin 2001) à quelques centaines voire milliers de fois (Chandran *et al.* 1998, Schuecker *et al.* 2004). Les interactions faibles et non-destructrices entre amas risquent également de mélanger les éléments qui tentent de sédimenter et donc de retarder significativement la sédimentation (Böhringer *et al.* 2004). Enfin, l'enrichissement en éléments lourds ne se fait pas de manière homogène. Il provient probablement des supernovae de type I et II qui ne produisent pas les mêmes abondances relatives et qui sont réparties de manière spécifique et différente selon leur place dans l'amas et l'âge de l'amas (Schindler *et al.* 2005). Un tel enrichissement différentiel risque d'engendrer des gradients d'abondances qui pourraient complètement dominer les effets de stratification.

La phase chaude à 8 keV présente certaines similarités avec le gaz intra-amas. En particulier, la densité y est très faible ($n \sim 10^{-2} - 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$) et la température très élevée ($k_B T \sim .5-10 \text{ keV}$). Néanmoins, si ces propriétés ne sont pas très différentes de celle du gaz chaud du centre Galactique, la taille du système, son potentiel gravitationnel et sa structure sont très différents. D'une part, les échelles spatiales typiques du centre Galactique sont des ordres de grandeur plus petites que celles mises en jeu dans un amas : la hauteur d'émission en X est inférieure à 100 pc alors que rayon viriel typique d'un amas est de l'ordre de $R_{vir} \sim 500 \text{ kpc}$. D'autre part, le gaz intra-amas est un milieu probablement très turbulent à toutes les échelles (Chandran *et al.* 1998) alors que la région centrale de la Galaxie semble très ordonnée à grande échelle et beaucoup plus calme. D'autre part, si la phase chaude à 8 keV provient en continu des nuages moléculaires regroupés dans une altitude inférieure à 50 pc, l'origine des éléments lourds est beaucoup plus homogène que dans le gaz intra-amas et donc plus propice à la sédimentation. Si l'on applique au centre Galactique les résultats de Chuzhoy & Nusser (2003) sur le temps de sédimentation dans un milieu parfaitement calme, on trouve que, pour une gravité verticale de $g \approx 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ an}^{-1}$, la vitesse de diffusion du fer par rapport à l'hélium est d'environ

$$V_{\text{Fe-He}} \approx 0.3 \text{ km s}^{-1} \quad (2.31)$$

La stratification au centre Galactique peut donc en principe s'établir sur 100 pc de part et d'autre du plan Galactique en :

$$\tau_{\text{sed}} \approx 3. \times 10^8 \text{ ans} \quad (2.32)$$

Ce temps est court devant l'âge de la Galaxie et comparable au temps de refroidissement radiatif, ce qui suggère que l'état de stratification ait pu être atteint. Bien sûr, comme il a été précisé, certains phénomènes comme une forte turbulence pourraient avoir bloqué ce processus de sédimentation, sans que cela remette en cause pour autant l'idée d'un plasma d'hélium, mais tant qu'ils ne sont pas trop forts il semble que la stratification décrite précédemment puisse être observée aujourd'hui.

Observations

Pour l'instant, aucune observation ne vient étayer ou contredire cette idée. La phase chaude n'émet que par rayonnement de freinage et dans les raies du fer à 6.7 et 6.9 keV. Cela pourrait donner deux échelles caractéristiques que l'on pourrait comparer à nos prédictions, la première pour l'hélium, la seconde pour le fer. En fait, les résultats sur les échelles de hauteur présentés dans le premier paragraphe de la section 2.4.2 sont très dépendants du profil exact de potentiel gravitationnel et on ne peut pas prétendre les prédire avec précision. Ce sont donc des estimations en ordres de grandeur qui ne peuvent que guider l'interprétation des observations. Sans essayer de comparer les hauteurs observées avec des prédictions exactes,

on pourrait cependant déjà essayer de voir si le continuum et la raie du fer ont bien des hauteurs d'échelle différentes.

En fait, aucun résultat obtenu jusqu'à présent ne permet de comparer les échelles du continuum et des raies du fer. Les cartes du plan Galactique obtenues à haute énergie avec les missions antérieures comme Ginga ou ASCA ne concernent que des régions plus lointaines (Yamauchi *et al.* 1996, Kaneda *et al.* 1997) ou uniquement l'une des deux grandeurs (Yamauchi *et al.* 1990, pour l'émission dans la raie à 6.7 keV). Plus récemment, Chandra a obtenu de beaux résultats de la région centrale, mais son champ était trop restreint pour pouvoir estimer des échelles de hauteur (50 pc×50 pc). Peut-être les cartes de la région centrale obtenues avec XMM-Newton mais encore non publiées pourront-elles permettre de contraindre la distribution spatiale de l'hélium et du fer. Beaucoup d'espairs étaient fondés sur le satellite japonais Astro-E2, lancé en Juillet dernier. Dès Août, l'instrument principal, XRS, est malheureusement devenu définitivement inutilisable suite à une fuite d'hélium (justement!). D'autres observations à plus grand champ et avec une plus grande statistique, en particulier les observations à hautes latitudes planifiées avec XMM, apporteront certainement des réponses déterminantes sur la stratification.

Les éléments (Mg, Si, S, Ar, Ca...) autres que le fer ne produisent des raies que dans la phase tiède à 0.8 keV et ne peuvent donc pas servir à tracer la stratification dans la phase chaude à 8 keV. Si on parvient à l'observer, la raie de l'argon mentionnée à la section 2.4.1 à propos de l'origine de la phase chaude pourrait permettre d'obtenir une nouvelle échelle caractéristique pour un élément d'une autre masse encore et donc de mieux contraindre la stratification. Cependant, cette raie est très faible et surtout, elle se trouve dans une région du spectre où les diverses composantes chaude, tiède et non-thermiques sont comparables, si bien que sa mesure dépend beaucoup des hypothèses faites sur ces différentes phases. Il n'est donc pas sûr que même Astro-E2 ait pu permettre d'obtenir avec précision une carte de l'émission de cette raie et déterminer sa hauteur caractéristique.

2.5 Conclusion

Au vu de ce qui a été présenté dans ce chapitre, nous suggérons donc que l'émission à haute énergie du spectre issu du centre Galactique puisse provenir d'un plasma chaud à 8 keV, principalement constitué d'hélium et d'éléments plus lourds comme le fer, suffisamment lourd pour être confiné par le potentiel gravitationnel de la Galaxie, et qui pourraient avoir une structure stratifiée. Ce plasma ne s'échappant pas, il est plus facile de chercher un mécanisme capable de le chauffer jusqu'à 8 keV. Reste la tâche d'identifier ce mécanisme.

Le chauffage par friction visqueuse

Sommaire

3.1	Idée générale	41
3.2	la viscosité de compression	43
3.2.1	Expression	43
3.2.2	Importance de la viscosité au centre Galactique	44
3.2.3	Application à un cylindre infini	45
3.3	Le sillage MHD des nuages sans viscosité	49
3.3.1	Généralités	49
3.3.2	Les ailes d'Alfvén	51
3.3.3	Les ailes lentes	52
3.3.4	La perturbation rapide	53
3.3.5	Excitation au niveau du conducteur	54
3.4	Efficacité de la viscosité au centre Galactique	56
3.4.1	Les ailes d'Alfvén	57
3.4.2	Les ailes magnéto-sonores lentes	60
3.4.3	La perturbation magnéto-sonore rapide	60
3.5	Discussion	61
3.5.1	le champ magnétique	61
3.5.2	Les propriétés statistiques des nuages	63
3.5.3	Accrétion intermittente	64
3.5.4	Validité de l'approche fluide	65
3.6	Dynamique et accrétion des nuages	65
3.6.1	Accrétion dans la ZMC	66
3.6.2	Rôle des ailes d'Alfvén	66

3.1 Idée générale

Il a été vu au chapitre précédent que, dans le cas d'un plasma confiné, les besoins énergétiques pour expliquer une température de $k_B T = 8$ keV sont bien plus raisonnables que s'il s'échappe. En l'absence d'autres mécanismes de refroidissement, la perte d'énergie de ce plasma se fait principalement par radiation en rayonnement X. Cette émission intégrée dans toute la zone qui nous intéresse est de l'ordre de :

$$L_X \approx 4. \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1} \tag{3.1}$$

Pour pouvoir expliquer la température de la phase chaude, il faut donc être capable de fournir cette énergie. Il faut en outre pouvoir atteindre une température aussi élevée que 8 keV. Nous étudions dans ce chapitre un mécanisme de chauffage qui pourrait remplir ces deux conditions : **la dissipation visqueuse d'énergie résultant de la friction avec des nuages moléculaires.**

L'image typique de la région centrale que nous utilisons dans ce chapitre est celle représentée sur la figure 3.1. Nous considérons une région de taille 300 pc, baignée par une mer de plasma

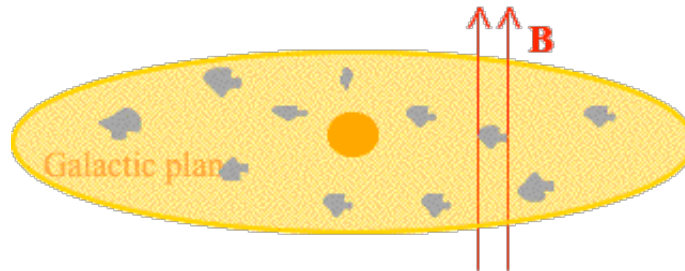


FIG. 3.1 – Vue schématique du centre Galactique, avec un champ magnétique vertical, des nuages moléculaires et un plasma chaud à 8 keV. La zone représentée est un disque de 150 pc de rayon et de 70 pc de demi-épaisseur.

chaud et traversée par un champ magnétique homogène et vertical. Etant données les divergences sur les estimations d'intensité du champ magnétique, nous utiliserons une valeur moyenne de $100 \mu\text{G}$, mais nous discuterons de l'influence de champs compris entre $10 \mu\text{G}$ et quelques mG. De nombreux nuages moléculaires froids se déplacent dans cette région, spiralant lentement vers l'objet central.

L'idée d'un chauffage par viscosité se base sur deux observations majeures :

- D'une part, un plasma à haute température possède une viscosité cinématique extrêmement forte, ce qui permet une dissipation efficace pouvant en outre le chauffer jusque des températures aussi élevées que 8 keV.
- D'autre part, les nombreux nuages qui se déplacent dans la région du centre Galactique possèdent une grande énergie potentielle et cinétique dont une fraction seulement suffirait à chauffer le gaz à 8 keV.

Nous étudions donc dans ce chapitre comment le plasma à 8 keV, très visqueux, peut être chauffé par la dissipation d'énergie cinétique des nuages moléculaires qui s'y déplacent. Nous montrons en particulier que, de manière générale, le champ magnétique ainsi que le caractère subsonique et subalfvénique du mouvement des nuages limitent l'efficacité de la dissipation. Nous montrons finalement qu'à champ faible ($B \lesssim 300 \mu\text{G}$) et à champ fort ($B \gtrsim 500 \mu\text{G}$), la dissipation est assez forte pour compenser les pertes radiatives.

La section 3.2 présente une brève description du type de viscosité qui agit au centre Galactique et une première application à un cas simple à deux dimensions. L'étude du mouvement des nuages moléculaires nécessite une approche à 3 dimensions plus complète. Pour cela, nous cherchons dans un premier temps à comprendre le sillage MHD de nuages se déplaçant dans un plasma sans viscosité. C'est le sujet de la section 3.3. Puis, dans un deuxième temps seulement, nous tentons d'estimer, à partir de ces résultats, le rôle de la viscosité. L'efficacité de la dissipation est finalement discutée dans la section 3.4.

3.2 la viscosité de compression

Comme nous allons le voir dans cette section, les propriétés de viscosité d'un plasma magnétisé sont très différentes de celles de la viscosité des fluides quotidiens et nécessitent d'être introduites. Une description détaillée est présentée en annexe A et nous encourageons vivement le lecteur à s'y référer. Les propriétés les plus importantes de ce type de viscosité, dite *viscosité de compression*, ou *viscosité de Braginskii*, sont cependant rappelées dans cette section.

3.2.1 Expression

La viscosité est un phénomène de diffusion, au même titre que la diffusion de matière ou d'énergie. La grandeur mise en jeu dans ce transport est la quantité de mouvement. De même que les flux diffusifs de matière et d'énergie résultent respectivement de gradients de densité et de température, la viscosité résulte de gradients de vitesse et agit sur eux pour les adoucir. De manière générale, la force visqueuse est une combinaison linéaire de termes du genre :

$$\partial_i (\eta_{ijk} \partial_j v_k) \quad (3.2)$$

où les η_{ijk} sont les coefficients de viscosité dynamique du fluide. Les termes en $\partial_i v_j$ correspondent au cisaillement de l'écoulement alors que les termes en $\partial_i v_i$ correspondent à sa compression. De manière générale, la viscosité agit a priori aussi bien sur le cisaillement que sur la compression d'un écoulement. Cependant, les écoulements étudiés sont le plus souvent quasi-incompressibles, ce qui limite l'importance des termes de compression. Très fréquemment, la viscosité de compression est donc négligée dans les gaz non magnétisés. En revanche, pour les plasmas magnétisés comme celui à 8 keV du centre Galactique, une telle approximation s'avère souvent abusive. La présence d'un champ magnétique crée en effet une très forte anisotropie qui change les propriétés de transport du plasma : toutes les quantités perpendiculaires au champ magnétique sont gelées et ne peuvent plus être transportées. En particulier, la viscosité de cisaillement est complètement inhibée par le champ magnétique, et la viscosité de compression, bien que faible, devient la contribution principale à la viscosité du plasma (Braginskii 1965).

La force visqueuse de compression peut s'écrire de la manière suivante :

$$\vec{F} = \eta_0 \left(\frac{1}{3} \vec{\nabla} D - \partial_{\parallel} D \vec{e}_{\parallel} \right) \quad (3.3)$$

où D est une grandeur directement liée à la compression du fluide, qui ne fait donc intervenir que des termes en $\partial_i v_i$:

$$D = \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - 3 \partial_{\parallel} v_{\parallel} \quad (3.4)$$

Il ne reste dans cette force qu'un coefficient de viscosité non nul η_0 , qui correspond à la viscosité isotrope qu'aurait le plasma sans champ magnétique :

$$\eta_0 = .96 \frac{3\sqrt{m_i}}{4\sqrt{\pi}\lambda Z_i^4 e^4} (k_B T)^{5/2} \quad (3.5)$$

Ce coefficient ne dépend que de la température. Contrairement aux fluides moléculaires comme l'eau, plus un plasma est chaud, plus il est visqueux. La plasma de la région centrale de la Galaxie est à 8 keV, sa viscosité dynamique est donc extrêmement grande. Plus précisément, on trouve les valeurs de viscosité dynamique η et de viscosité cinématique $\nu = \eta/\rho$ suivantes :

$$\eta = 630 \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \left(\frac{k_B T}{8 \text{ keV}} \right)^{5/2} \quad (3.6)$$

$$\nu = 2.7 \times 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \left(\frac{\rho}{2.10^{-25} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{k_B T}{8 \text{ keV}} \right)^{5/2} \quad (3.7)$$

La viscosité cinématique, en particulier, est des ordres de grandeur plus grande que celles dont nous avons l'habitude (voir table 3.1).

	η (g cm ⁻¹ s ⁻¹)	ν (cm ² s ⁻¹)
plasma à 8 keV	630	2.7×10^{27}
air	10^{-4}	10^{-1}
eau	10^{-2}	10^{-2}
miel	10^2	10^2
glace	10^{14}	10^{14}

TAB. 3.1 – Quelques valeurs de viscosité dynamique et cinématique pour des fluides courants.

Le présent chapitre s'attache à estimer l'efficacité avec laquelle la viscosité peut dissiper de l'énergie. La puissance dissipée localement par la viscosité de compression est :

$$q = \frac{\eta_0}{3} D^2 \quad (3.8)$$

Elle est donc approximativement proportionnelle au carré de la compressibilité du plasma.

3.2.2 Importance de la viscosité au centre Galactique

Cette dernière formule illustre bien les deux phénomènes qui luttent de manière contradictoire dans la dissipation d'énergie par viscosité. D'une part, la présence du champ magnétique limite la viscosité à sa composante de compression. Les nuages se déplaçant de manière très subsonique, la compression du plasma associée à ce mouvement est faible (D^2 petit), et la dissipation limitée. D'autre part, la température au centre Galactique est telle que le coefficient de viscosité dynamique η_0 est très grand, ce qui bien sûr favorise la dissipation. La température étant bien contrainte, il faut donc pouvoir déterminer précisément la compression de l'écoulement pour connaître l'efficacité de la viscosité à dissiper l'énergie des nuages.

La résolution des équations avec viscosité est complexe. Cependant, on peut facilement estimer l'importance de la viscosité et savoir si elle influence notablement la structure du flot. En général, on caractérise le régime visqueux d'un écoulement par son nombre de Reynolds \mathcal{R}_e . Il est défini comme le rapport des termes d'advection et visqueux. Pour une viscosité de cisaillement classique, la force visqueuse est proportionnelle à $\partial_i v_j$ et donc de l'ordre de V/L ; où L et V sont les taille et vitesse caractéristiques du problème. Le nombre de Reynolds vaut donc :

$$\mathcal{R}_e = \frac{LV}{\nu} \quad (3.9)$$

A grands nombres de Reynolds, le terme de viscosité est négligeable devant le terme d'advection, le régime est faiblement visqueux, alors qu'à petits nombres de Reynolds, le terme de viscosité domine celui d'advection : le régime est très visqueux et la dissipation majeure. Pour le centre Galactique, on trouverait :

$$\mathcal{R}_e = 0.06 \left(\frac{\rho}{2 \cdot 10^{25} \text{ g cm}^{-3}} \right) \left(\frac{k_B T}{8 \text{ keV}} \right)^{-5/2} \left(\frac{v_c}{100 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{r_c}{5 \text{ pc}} \right) \quad (3.10)$$

où r_c et v_c sont respectivement les tailles et vitesses des nuages moléculaires au centre Galactique. Ce nombre semble donc indiquer un régime très visqueux où la dynamique du flot est fortement influencée par la viscosité.

Cependant, nous avons vu que les propriétés de la viscosité de compression étaient différentes de celles de la viscosité de cisaillement. En particulier, elle fait intervenir des termes en

$\partial_i v_i$ que l'on ne peut pas assimiler en ordre de grandeur à V/L . Comme nous l'avons déjà mentionné, les nuages du centre Galactique ont en effet un mouvement très subsonique et dans cette limite, l'écoulement est quasi-incompressible :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} \ll V/L \quad (3.11)$$

L'utilisation du nombre de Reynolds s'avère donc inappropriée et il est important de définir un nouveau nombre sans dimension.

Dans le cas d'un plasma non magnétisé et inviscide, les équations d'Euler et de conservation de la masse donnent directement :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \frac{v^2}{2c_s^2} \sim \frac{V}{L} \frac{V^2}{C_s^2} \quad (3.12)$$

Le cas d'un plasma magnétisé est plus complexe, et, comme nous allons le voir dans la section 3.3, le calcul du sillage MHD d'un nuage sphérique est très compliqué. On peut par contre sans trop de difficulté essayer d'estimer et de comprendre le rôle de la viscosité dans un cas plus simple, à deux dimensions

3.2.3 Application à un cylindre infini

Considérons pour cela un cylindre conducteur infini se déplaçant avec une vitesse v_c par rapport au plasma qui l'entoure. Le champ magnétique moyen est supposé aligné avec l'axe du cylindre. Dans le repère qui se déplace avec le cylindre, le flot arrive de l'infini avec la vitesse v_c en module, est détourné par l'objet et retrouve vraisemblablement à nouveau une vitesse v_c à l'infini en aval de l'obstacle (voir figure 3.2). Le calcul général de cet écoulement est présenté en annexe B et nous ne montrons ici qu'une approche simplifiée.

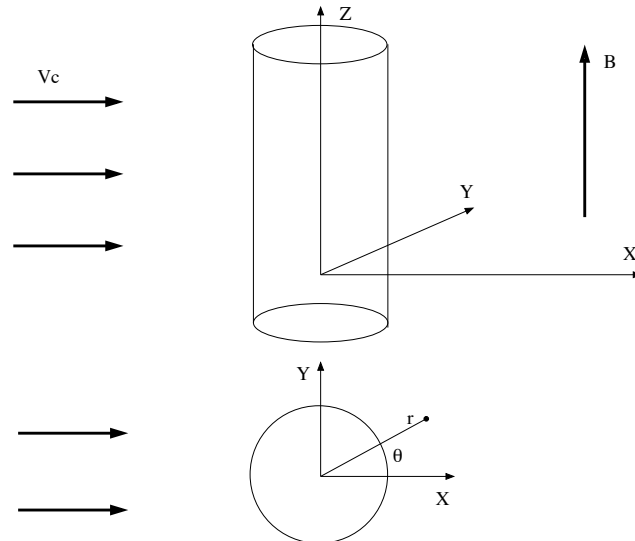


FIG. 3.2 – Définition des axes pour l'écoulement d'un plasma autour d'un cylindre.

Premières estimations

L'invariance le long de l'axe vertical simplifie beaucoup l'équation d'Euler. D'une part, les termes de tension magnétique disparaissent si bien que la force de Lorentz se réduit au

gradient de pression magnétique. Et d'autre part, la force visqueuse est exactement proportionnelle à la divergence du flot : $D = \vec{\nabla}_\perp \cdot \vec{v}_\perp$. De plus, on trouve d'après l'équation d'induction, que l'intensité du champ magnétique est directement proportionnelle à la densité. Au bilan, si on note :

$$v_F^2 = c_s^2 + v_A^2 \quad (3.13)$$

la vitesse magnéto-sonore rapide maximale, somme de la vitesse du son et de la vitesse d'Alfvén, alors l'équation d'Euler s'écrit simplement :

$$\rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -v_F^2 \vec{\nabla} \rho + \frac{1}{3} \vec{\nabla} (\eta \vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \quad (3.14)$$

En l'absence de viscosité, on trouve donc que :

$$v_F^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \frac{v^2}{2} \quad (3.15)$$

On constate que ce résultat est le même que dans le cas tridimensionnel non magnétisé (cf. relation 3.12). Ce résultat amène naturellement à définir un nouveau nombre de Reynolds pour cet écoulement à deux dimensions :

$$\mathcal{R}_{2D} = 3 \frac{VL}{\nu} \left(\frac{V}{V_F} \right)^{-2} \quad (3.16)$$

Pour des champs au-delà de l'équipartition ($\beta \lesssim 1$), la vitesse magnéto-sonore rapide est dominée par la vitesse d'Alfvén et dans le cas limite $B \sim 100 \mu\text{G}$, ce nombre vaut :

$$\mathcal{R}_{2D} = 6.0 \left(\frac{r_c}{5 \text{ pc}} \right) \left(\frac{v_c}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{B}{.1 \text{ mG}} \right)^2 \left(\frac{k_B T}{8 \text{ keV}} \right)^{-5/2} \quad (3.17)$$

Plus le champ magnétique est fort, plus le régime est subalfvénique, donc plus la compression du plasma est faible et moins le milieu est visqueux. On constate donc, que le champ magnétique en plus d'inhiber complètement la viscosité de cisaillement aussi limite la viscosité de compression. Il semble finalement que pour un champ de $100 \mu\text{G}$, le milieu soit dans un régime assez intermédiaire. Puisque $\mathcal{R}_B > 1$, on peut cependant en assez bonne approximation négliger l'influence de la viscosité sur l'écoulement du plasma. Dans la limite très peu visqueuse, $D \sim v_c^3 / V_F^2 r_c$ (voir eq. 3.15) et l'on peut facilement estimer la puissance dissipée localement :

$$q \sim \eta \frac{v_c^6}{r_c^2 v_F^4} \quad (3.18)$$

De même, la viscosité étant négligeable, on peut se contenter d'intégrer sur une surface de l'ordre de πr_c^2 autour du cylindre pour estimer la puissance totale, dissipée par unité de hauteur du cylindre. En ordre de grandeur, on trouve donc :

$$Q \sim \eta \frac{v_c^6}{v_F^4} \quad (3.19)$$

On voit que cette puissance est beaucoup plus faible que la puissance qui serait dissipée si le champ magnétique n'inhibait pas la viscosité de cisaillement, typiquement dans un rapport qui vaut, 0.03 pour un champ de $100 \mu\text{G}$.

Nature de l'écoulement

On peut justifier plus précisément ces résultats obtenus en ordres de grandeur en s'intéressant à la nature du flot autour du cylindre. C'est également une occasion de se familiariser avec certaines propriétés du sillage MHD d'un obstacle conducteur qui nous seront utiles par la suite, pour la compréhension du sillage en trois dimensions. Dans la mesure où l'on sait que le mouvement des nuages moléculaires au centre Galactique est très subsonique et très sub-alfvénique, il est pour cela plus simple de faire un développement incompressible par rapport au petit paramètre :

$$\epsilon = \left(\frac{v_c}{v_F} \right)^2 \quad (3.20)$$

A l'ordre le plus bas, la solution est purement incompressible et irrotationnelle :

$$\rho_0 = \rho_0^\infty \quad (3.21)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_0 = 0 \quad (3.22)$$

Comme il est montré en annexe B, on peut facilement résoudre et expliciter ce flot d'ordre 0, ce qui n'est pas le cas pour le flot général. Les lignes de flot de cette solution sont représentées sur la figure 3.3. La viscosité de compression n'agissant ici que sur la divergence du flot, son

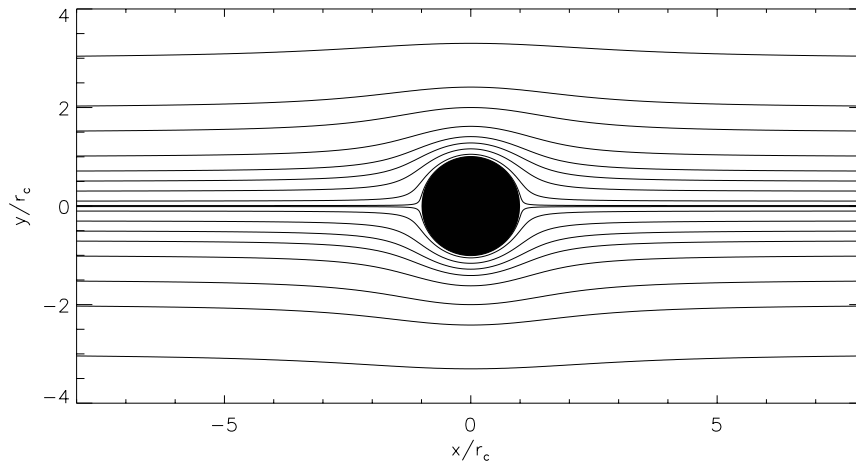


FIG. 3.3 – Lignes de flot de la solution incompressible d'ordre 0. $v_r = \cos \theta (1 - 1/r^2)$, $v_\theta = -\sin \theta (1 + 1/r^2)$.

action sur cet écoulement est rigoureusement nulle. Les premiers termes compressibles, qui engendrent de la dissipation, n'apparaissent qu'à l'ordre suivant.

Ayant maintenant explicité l'ordre 0, on peut développer à l'ordre suivant. A cet ordre, l'écoulement exact dépend de la dissipation. Le cas général est présenté en annexe B, mais dans la limite peu visqueuse, on peut se contenter de décrire l'écoulement inviscide et de regarder ensuite l'action de la dissipation sur cet écoulement. Les équations d'Euler et de conservation de la masse se combinent alors facilement et on trouve :

$$\rho_1 = \frac{\rho_0}{2} \left(\frac{v_c^2 - v_0^2}{v_F^2} \right) \quad (3.23)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 = (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \frac{v_0^2}{2v_F^2} \quad (3.24)$$

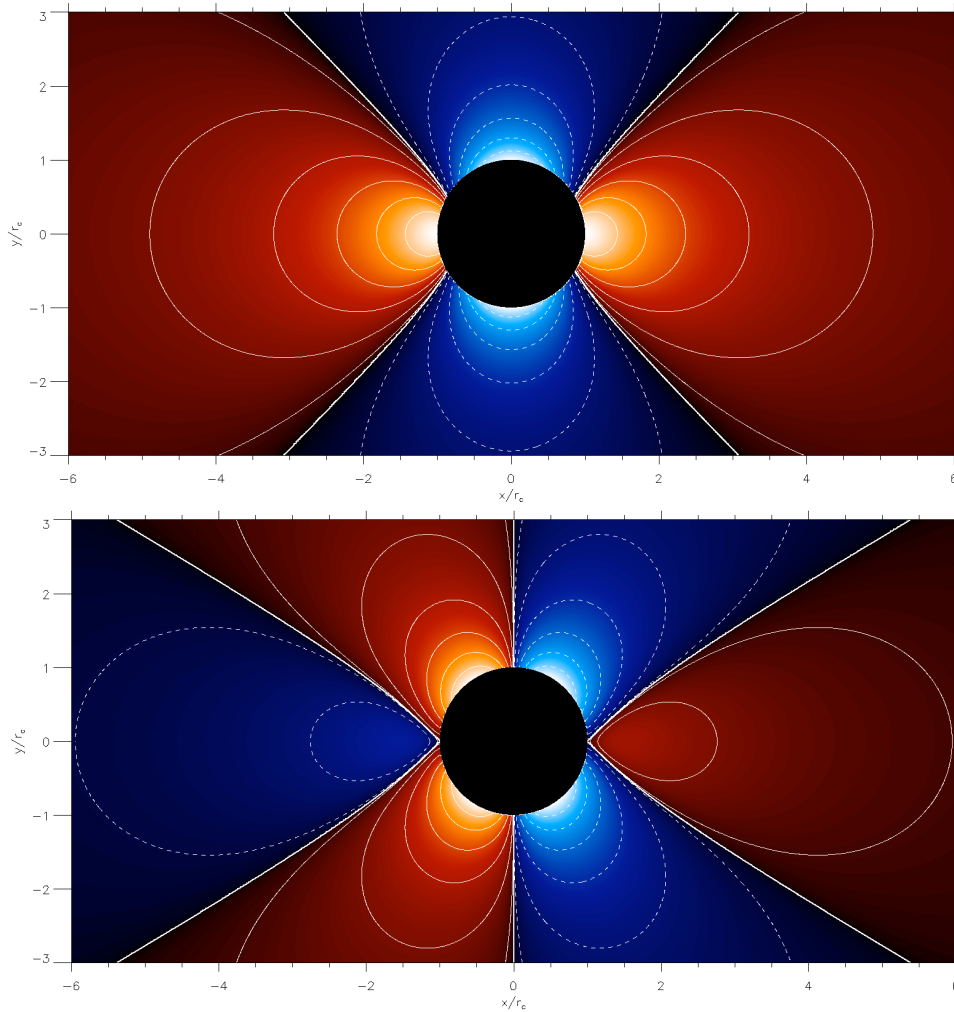


FIG. 3.4 – Solutions à l'ordre 1, pour la densité (en haut) et la divergence (en bas) de l'écoulement autour d'un cylindre infini, dans la limite peu visqueuse ($\mathcal{R}_B \gg 1$). Les zones bleues aux contours pointillés correspondent à des valeurs négatives. Les zones rouges aux contours en traits pleins correspondent à des valeurs positives. Le flot vient de la gauche.

La densité d'ordre 1 et la divergence du flot sont représentées sur la figure 3.4. Connaissant maintenant la divergence du flot de manière exacte, on peut expliciter la puissance dissipée localement dans le plasma. Au bilan, intégrée sur toute la surface, on trouve que la dissipation totale par unité de hauteur vaut :

$$Q = 1.8\eta \frac{v_c^6}{v_F^4} \quad (3.25)$$

ce qui confirme bien l'estimation faite précédemment.

Cette étude nous permet donc de constater que l'écoulement MHD autour d'un cylindre peut être approximé dans la limite subsonique et subalfvénique comme la somme de deux mouvements. Un mouvement principal où la perturbation de vitesse engendrée par l'obstacle est du même ordre que la vitesse du flot à l'infini. Dans cette solution, le fluide contourne l'obstacle de manière purement incompressible et n'est pas soumis à la viscosité de type compressionnel. Cet écoulement ne correspond cependant pas à une solution exacte et il faut ajouter une petite perturbation, d'ordre ϵ , qui elle est compressible et responsable de la dissipation.

La généralisation de cette approche pour un écoulement tridimensionnel n'est pas triviale. Les lignes de champs sont probablement déformées en contournant un objet sphérique, si bien que les forces de tension magnétiques peuvent jouer un rôle important. De plus, les gradients parallèles au champ sont dans ce cas non nuls et rendent l'analyse plus complexe. Ils interviennent en particulier dans l'expression de la force visqueuse, qui ne dépend plus uniquement de la compression du fluide $\vec{\nabla} \cdot \vec{v}$, mais de la quantité $D = \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - 3\partial_{\parallel} v_{\parallel}$. Finalement, l'équation d'Euler 3.15 ne permet plus de donner aussi facilement l'ordre de grandeur de la divergence du flot. Cependant, nous avons vu que les cas tridimensionnels non magnétisés et le cas bidimensionnel magnétisé menaient à la même conclusion. Si on ne peut pas déterminer avec précision la compressibilité du plasma, on peut donc penser qu'un écoulement subsonique reste, de manière très générale, peu compressible même pour un écoulement MHD en 3 dimensions.

Néanmoins, la dissipation, elle aussi, devient, par D , dépendante de la vitesse parallèle. Même si la compression du plasma $\vec{\nabla} \cdot \vec{v}$ reste faible en trois dimensions pour des mouvements subalfvéniques, il n'est pas évident que D soit faible lui aussi. Tout dépend de la contribution de la vitesse parallèle qui elle-même dépend très probablement étroitement de la géométrie exacte du problème. Si $\partial_{\parallel} v_{\parallel}$ est bien inférieur à $\partial_{\perp} v_{\perp} \sim v_c/r_c$, alors, la situation est la même qu'en 2 dimensions : la dissipation est due exactement à la divergence du flot ($D \approx \vec{\nabla} \cdot \vec{v}$) et reste faible pour un mouvement lent. Par contre, si $\partial_{\parallel} v_{\parallel}$ est du même ordre de grandeur que $\partial_{\perp} v_{\perp}$, alors, $D \sim v_c/r_c$, ce qui rend le milieu beaucoup plus visqueux (le nombre sans dimension correspondant est $\mathcal{R} \sim 0.2$) et la dissipation 3 ordres de grandeur plus efficace !

3.3 Le sillage MHD des nuages sans viscosité

Intéressons nous maintenant au cas d'obstacles sphériques. Si la viscosité n'est pas trop forte non plus dans cette géométrie, alors, on peut encore une fois la négliger dans un premier temps pour caractériser le sillage dans ce cas à trois dimensions. C'est ce que nous faisons dans cette section.

3.3.1 Généralités

Les nuages moléculaires qui nous intéressent ne sont pas parfaitement neutres ; ils sont partiellement ionisés et susceptibles de bien conduire l'électricité. Si, comme nous l'avons décrit précédemment, les filaments non-thermiques proviennent de l'interaction entre les nuages et le champ magnétique ambiant, c'est donc que les nuages peuvent être considérés comme de bons conducteurs. Il n'est pas nécessaire qu'ils le soient dans tout leur volume. Des nuages ionisés uniquement à leur surface autoriseraient des courants de surface qui les rendraient identiques à des conducteurs parfaits. Plusieurs mécanismes ont été proposés pour ioniser au moins partiellement les nuages. On peut par exemple citer l'ionisation résultant de l'irradiation par des sources locales intenses comme des amas d'étoiles jeunes par exemple (Morris & Serabyn 1996, Morris 1996b). Le simple mouvement relatif entre les nuages et le champ magnétique pourrait également être à l'origine de cette ionisation par effet d'ionisation critique d'Alfvén (Galeev *et al.* 1986, Morris & Yusef-Zadeh 1989). Au bilan, nous supposons donc que les nuages se comportent comme des conducteurs parfaits.

Le comportement de corps conducteurs se mouvant dans un gaz magnétisé a déjà été étudié en détail dans un cadre complètement différent de l'astrophysique. En 1965, Drell *et al.* (1965) expliquent le freinage inattendu du satellite artificiel Echo I par ses interactions électromagnétiques avec le plasma de la haute atmosphère terrestre. Ils remarquent en particulier que le satellite peut exciter des perturbations Alfvéniques qui emportent une grande quantité d'énergie. Ils introduisent à cette occasion le concept important d'*ails d'Alfvén*

que nous utiliserons abondamment dans la suite. Io possédant probablement une atmosphère suffisamment conductrice pour faire les mêmes hypothèses (Goldreich & Lynden-Bell 1969), le même genre de raisonnement est ensuite appliqué à son mouvement dans la magnétosphère de Jupiter. Des approches analytiques (Neubauer 1980, 1998) et numériques (Linker *et al.* 1988, 1991, 1998) permettent de faire de nouvelles prédictions sur les perturbations Alfvéniques engendrées par le mouvement du satellite et qui se révèlent être en excellent accord avec les observations (Acuna *et al.* 1981, Belcher *et al.* 1981, Barnett & Olbert 1986). Les perturbations de type Alfvénique ne sont bien sûr pas les seules à pouvoir être excitées (Chu & Gross 1966, Wolf-Gladrow *et al.* 1987, Linker *et al.* 1988). Tant que les limites de la MHD sont respectées, il peut exister trois couples de modes différents : deux modes d’Alfvén mais aussi les couples de modes magnéto-sonores rapide et lent. Il a même été montré par des bilans de masse, de moment et d’énergie que les perturbations Alfvéniques ne pouvaient pas exister seules (Wright & Schwartz 1990). Du fait de leur complexité, les perturbations non-Alfvéniques ont cependant été peu étudiées.

De manière générale, plutôt que d’aborder le problème globalement comme on a pu le faire en deux dimensions, il est ainsi plus simple de s’intéresser aux propriétés des différents modes qui existent en MHD et d’essayer de voir comment ils interagissent avec le conducteur. Les trois types d’ondes sont a priori excités par le passage du conducteur et se propagent en s’éloignant de ce dernier. Du fait des propriétés de propagation différentes des trois modes, ces derniers se séparent spatialement à mesure qu’ils s’éloignent du conducteur donnant naissance à trois composantes différentes dans le sillage (voir figure 3.5). Dans une approche linéaire,

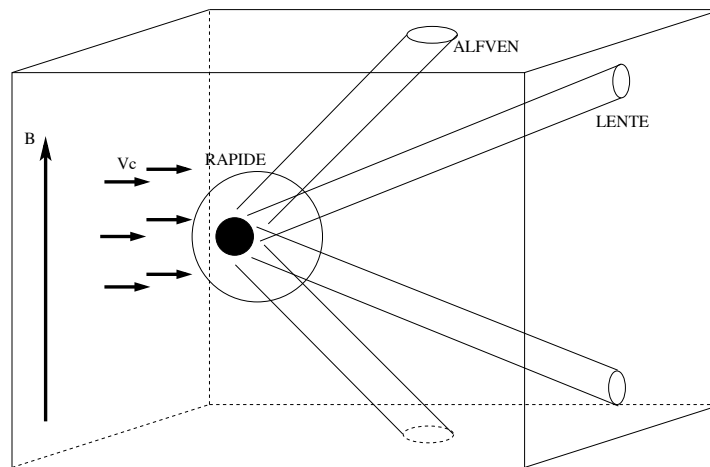


FIG. 3.5 – Sillage schématique d’un conducteur, avec ses trois composantes : deux ailes d’Alfvén, deux ailes lentes et une perturbation rapide.

la somme de tous les modes forme la solution globale du problème. En particulier, elle doit vérifier les conditions aux limites. On peut considérer le nuage comme conducteur et de surface imperméable, ce qui autorise par exemple à imposer les composantes de la vitesse et du champ magnétique normales à la surface, ainsi que les composantes tangentielles du champ électrique. Ces quatre conditions ne sont pas indépendantes si on fixe par ailleurs des conditions sortantes à l’infini ; on peut donc se contenter de 3 d’entre elles. Ces conditions déterminent la structure exacte de ces différentes perturbations, ainsi que leur amplitude relative.

Les trois sous-sections suivantes présentent les principales caractéristiques des trois types de perturbation que peut a priori exciter un nuage conducteur en mouvement dans le plasma à 8 keV du centre Galactique. Ces caractéristiques serviront ensuite à estimer la manière dont

la viscosité peut, par ces différentes perturbations, dissiper l'énergie cinétique des nuages.

3.3.2 Les ailes d'Alfvén

Toutes les analyses analytiques ou numériques montrent qu'un conducteur en mouvement peut générer une forte perturbation Alfvénique. Les modes d'Alfvén, une fois créés, se propagent le long des lignes de champ magnétique à la vitesse d'Alfvén, sans en changer le module. Ils sont purement incompressibles. Si on reprend les axes de la figure 3.5, les perturbations Alfvéniques doivent se propager verticalement, dans un sens ou dans l'autre, à la vitesse d'Alfvén v_A . Physiquement, l'information qui est ici propagée le long des lignes de champ est la nullité du champ électrique tangentiel à la surface au niveau du conducteur : $\vec{E}_t = \vec{0}$ (Drell *et al.* 1965). Pendant le même temps, le conducteur se déplace perpendiculairement en remontant le flot, si bien qu'à tout instant, les perturbations générées au niveau du satellite se trouvent toutes localisées le long d'un axe passant par le conducteur et faisant un angle $\alpha_A = \tan^{-1} m_A$ avec la verticale ($m_A = v_c/v_A$ est ici le nombre de Mach d'Alfvén). Du fait de cette propagation guidée, l'amplitude ne décroît pas et, en l'absence d'autres phénomènes d'amortissement ou de gradient global, une onde se propage à l'infini en gardant son amplitude de départ. La relation de dispersion des modes d'Alfvén impose en fait exactement que, dans le repère du nuage, l'ensemble des perturbations forme une structure invariante le long de cet axe. Ce type de sillage très particulier associé à la propagation d'ondes d'Alfvén est appelé "aile d'Alfvén". Dans le cas très subalfvénique qui nous intéresse, ces ailes sont presque verticales, alignées avec le champ ambiant.

Le profil exact de ces ailes dépend précisément de l'excitation au niveau du conducteur, donc de la forme exacte de celui-ci, de l'amplitude des autres modes et des interactions non-linéaires avec eux... Nous y reviendrons plus tard. Une solution particulière a été présentée par Neubauer (1980). Dans cette solution, le corps conducteur est traversé par le champ magnétique externe. Il entraîne donc tout un tube de flux avec lui. Ce tube est incliné de chaque côté du corps en question le long des caractéristiques d'Alfvén. A l'intérieur, le champ électrique et la vitesse perpendiculaire à l'axe sont nulles alors que le champ magnétique est uniforme et aligné avec l'axe du cylindre. A l'extérieur du cylindre, les lignes de flot et de champ magnétique contournent l'aile et la perturbation correspondante décroît en $1/r^2$ en s'éloignant de l'aile (voir figure 3.6). Des courants localisés à la surface d'un cylindre séparent ces deux domaines et permettent de fermer le circuit électrique engendré par les courants dans ou à la surface du conducteur. Les propriétés du mode d'Alfvén le permettant, cette solution, plus qu'un simple mode linéaire, est une solution non-linéaire exacte. Au contraire de la solution linéaire, cette solution générale possède une composante de vitesse parallèle au champ magnétique. Si on la développe en supposant la perturbation faible, les premiers termes non-linéaires donnent une vitesse parallèle :

$$v_{\parallel} = \pm \frac{v_{\perp}^2}{2v_A} \quad (3.26)$$

Malgré cette composante, la solution non-linéaire de l'aile d'Alfvén reste purement incompressible.

Les ondes d'Alfvén qui s'éloignent ainsi du corps conducteur et forment ces ailes génèrent un flux de Poynting $\vec{E} \times \vec{B}$. Ce flux d'énergie, sommé sur les deux ailes d'Alfvén du sillage vaut, pour la solution de Neubauer :

$$F_A = 2\pi\rho r_c^2 v_c^2 v_a \quad (3.27)$$

L'énergie correspondante est prise à l'énergie cinétique du conducteur et contribue donc à la ralentir.

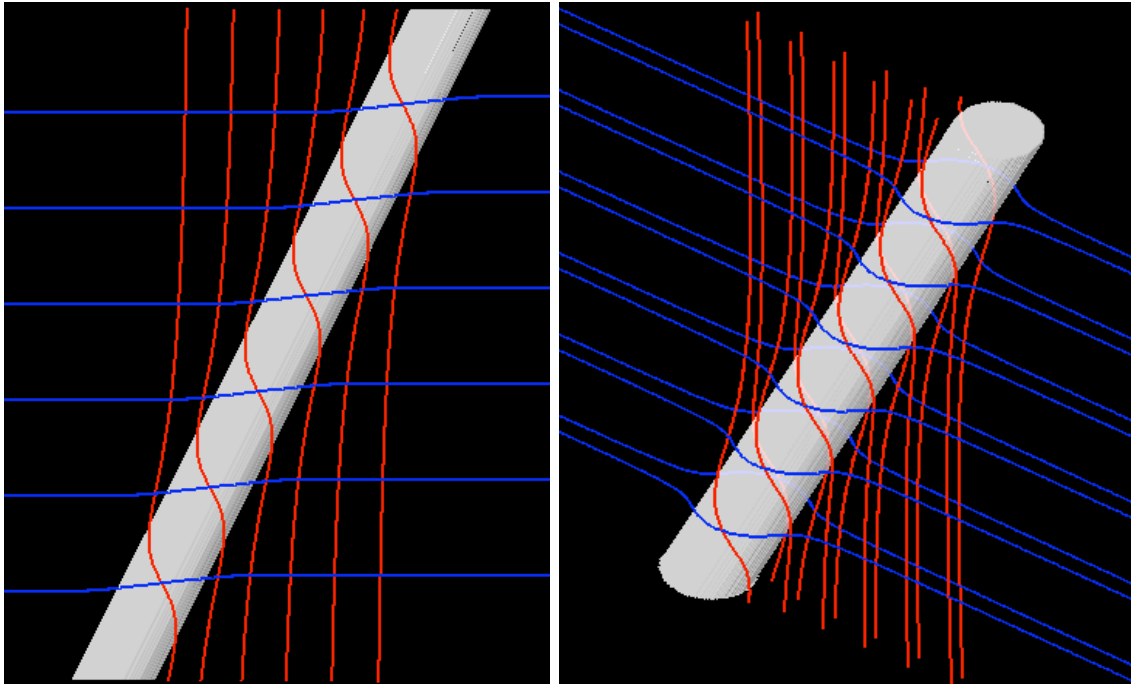


FIG. 3.6 – Aile d’Alfvén de Neubauer. En rouge, les lignes de champ magnétique (du bas vers le haut) et en bleu les lignes de flot (de la gauche vers la droite).

3.3.3 Les ailes lentes

Il a vite été suggéré que les perturbations Alfvéniques que nous venons de décrire ne sont pas les seules composantes du sillage. En particulier, la vitesse parallèle de la solution de Neubauer (1980) engendre un flux de masse qui s’éloigne du corps conducteur. Ce flux doit être équilibré par un autre flux, caractéristique des autres modes, qui doivent par conséquent exister. Il n’est pas clair qui de la perturbation rapide ou lente contribue le plus significativement à cet équilibre. Wright & Schwartz (1990) ont ainsi proposé que le flux de masse puisse provenir principalement de la composante lente du sillage. Les simulations numériques confirment l’existence de ces ailes lentes et semblent donner des indications allant dans le sens de cet équilibre (Linker *et al.* 1991). La contribution au sillage de l’aile lente a cependant été moins étudiée que celle d’Alfvén et aucun exemple de solution n’a été publié.

Les propriétés de propagation du mode lent sont un mélange de celles des ondes sonores et des ondes d’Alfvén. Dans la limite fortement magnétisée ($\beta < 1$), ses propriétés Alfvéniques l’emportent, et les perturbations lentes sont guidées. Elles se propagent le long des lignes de champ, de la même manière que les ondes d’Alfvén, mais plus lentement, à la vitesse du son c_s . Du fait de cette propagation similaire à celle des ondes d’Alfvén, les ondes magnéto-sonores lentes forment également une aile, que nous appellerons ”aile lente”. La vitesse de propagation des ondes lentes étant plus faible que celle des Alfvén, l’aile lente est plus inclinée, avec un angle $\alpha_s = \tan^{-1} m_s$ par rapport à la vertical, où $m_s = v_c/c_s$ est le nombre de Mach sonore. De même que précédemment, l’aile lente est invariante le long de son axe et garde une amplitude constante jusqu’à l’infini.

La structure exacte de l’aile est en revanche différente de celle d’Alfvén. Tout d’abord, le mode magnéto-sonore lent est par nature compressible. La pression totale reste cependant constante, car une augmentation de la pression thermique s’accompagne d’une diminution équivalente de la pression magnétique. Cette variation de la pression thermique est associée

à une vitesse parallèle au champ magnétique qui lui permet donc bien d'équilibrer le flux de matière dans les ailes d'Alfvén.

Pour une onde lente, composantes de vitesses parallèle et perpendiculaire sont reliées par la relation de polarisation suivante :

$$v_{\perp} = -\beta \frac{k_{\parallel} k_{\perp}}{k^2} v_{\parallel} \quad (3.28)$$

Dans la limite très magnétisée qui permet la définition de l'aile lente, la vitesse perpendiculaire est bien plus faible que la vitesse parallèle ($\beta < 1$). Dans ce cas, la contribution du mode lent à la vitesse perpendiculaire totale de contournement du nuage, tous types de perturbations confondus, est donc négligeable. Il en est de même pour les variations du champ magnétique, et au bilan, l'aile lente ne se manifeste que par sa compression et sa vitesse parallèle.

L'émission permanente d'ondes magnétosonores lentes correspond aussi à un flux d'énergie. Cependant, contrairement au flux de Poynting Alfvénique, celui de l'aile lente est dominé par le flux d'énergie interne correspondant au flux de masse. On peut estimer en ordre de grandeur le flux d'énergie emporté par les deux ailes lentes :

$$F_S = \frac{\pi \delta}{2(\gamma - 1)} \rho r_c^2 \frac{v_c^2 c_s^2}{v_A} \quad (3.29)$$

où $\delta = \frac{v_{\parallel}}{m_A v_c}$ détermine l'amplitude de l'aile lente. Si comme Wright & Schwartz (1990), nous considérons que l'amplitude de l'aile lente est déterminée par l'équilibre des vitesses parallèles dans les ailes lentes et d'Alfvén, alors ce flux est dirigé vers le conducteur et $\delta \sim 1$. Lorsque de plus, $\beta < 1$, il est plus faible que dans les ailes d'Alfvén.

3.3.4 La perturbation rapide

Les simulations numériques montrent aussi de manière indiscutable la présence d'une perturbation rapide autour d'un conducteur en déplacement rapide ($v_c \sim v_A \sim c_s$, Linker *et al.* 1991). Diverses considérations permettent en outre de supposer son existence de manière plus générale. Nous avons vu que les perturbations Alfvéniques se propagent le long des lignes de champ, formant les ailes d'Alfvén. Si elles ne sont excitées que par le conducteur lui-même, elles doivent alors être confinées dans le tube de flux qui traverse le nuage. Il ne peut donc a priori y avoir aucune perturbation Alfvénique se propageant sur des lignes de champ qui ne traversent pas le nuage. Or, la perturbation de vitesse dans la solution de Neubauer (1980) existe à l'extérieur de ce tube et décroît lentement à mesure que la distance à l'axe augmente. Ce type de perturbation est incompatible avec une génération linéaire au niveau du nuage. Il faut donc nécessairement que ces perturbations Alfvéniques soient générées par interaction non-linéaire avec les autres modes. Les ondes lentes étant guidées par le champ magnétique de la même manière que les ondes d'Alfvén, cette génération non-linéaire doit nécessairement résulter de l'interaction avec la perturbation rapide, qui, elle, peut être excitée à la surface du nuage et s'étendre autour perpendiculairement aux lignes de champ. Même si la solution de Neubauer (1980) n'est pas exactement adaptée au sillage Alfvénique autour des nuages du centre Galactique, il est difficile d'envisager une solution où la perturbation serait strictement confinée dans un tube de flux. Toute perturbation de courant, même uniquement localisée dans ce tube de flux, doit être associée à une perturbation de champ magnétique en dehors. Que la solution de Neubauer soit exacte ou non, l'existence même des ailes d'Alfvén repose donc sur une excitation non-linéaire par la perturbation rapide dans la zone proche du nuage. Ce résultat montre que l'approche linéaire du sillage doit être menée avec précaution, mais aussi que l'existence d'une perturbation rapide est nécessaire à la compréhension globale du sillage. Le mode magnétosonore rapide est par nature compressible, et contrairement

au mode lent, une augmentation de la pression est accompagnée d'une augmentation de l'intensité du champ magnétique si bien que la pression totale augmente également. Il se propage avec des propriétés très similaires à celles des ondes sonores, mais plus rapidement. En particulier dans la limite fortement magnétisée ($\beta \ll 1$), sa propagation est quasiment isotrope, à la vitesse v_A . Les ondes rapides ne peuvent donc pas former une aile comme les modes d'Alfvén et lent. Du fait de leur propagation sphérique, leur amplitude décroît à mesure qu'elles s'éloignent du nuage et, au contraire des ailes lentes et Alfvéniques, la perturbation rapide reste localisée dans le voisinage immédiat de l'obstacle. La propagation d'ondes sphériques est plus complexe que celle d'ondes planes si bien que la composante du sillage associée à la propagation des ondes rapides n'a pas fait l'objet d'études poussées. Leur amplitude décroissant avec la distance au conducteur, leur contribution au sillage a souvent été négligée. Cependant, le volume sur lequel la perturbation rapide est répartie augmente également avec la distance au conducteur, si bien que son influence pourrait a priori être aussi importante à grande distance qu'à petite distance.

L'amplitude et la structure exacte de la perturbation rapide sont plus difficiles à appréhender que pour les autres modes. Pour l'étudier, on peut se baser sur les résultats de l'étude de l'écoulement à deux dimensions d'un plasma autour d'un cylindre infini (voir section 3.2.3). L'écoulement MHD à deux dimensions est dégénéré : on ne peut a priori pas distinguer les différents modes. Cependant, on a vu que dans cette géométrie les plasmas magnétisés et non magnétisés présentent la même solution, dépendant dans un cas de la vitesse du son et dans l'autre de la vitesse magnéto-sonore rapide. Comme les ondes sonores et les ondes rapides ont les mêmes propriétés de propagation dans la limite faiblement magnétisée, on peut interpréter ces résultats comme uniquement traçant les ondes rapides. Nous avons montré que la composante compressionnelle apparaît seulement comme un terme en :

$$\delta\rho/\rho \sim m_A^2 \quad (3.30)$$

Pour des conducteurs rapides comme ceux étudiés jusqu'à présent dans la littérature, la compression est importante, mais lorsque la vitesse du conducteur est faible devant la vitesse de propagation des ondes dans le milieu, la solution que nous avons présentée est quasiment incompressible.

Il n'est pas évident de transposer ces résultats en trois dimensions. Cependant, le fait qu'un mouvement est d'autant moins compressible qu'il est lent est assez général. Pour le mouvement 3-D d'un obstacle solide dans un gaz non magnétisé par exemple, nous avons vu que le résultat est exactement le même : $\delta\rho/\rho \sim m_g^2$. Il semble donc probable que la situation magnétisée en trois dimensions soit encore comparable. Dans la suite, nous ferons donc l'hypothèse que la compression d'un plasma magnétisé autour d'un conducteur suit la loi 3.30. Les relations de polarisations des ondes rapides planes donnent :

$$k_{\parallel} v_{\parallel} = \beta \vec{k}_{\perp} \cdot \vec{v}_{\perp} \sim \beta m_A^2 \frac{v_c}{r_c} \quad (3.31)$$

Si cette relation est encore valable en ordres de grandeur pour des ondes sphériques, on voit que dans le cas fortement magnétisé qui permet d'assimiler la propagation des ondes rapides à celle des ondes sonores, cette composante parallèle de la vitesse est faible devant celle dans les ailes d'Alfvén ($v_{\parallel} \sim m_A v_{\perp}$).

3.3.5 Excitation au niveau du conducteur

Ainsi, les différentes composantes du sillage possèdent des caractéristiques, de compression notamment, différentes. La viscosité ne va donc pas agir de la même manière dans les trois cas. La question clé pour comprendre le sillage du nuage et sa dissipation est donc de savoir

comment l'excitation au niveau du nuage se projette sur ces différents modes et détermine leur amplitude respective.

Ce genre d'approche a permis de se faire une idée assez précise du sillage de Echo I ou de Io dans un environnement magnétisé. Dans ces milieux, bien que les composantes rapide et lente du sillage ont été moins étudiées que la partie Alfvénique, toutes trois jouent un rôle important. Outre les considérations qui viennent d'être faites dans les sous-sections précédentes, les simulations numériques montrent que les ailes d'Alfvén correspondent à une perturbation de vitesse transverse d'ordre 0 par rapport au flot d'équilibre et que les perturbations lente et rapide correspondent à des variations respectivement de pression thermique et de pression magnétique d'ordre 0 également (Linker *et al.* 1988, 1991, 1998). L'ordre de grandeur des autres quantités perturbées se déduit de ces dernières grâce aux propriétés de polarisation des différents modes. Finalement, le sillage générique présenté sur la figure 3.5 est parfaitement adapté à la description du sillage réel de ces satellites.

Cependant, les conditions d'évolution des nuages moléculaires du centre Galactique sont différentes à bien des égards, et les résultats précédents doivent être adaptés avec précaution. Deux effets principaux peuvent en particulier contribuer à rendre la situation différente : la faible vitesse des nuages moléculaires et une plus faible magnétisation.

Faible vitesse

Les études antérieures s'intéressant à l'excitation respective des différents modes se sont concentrées sur des mouvements rapides. Par rapides, nous entendons ici à des vitesses proches des vitesses de propagation de différentes ondes dans le milieu :

$$v_c \sim v_A \sim c_s \quad (3.32)$$

Par exemple, dans les simulations de Linker par exemple, les nombres de Mach sonore et d'Alfvén valent respectivement : $m_s = 0.1 - 1$. et $m_A = 0.5$. Au contraire, nous nous intéressons à des mouvements très subsoniques et très subalfvéniques :

$$v_c \ll c_s \lesssim v_A \quad (3.33)$$

Cette différence n'affecte a priori pas l'amplitude des ailes d'Alfvén. Celle-ci est simplement proportionnelle à la vitesse du nuage et ne fait pas intervenir le nombre de Mach sonore ou d'Alfvén. Seule l'inclinaison des ailes dépend de ce rapport. En l'occurrence, les ailes d'Alfvén attachées au nuages moléculaires sont plus verticales que celles de Io, mais la perturbation de vitesse perpendiculaire doit rester de l'ordre de la vitesse relative au plasma. Pour un champ à l'équipartition, les angles des ailes lentes et d'Alfvén sont égaux et les deux ailes sont confondues. Par contre, pour des champs de l'ordre du mG, $\alpha_A \approx 0.02$ alors que $\alpha_S \approx 0.1$. Les deux ailes se séparent donc sur une échelle de hauteur de l'ordre de 100 pc. La région qui nous intéresse ne faisant que 70 pc de haut, on peut considérer les deux ailes comme superposées. Dans la limite linéaire, leurs propriétés sont cependant bien indépendantes.

Par contre, la faible vitesse des nuages Galactiques peut changer considérablement les propriétés des perturbations lente et rapide. En particulier, la vitesse parallèle de l'aile d'Alfvén dépend du nombre de Mach d'Alfvén (voir équation 3.26). Si l'amplitude de l'aile lente est bien fixée par cette composante de la vitesse, alors, elle devient bien plus faible dans le cas des nuages Galactiques que pour les satellites. De même, nous avons vu que la compression de la perturbation rapide dépend fortement du rapport v_c/v_A . Encore une fois, dans le cas de nuages moléculaires du centre Galactique, cette compression reste très faible.

La magnétisation des nuages

La solution de Neubauer (1980) pour les ailes d'Alfvén concerne en fait les corps conducteurs traversés par un champ magnétique égal au champ ambiant. En effet, dans cette solution, le champ dans le tube de flux qui traverse le satellite, qui forme le cylindre des ailes d'Alfvén et qui est entraîné par le satellite, est de même intensité que le champ extérieur. De manière générale, le fait que le corps en mouvement soit conducteur implique seulement que la magnétisation du nuage ne varie pas sur des échelles de temps comparables au temps de passage de celui-ci devant des éléments du plasma environnant. La question reste donc de savoir ce que vaut le flux intrinsèque correspondant. Le processus de formation des nuages est très complexe et il est difficile de connaître la magnétisation originelle de chaque nuage. Tout au plus, un effondrement gravitationnel de matière pourrait indiquer un champ interne plutôt plus important que le champ externe. Cependant, il est probable que si la conduction des nuages moléculaires est suffisante pour garantir un flux constant sur de petites échelles de temps, celle-ci soit trop faible pour y parvenir sur de grandes échelles de temps. Il est donc possible que les lignes de champ magnétique aient pu diffuser dans les nuages sur des échelles comparables à leur durée de vie, tendant à homogénéiser les champs interne et externe. C'est en fait la raison principale qui a motivé les solutions pour Io et les satellites artificiels. Ces éléments semblent donc indiquer des flux interne et externe comparables. D'un autre côté, comme nous l'avons déjà mentionné, le confinement des nuages reste un mystère. Il ne peut être le résultat de la gravité, trop faible, et l'idée d'un confinement par une forte pression magnétique externe est attrayante. Dans ce cas, la magnétisation des nuages doit être, au moins légèrement, inférieure à celle du milieu externe. De plus, le champ magnétique dans les nuages est souvent vu comme résultant d'un complexe mélange de lignes externes par les mouvements aléatoires des grumeaux plus denses à l'intérieur même des nuages. Cette interprétation suggère donc qu'au plus tout ou partie du champ externe traverse le nuage, ce qui semble indiquer une plus faible magnétisation.

Au bilan, il n'est pas facile de connaître avec exactitude la magnétisation des nuages. Cependant, il semble raisonnable de considérer le champ interne comme comparable au champ externe. Le cas non magnétisé est très compliqué à étudier et aucune étude n'a été menée dans ce sens jusqu'à présent. Des considérations sur un cas très similaire (un satellite avec un champ dipolaire opposé au champ moyen) semblent néanmoins indiquer que si dans ce cas la solution exacte pour l'aile d'Alfvén peut être différente dans le détail, ses propriétés globales demeurent les mêmes en ordre de grandeur. Il est donc probable que la magnétisation des nuages n'influence que peu les ailes lentes également et l'on peut espérer qu'il en soit de même pour la perturbation rapide. Nous supposons donc dorénavant que le nuage possède une magnétisation intrinsèque correspondant en ordre de grandeur au champ magnétique externe.

3.4 Efficacité de la viscosité au centre Galactique

À présent que nous cernons un peu mieux le comportement du plasma autour d'un obstacle conducteur, nous pouvons essayer d'estimer l'influence de la viscosité de compression sur ce flot. Nous allons pour cela simplement regarder quelle dissipation engendre chacune des différentes composantes du sillage que nous avons décrit dans la section précédente. La méthode employée pour chaque type de perturbation consiste à estimer la quantité D et à en déduire la dissipation totale en intégrant ηD^2 sur le volume adapté (voir équations 3.4 et 3.8). L'efficacité de la dissipation ainsi trouvée est alors estimée en comparant la dissipation aux pertes radiatives de la région centrale.

3.4.1 Les ailes d'Alfvén

Les ailes d'Alfvén sont purement incompressibles ($\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$). De plus, dans leur limite linéaire, elles n'ont pas de vitesse parallèle. La viscosité de compression, qui dépend du paramètre $D = \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - 3\partial_{\parallel} v_{\parallel}$ ne peut donc pas agir sur ces ailes pour dissiper de l'énergie. Finalement, l'énergie emportée par le flux d'ondes d'Alfvén quitte la région centrale parallèlement au champ magnétique sans y être dissipée. Cependant, pour des estimations typiques des grandeurs associées aux nuages et à la phase chaude à 8 keV, cette énergie sommée sur tous les nuages du centre Galactique se dérive simplement de la relation 3.27 et vaut :

$$F_A = 2. \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1} \left(\frac{N_c}{100} \right) \left(\frac{\rho}{2.10^{-25} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{r_c}{5 \text{ pc}} \right)^2 \left(\frac{v_c}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{B}{.1 \text{ mG}} \right) \quad (3.34)$$

Cette énergie est un ordre de grandeur plus importante que l'énergie qu'il faudrait pour compenser les pertes radiatives de la phase chaude à 8 keV. Pour un champ magnétique de l'ordre de 100 μG , 10% de ce flux est nécessaire, mais pour un champ plus fort, de l'ordre du mG, seulement 1% suffirait. Il est donc tentant de chercher des mécanismes qui pourraient dissiper une fraction seulement de l'énergie emportée par les ondes d'Alfvén. Amortir des ondes d'Alfvén n'est pas forcément très facile. Cependant, plusieurs mécanismes peuvent le faire partiellement : des gradients locaux ou à grande échelle de la densité, des petites irrégularités dans le champ moyen etc... Ici, nous présentons deux manières possibles de dissiper l'énergie des ondes d'Alfvén par la viscosité : grâce à des effets non-linéaires et par une courbure à grande échelle du champ magnétique.

Dissipation non-linéaire

Nous avons mentionné que la solution non-linéaire de l'aile d'Alfvén était encore incompressible mais qu'elle possédait une composante de vitesse parallèle au champs magnétique. Dans ce cas, la dissipation locale est :

$$q = 3\eta (\partial_{\parallel} v_{\parallel})^2 \quad (3.35)$$

Or, le développement limité à l'ordre 2 des perturbations Alfvéniques non linéaires donne :

$$v_{\parallel} \sim \frac{v_c^2}{v_A} \quad (3.36)$$

Et la relation de dispersion du mode d'Alfvén donne directement :

$$k_{\parallel}^2 = m_A^2 k_{\perp}^2 \sim m_A^2 / r_c^2 \quad (3.37)$$

La puissance dissipée localement par la viscosité est donc :

$$q_A = \frac{3}{r_c^2} \eta_0 m_A^2 \frac{v_c^6}{v_A^4} \quad (3.38)$$

Tant que la viscosité n'est pas trop forte, toute la dissipation s'effectue dans une surface de l'ordre de πr_c^2 autour de l'aile, si bien qu'en ordre de grandeur, la puissance totale dissipée par unité de hauteur est :

$$\partial_z Q_{A1} \approx 3\pi \eta_0 v_c^2 m_A^4 \quad (3.39)$$

Tant que cette dissipation reste faible devant le flux des ailes d'Alfvén, on peut considérer que la viscosité n'altère pas la structure de l'aile. La dissipation totale dans toute la zone

d'émission X est donc obtenue en intégrant simplement cette puissance sur la hauteur h correspondante. Une fois sommée sur les N_c nuages du centre Galactique, cette puissance vaut :

$$Q_{A1} = 2. \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1} \left(\frac{N_c}{100} \right) \left(\frac{h}{70 \text{ pc}} \right) \left(\frac{k_B T}{8 \text{ keV}} \right)^{5/2} \left(\frac{\rho}{2.3 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{v_c}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^6 \left(\frac{B}{.1 \text{ mG}} \right)^{-4} \quad (3.40)$$

La vitesse parallèle dont dépend la dissipation est inversement proportionnelle au champ magnétique. Ce dernier limite donc l'efficacité de la dissipation non-linéaire dans les ailes d'Alfvén, et pour des champs de l'ordre du mG, la dissipation est trop faible pour contrebalancer les pertes radiatives. Cependant, pour des champs de 100 μG ou plus faibles, nous trouvons qu'elle est suffisamment efficace pour expliquer la température du plasma.

La courbure à grande échelle

D'autre part, l'observation des filaments non-thermiques, traceurs de ce champ magnétique vertical à grande échelle, montre que la plupart sont légèrement courbes. Sur la figure 1.7, on peut estimer cette courbure de l'ordre d'une centaine de parsecs. L'origine de cette courbure n'est pas connue, mais si le champ magnétique résulte de courants dans le disque, il est normal qu'il se courbe à grande échelle. Il est par exemple possible que la grande partie des courants responsables du champ magnétique dans la région centrale se trouve dans le tore moléculaire à 150 pc. Une courbure de 100 pc serait alors parfaitement compatible avec cette hypothèse.

Si le champ est ainsi courbe, les propriétés des modes qui se déplacent dans le milieu sont différentes de celles en champ droit. En particulier, les ondes d'Alfvén telles que nous les connaissons habituellement ne sont plus des modes propres du système. Elles doivent donc localement générer d'autres modes compressibles. Il a en particulier été montré qu'en champ courbe, les modes d'Alfvén et les modes lents sont fortement couplés (Southwood & Saunders 1985). Les modes non Alfvéniques ainsi générés sont compressibles et peuvent donc être amortis par la dissipation de compression. On peut facilement se faire une idée de ce couplage par de simples considérations géométriques (voir figure 3.7). Toute perturbation Alfvénique se propageant le long d'un champ courbe possède une polarisation perpendiculaire au champ local. Lorsque cette polarisation possède une composante le long de la direction de courbure, alors, au passage de l'onde, la matière s'éloigne et se rapproche du centre de courbure. Du fait de la courbure, la direction perpendiculaire n'est pas exactement la même de part et d'autre de l'élément de matière que l'on considère. Si celui-ci se rapproche du centre de courbure, alors, il se comprime, et s'il s'éloigne, il se dilate. En ordre de grandeur, on trouve donc que $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} \approx v_r/r$, où v_r est la composante de vitesse dirigée dans la direction de la courbure. Une analyse plus précise de ce phénomène est présentée en annexe (et le lecteur est fortement encouragé à jeter un oeil à cette dérivation non triviale). Les propriétés compressionnelles des ondes d'Alfvén y sont calculées dans la limite où le rayon de courbure du champ magnétique R_c est grand devant la longueur d'onde des ondes considérées. On trouve en particulier que : $\beta^{-1} \partial_{\parallel} v_{\parallel} = \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 2v_r/R_c$. Finalement, comme le nuage excite des ondes de polarisations variées, $v_r \approx v_c$ et :

$$D_{A2} = 2 \left(1 - 3 \frac{c_s^2}{v_A^2} \right) \frac{v_c}{R_c} \quad (3.41)$$

En intégrant la puissance dissipée sur une surface πr_c^2 et une hauteur $2h$, on trouve que la

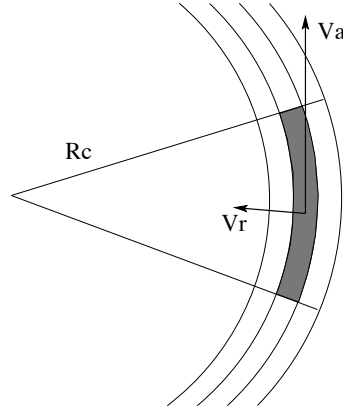


FIG. 3.7 – Vue schématique de la compression associée à une perturbation Alfvénique dans un champ courbe. Les lignes de champ sont représentées par les lignes courbes et définissent une vitesse d'Alfvén locale v_A . La polarisation de la perturbation est supposée être dirigée selon la direction de courbure ($v = v_r$). Le rayon de courbure est noté R_c .

courbure du champ magnétique est responsable de la dissipation suivante :

$$Q_{A2} = \frac{8\pi}{3} \eta h \frac{r_c^2}{R_c^2} \left(1 - 3 \frac{c_s^2}{v_A^2}\right)^2 \quad (3.42)$$

Si on estime cette puissance pour les 100 nuages du centre Galactique et une hauteur de 70 pc, alors :

$$Q_{A2} = 3. \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1} \left(\frac{N_c}{100}\right) \left(\frac{h}{70 \text{ pc}}\right) \left(\frac{k_B T}{8 \text{ keV}}\right)^{5/2} \left(\frac{v_c}{100 \text{ km s}^{-1}}\right)^2 \left(\frac{r_c}{5 \text{ pc}}\right)^2 \left(\frac{R_c}{100 \text{ pc}}\right)^{-2} \left(1 - 3 \frac{c_s^2}{v_A^2}\right)^2 \quad (3.43)$$

Cette puissance est représentée sur la figure 3.8. Lorsque le champ est de l'ordre de $B \approx 300 \mu\text{G}$, D s'annule et il n'y a aucune dissipation liée à la courbure des lignes de champ. Par contre, dès que le champ est plus fort ou plus faible, la situation est différente et la dissipation peu être efficace. Quand le champ est fort, disons $B \gtrsim 1 \text{ mG}$, la puissance tend asymptotiquement vers une constante qui dépend du rayon de courbure. Pour que la dissipation à fort champ magnétique puisse équilibrer les pertes radiatives, il faut que le rayon de courbure soit d'au plus une centaine de parsecs :

$$R_c \lesssim 90 \text{ pc} \quad (3.44)$$

ce qui semble cohérent avec les observations. De l'autre côté, à faible champ, le terme de vitesse parallèle domine dans D et la puissance dissipée croît comme B^{-2} . Avec une telle croissance, la valeur exacte du rayon de courbure n'a plus beaucoup d'influence sur la valeur critique du champ qui équilibre l'émission X, et pour toute courbure raisonnable, on trouve que pour des champs inférieurs à $200 \mu\text{G}$, la dissipation est plus importante que les pertes radiatives. A $100 \mu\text{G}$ et pour un rayon de courbure de 90 pc, on trouve par exemple que le chauffage visqueux est plus de 50 fois supérieur au refroidissement radiatif.

Bien sûr, dans la mesure où cette puissance dépasse celle emportée à la base par les ondes d'Alfvén, il paraît difficile de dissiper autant d'énergie. En fait, lorsque la dissipation devient aussi importante, la viscosité commence à influencer significativement la structure de l'aile d'Alfvén. Un traitement plus complet incorporant directement la viscosité aux équations de

base est alors nécessaire. Cependant, il est très probable que la puissance dissipée sature simplement à la valeur du flux de Poynting. Cette puissance est, rappelons le, de 2×10^{38} erg s^{-1} pour un champ de $100 \mu\text{G}$, soit un ordre de grandeur plus grand que les pertes radiatives, et donc largement suffisant pour expliquer le chauffage du plasma à 8 keV.

3.4.2 Les ailes magnétozonales lentes

Comme on l'a vu, la vitesse parallèle des ailes lentes est probablement du même ordre que la perturbation de vitesse parallèle des ailes d'Alfvén, mais opposée. Ce flux de masse est associé à un flux d'énergie interne qui domine les autres flux d'énergie. On trouve que le flux mis en jeu dans les ailes lentes de tous les nuages est :

$$F_S = 2. \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1} \left(\frac{N_c}{100} \right) \left(\frac{\rho}{2.10^{-25} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{3/2} \left(\frac{r_c}{5 \text{ pc}} \right)^2 \left(\frac{v_c}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{c_s}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{B}{1 \text{ mG}} \right)^{-1} \quad (3.45)$$

Puisque les ondes lentes sont compressibles, on pourrait s'attendre à ce que ce flux soit entièrement dissipé pour chauffer le plasma. Cependant, contrairement au flux de Poynting des ailes d'Alfvén, le flux lent ne correspond pas à un terme quadratique. Il est uniquement dû à une vitesse moyenne. Par définition, cette partie constante de la vitesse ne correspond pas à une onde propagatrice et la compression liée à cette partie constante de la vitesse parallèle est nulle. Il s'agit donc encore d'un flux qui ne peut a priori pas être dissipé. Heureusement, le flux total d'énergie contient aussi des contributions plus faibles de type Poynting qui peuvent être amorties. L'aile lente peut donc bien dissiper de l'énergie.

Finalement, en oubliant un moment ce flux d'énergie et en nous concentrant sur la compression des ailes lentes, on trouve d'après les relations de polarisation des ondes lentes (voir sous-section 3.3.3) que $D \sim m_A m_s v_c / r_c$. De même que précédemment, en intégrant sur une surface πr_c^2 autour des ailes lentes, un hauteur $2h$ et N_c nuages, on trouve que la puissance dissipée dans la région centrale par les ailes lentes des nuages moléculaires est :

$$Q_S = 3 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1} \left(\frac{N_c}{100} \right) \left(\frac{h}{70 \text{ pc}} \right) \left(\frac{\rho}{10^{-25} \text{ g cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T}{8 \text{ keV}} \right)^{5/2} \left(\frac{B}{.1 \text{ mG}} \right)^{-2} \left(\frac{v_c}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^6 \left(\frac{c_s}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-2} \quad (3.46)$$

Pour un champ de l'ordre de $100 \mu\text{G}$, cette puissance est un ordre de grandeur plus faible que l'émission X du centre Galactique. Pour pouvoir assurer le chauffage du plasma chaud par de la dissipation dans les ailes lentes, il faut donc des champs plus faibles ou des taux d'accrétion plus élevés.

3.4.3 La perturbation magnétozonale rapide

Nous avons montré que, si les propriétés du flot en trois dimensions ne sont pas trop différentes de celles à deux dimensions, on peut négliger, dans D , la contribution de la vitesse parallèle. Donc, de l'équation 3.30, on déduit facilement que :

$$D \approx m_a^2 \frac{v_c}{r_c} \quad (3.47)$$

au voisinage du nuage. Ici encore nous nous heurtons au problème de la propagation sphérique de ces modes rapides. Les perturbations diminuent probablement transversalement de la

même manière que pour un cas à deux dimensions et l'on peut probablement se contenter d'intégrer perpendiculairement sur une surface perpendiculaire de πr_c^2 . En revanche, il n'est pas évident de déterminer sur quelle hauteur cette dissipation peut être effective. Les relations de polarisation d'ondes planes semblent indiquer que $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$, ce qui entraînerait une dissipation sur une grande hauteur devant la taille du nuage, un peu comme pour les ailes. Cependant, il semble peu probable que la géométrie sphérique soit rompue. Finalement, de manière conservatrice, on trouve une valeur minimale en estimant que le profil de perturbation rapide décroît de la même façon parallèlement et perpendiculairement, c'est-à-dire sur une échelle verticale comparable au diamètre du nuage. Dans ce cas :

$$Q_F = 2 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1} \left(\frac{N_c}{100} \right) \left(\frac{h}{5 \text{ pc}} \right) \left(\frac{T}{8 \text{ keV}} \right)^{5/2} \left(\frac{\rho}{2.10^{-25} \text{ g cm}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{v_c}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^6 \left(\frac{B}{.1 \text{ mG}} \right)^{-4} \quad (3.48)$$

Cette puissance est deux ordres de grandeur inférieure à la puissance émise par le plasma à 8 keV.

Il se peut que cette puissance soit sous-estimée. Comme nous l'avons déjà évoqué, la vitesse parallèle pourrait en effet être plus importante. Si par exemple, $\partial_{\parallel} v_{\parallel} \sim v_c/r_c$ au lieu de $m_A^2 v_c/r_c$, alors $D \sim v_c/r_c$. La dissipation pourrait alors être presque deux ordres de grandeur plus importante pour $B \sim 100 \mu\text{G}$ et davantage encore pour des champs plus forts. Cependant, il est peu probable que la dissipation dans la perturbation rapide puisse être aussi importante que dans les ailes d'Alfvén. Nous en resterons donc à cette estimation minimale avec laquelle la dissipation dans la perturbation rapide est négligeable devant la dissipation dans les ailes d'Alfvén et devant les pertes radiatives.

3.5 Discussion

La dissipation que nous venons de caractériser est finalement très différente d'une composante du sillage à l'autre. Elle dépend en outre beaucoup de l'intensité du champ magnétique, et aussi, parfois de manière très importante des propriétés des nuages moléculaires et de la phase chaude du centre Galactique. Nous discutons ici de l'impact de tous ces paramètres.

3.5.1 le champ magnétique

La structure et l'intensité du champ magnétique au centre Galactique sont des problèmes largement débattus, et il n'y a pas actuellement de consensus sur ce sujet (voir section 1.1.2).

Selon les estimations, l'intensité du champ magnétique varie entre quelques dizaines de microgauss à quelques milligauss. La figure 3.8 reprend les principaux résultats de la section précédente et présente comment, pour les différentes composantes du sillage, l'efficacité de la dissipation varie en fonction de l'intensité du champ magnétique. Quelle que soit l'intensité du champ magnétique, nous trouvons que les ailes d'Alfvén sont le lieu privilégié de la dissipation visqueuse. Dans ces ailes, parmi les deux mécanismes que nous avons étudiés plus en détails, la dissipation résultant de la courbure des lignes de champ est la plus efficace, quel que soit le régime magnétique. Selon l'intensité du champ, on peut distinguer trois domaines différents.

a) A fort champ magnétique ($B \gtrsim 1 \text{ mG}$), l'efficacité de la dissipation par la courbure des lignes de champ dépend du rayon de courbure. Pour des rayons inférieurs à 90 pc, elle est assez importante pour équilibrer les pertes radiatives et donc expliquer la température du plasma.

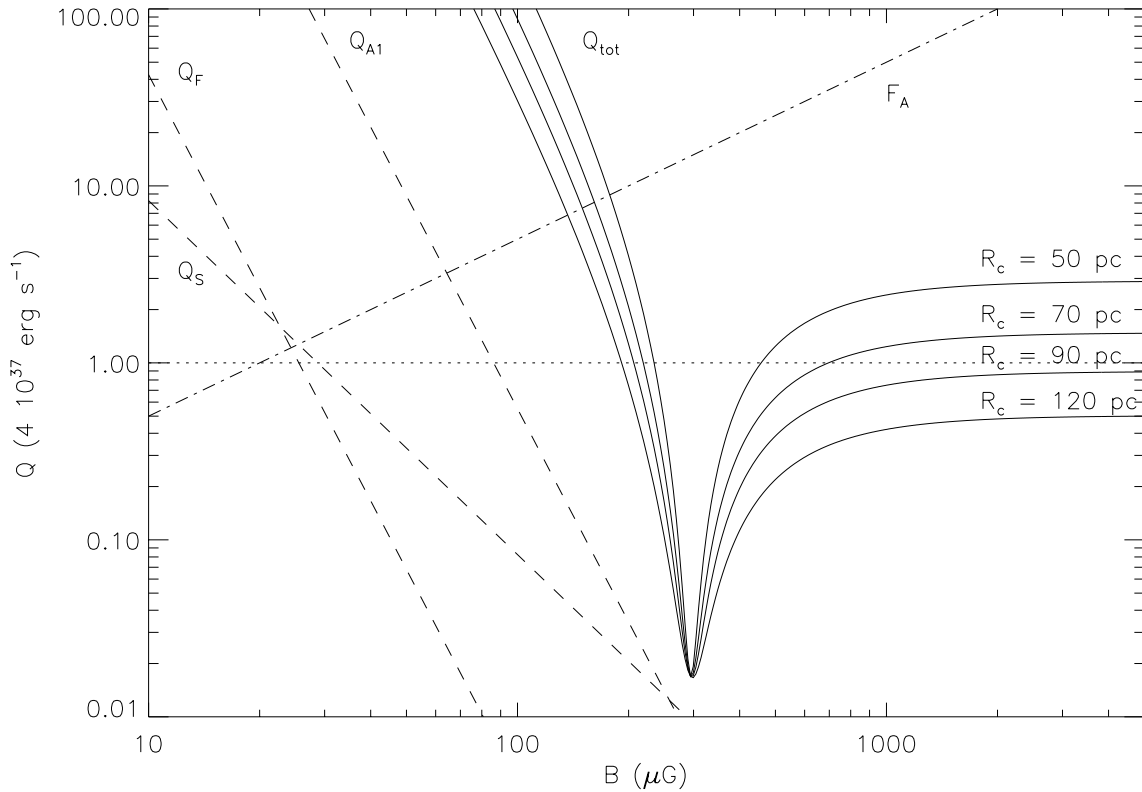


FIG. 3.8 – Dissipation visqueuse tous types de perturbations confondus en fonction de l'intensité du champ magnétique, pour différents rayons de courbure du champ magnétique. La puissance est normalisée à l'émission X de la région centrale. Quelle que soit la valeur du champ la dissipation est complètement dominée par celle résultant de la courbure, dans les ailes d'Alfvén, si bien que $Q_{tot} \approx Q_{A2}$. Bien qu'elles soient négligeables et perdent en précision en dessous de $100 \mu\text{G}$, les contributions Q_S , Q_F et Q_{A1} sont aussi représentées, correspondant respectivement à la dissipation dans les ailes lentes, dans la perturbation rapide et à la dissipation non-linéaire dans les ailes d'Alfvén. Le flux F_A d'énergie emporté dans les ailes d'Alfvén est aussi dessiné.

b) Pour des champs intermédiaires ($300 \mu\text{G} \lesssim B \lesssim 500 \mu\text{G}$) la dissipation reste trop faible avec les paramètres choisis.

c) Pour des champs faibles ($B \lesssim 200 \mu\text{G}$), la dissipation due à la courbure des lignes de champ est bien plus importante que les pertes radiatives, quel que soit le rayon de courbure.

On voit que si des champs forts peuvent dissiper suffisamment d'énergie selon le rayon de courbure des lignes de champ, l'idée d'un chauffage par viscosité semble favoriser les champs faibles. Dans cette limite, toutes les contributions des différentes composantes du sillage augmentent, parfois de manière très forte. Dans la perturbation rapide ou l'aile d'Alfvén non-linéaire par exemple, la dissipation croît en B^{-4} ! Cependant, il faut noter que pour des champs inférieurs à $100 \mu\text{G}$ certaines remarques faites dans ce chapitre deviennent éronées. Ainsi, pour simplifier la caractérisation des ailes lentes et de la perturbation rapide, nous avons fait l'hypothèse d'un fort champ magnétique ($\beta < 1$). Lorsque le champ passe sous sa valeur d'équipartition, la propagation des ondes lentes le long des lignes de champ magnétique devient moins guidée. De même, les ondes rapides ne se propagent plus de manière isotrope. Pour de champs sub-équipartition ($B > 100 \mu\text{G}$), nos conclusions sur la dissipation dans les

ailles lentes et la perturbation rapide perdent donc de leur pertinence. Cependant, comme nous l'avons vu, la dissipation s'effectue préférentiellement dans les ailes d'Alfvén pour l'analyse desquelles nous n'avons fait aucune hypothèse sur la valeur du champ. D'autre part, avec des champs faibles, il deviendrait plus difficile de justifier une structure verticale, organisée à grande échelle du champ magnétique. Celui-ci serait plus vraisemblablement turbulent, ce qui changerait pas mal les choses.

Tous ces résultats reposent en effet sur l'hypothèse d'un champ magnétique vertical et homogène dans toute la région centrale. C'est du moins celle qui nous semble à l'heure actuelle la plus cohérente avec les diverses observations (voir section 1.1.2). Si elle ne s'avère pas exacte, alors peu des considérations présentées ici peuvent être maintenues. Aucune aile ne peut par exemple se former et s'étendre à grande échelle en dehors du disque. Dans une telle situation, l'action de la viscosité serait extrêmement différente et il est difficile de se faire une idée sans mener une étude adaptée. Cependant, si le champ n'est pas ordonné à grande échelle, il est probable que la viscosité puisse malgré tout jouer un rôle, freiner les nuages, et chauffer le plasma environnant. En effet, nous avons vu que la plus grande partie de l'énergie prise au nuage partait la forme d'ondes d'Alfvén. Cette énergie est ensuite dissipée avec plus ou moins de succès par la viscosité, et lorsque la dissipation n'est pas efficace, cette énergie quitte la région centrale sans pouvoir chauffer le milieu. Dans un milieu plus turbulent où les lignes de champ restent emmêlées dans le disque, les perturbations de type Alfvén suivent les lignes de champ et donc restent dans le disque. Elles ne s'échappent donc pas de la région centrale. La turbulence du milieu doit alors générer des modes compressibles, qui par nature doivent donc être soumis à la viscosité de compression. Si le freinage sur le nuage est le même qu'en champ droit, alors, il est donc possible que la dissipation locale soit même plus efficace qu'en champ droit.

3.5.2 Les propriétés statistiques des nuages

Jusqu'à présent, nous avons surtout discuté de l'influence du champ magnétique sur la dissipation, en considérant les autres paramètres du problème comme connus. Cependant, plusieurs de ces paramètres sont aujourd'hui assez mal contraints observationnellement et nécessitent d'être également discutés. Comme il a été présenté à la section 1.1.1, les propriétés des nuages sont déterminées par des surveys du centre Galactique en radio. Si on commence à pouvoir se faire une idée de leur nombre, masse, taille etc, la complexité de la structure du gaz moléculaire dans cette région est telle que ces paramètres ne sont pas tous encore bien contraints. Plusieurs d'entre eux pourraient en fait rendre la dissipation plus importante, notamment dans le régime de champ magnétique intermédiaire, où ceux utilisés jusqu'à maintenant montrent que la dissipation n'est pas assez efficace.

Comme nous avons vu, le nombre de nuages est relativement bien contraint. Nous avons supposé que 100 nuages se déplaçaient dans la région centrale. D'après les surveys, ce nombre pourrait aller jusqu'à 150 environs, ce qui ne changerait pas l'ordre de grandeur des résultats.

Nous avons de plus supposé que les nuages étaient parfaitement sphériques, ce qui n'est évidemment pas le cas pour les nuages du centre Galactique. Or, dans le cas hydrodynamique d'un objet se déplaçant dans un fluide, la puissance dissipée dépend du C_X de l'objet en question, lui-même directement relié à la forme de l'objet en question. Dans ce cas, la forme peut jouer un rôle majeur. Nous avons pu constater dans le cas du cylindre infini décrit à la section 3.2.3, qu'en prenant des sections plus complexes qu'un simple cercle, la perturbation rapide pouvait dissiper une puissance plus importante. Pour des sections de type multipôle, l'intégration numérique montre qu'elle peut être augmentée d'un facteur allant jusqu'à 5. Il n'est pas évident que cette augmentation puisse toucher les composantes lentes et Alfvénique avec la même efficacité, mais on peut penser que malgré tout, la forme des nuages puisse avoir

une influence notable sur l'efficacité de la dissipation. Dans le cas des nuages du centre Galactique, les formes beaucoup plus complexes, très étirées et cisillées et la structure presque fractale de la composante moléculaire produisent certainement des compressions locales plus importantes et favorisent donc la dissipation. De ce point de vue, les estimations d'énergies de la section précédente 3.4 ne sont que des valeurs minimales, et il est possible que la dissipation réelle puisse être légèrement plus importante. Il serait cependant surprenant que la dissipation puisse être un ordre de grandeur plus forte.

Nous avons pris comme vitesse typique des nuages une vitesse de 100 km s^{-1} . La vitesse qui nous intéresse ici est la vitesse relative des nuages, par rapport au plasma chaud et au champ magnétique qui les baignent. Si les nuages avaient une rotation solide ou képlérienne, on pourrait imaginer le gaz chaud tourner avec eux et n'engendrer aucune dissipation. Cependant, où que soient les courants qui engendrent le champ magnétique, il paraît difficilement concevable qu'ils puissent imposer un profil de rotation rigoureusement identique à celui des nuages. D'autre part, comme nous l'avons dit, les nuages ont une distribution en vitesse beaucoup plus complexe qu'une simple rotation circulaire. Le gaz chaud réagit moins aux variations du potentiel gravitationnel et possède donc a priori une dynamique plus homogène et différente de celle des nuages. La dispersion de vitesse des nuages (50 km s^{-1}) donne en particulier une estimation minimale de la vitesse. On s'attend finalement à ce que la vitesse relative des nuages par rapport à la phase chaude soit une fraction significative de leur vitesse maximale le long de la ligne de visée : entre 50 et 220 km s^{-1} . $v_c = 100 \text{ km s}^{-1}$ semble donc une bonne estimation de la vitesse moyenne que peuvent avoir ces nuages. Cependant, la dispersion autour de cette valeur est grande pourrait avoir une grande influence sur les estimations d'énergie dissipée. Dans plusieurs cas en effet, le taux de dissipation dépend de la vitesse à la sixième puissance ! Une variation d'un facteur 2 dans la vitesse moyenne peut donc changer de presque deux ordres de grandeur le résultat. Cette dispersion favorise en fait probablement la dissipation. En effet, l'énergie dissipée en moyenne par tous les nuages n'est pas simplement le produit des moyennes de la vitesse ou de la taille. Il faudrait en pratique intégrer sur la distribution en vitesse et cette intégration favoriserait les nuages les plus rapides. En termes simples, la dispersion de vitesse étant grande, la moyenne des vitesses à la puissance 6 : $\langle v_c^6 \rangle$ est bien supérieure à la puissance 6 de la moyenne des vitesses : $\langle v_c \rangle^6$ que nous avons utilisée. Prendre la vitesse moyenne pour nos estimations mène donc encore une fois à sous-estimer l'efficacité du chauffage.

3.5.3 Accrétion intermittente

Un dernier point sur lequel il peut être intéressant de revenir est le fait que nous avons estimé tous ces paramètres tels que nous les observons actuellement. Le temps de refroidissement étant très long (10^8 ans), il se pourrait que ces mêmes paramètres aient été différents dans un passé plus récent et aient permis une efficacité plus grande.

En particulier, notre Galaxie possède certainement un caractère actif par intermittence, de même que de nombreuses autres galaxies ; et l'accrétion de matière depuis l'anneau moléculaire à 180 pc jusqu'à l'objet central suit probablement le même comportement. Certaines observations comme l'abondance anormale d'aluminium Al^{26} semblent confirmer cette idée et indiquer qu'un événement catastrophique s'est produit il y a environ 2×10^7 ans. Un modèle a également été proposé où une instabilité magnétique à la frontière du tore moléculaire est responsable de violents moments d'accrétions (Chandran 2001). Le nombre et la vitesse des nuages lors d'un tel (de tels) événement(s) sont certainement beaucoup plus élevés que ceux observés aujourd'hui, provoquant une dissipation visqueuse et un chauffage beaucoup plus important.

3.5.4 Validité de l'approche fluide

Toute l'étude qui vient d'être présentée ici n'est valide que dans les limites de la MHD. En particulier, lorsque le régime devient non-collisionnel, il ne tient a priori plus. La viscosité repose sur les collisions entre particules. Lorsque celles-ci se font trop rares, la viscosité doit donc disparaître. Nous nous intéressons dans cette partie au régime de collisions au centre Galactique : y a-t-il assez de collisions pour valider l'approche fluide et assurer une viscosité aussi importante que celle que nous avons utilisée jusque là ?

Le temps de collision dans un plasma d'hélium¹ de température $k_B T = 8 \text{ keV}$ et de densité $n = .014 \text{ cm}^{-3}$ est :

$$\tau_{\text{He-He}} = 46 \times 10^3 \text{ ans} \quad (3.49)$$

Quel que soit le mode considéré, l'échelle de temps typique est le temps de passage du fluide autour du nuage. Avec les paramètres discutés précédemment, on trouve un temps de l'ordre de :

$$\tau_c = 48 \times 10^3 \text{ ans} \quad (3.50)$$

On voit que ces deux échelles de temps sont comparables. Le flot est donc exactement à la frontière entre le régime collisionnel et le régime non-collisionnel. Tant que l'on ne franchit pas cette frontière, on peut encore considérer que nos calculs sont valables, cependant dans un milieu plus chaud, il n'y aurait pas assez de collisions pour assurer une viscosité efficace. Dans le régime fluide, la viscosité dynamique croît avec la température (equation 3.6), mais le temps de collision croît également avec la température (equation A.17). Lorsque la température augmente, la viscosité commence donc par augmenter, jusqu'à ce que le temps de collision soit du même ordre de grandeur que l'échelle de temps du problème, puis elle chute lorsque le régime devient trop peu collisionnel.

On constate donc que les paramètres du centre Galactique, tels qu'ils sont déduits des observations, possèdent les valeurs optimales pour assurer une efficacité maximale de la dissipation visqueuse. On peut naturellement penser à un mécanisme de régulation. La viscosité pourrait dissiper l'énergie cinétique des nuages et chauffer le milieu, jusqu'à une température telle que le milieu deviendrait non-collisionnel et l'efficacité du chauffage chuterait. La température saturerait alors à une certaine valeur qui permettrait un chauffage optimal. La viscosité augmentant comme $T^{5/2}$ dans le régime fluide, la température pourrait contrôler l'efficacité avec une grande précision et 8 keV serait cette température de saturation. Ce mécanisme de régulation découle naturellement du processus de chauffage et pourrait expliquer avec simplicité l'homogénéité de la température observée dans toute la Région Centrale.

3.6 Dynamique et accrétion des nuages

Les mécanismes que nous venons de décrire jouent probablement un rôle important sur la dynamique des nuages, indépendamment du confinement et du chauffage de la phase chaude. En évacuant leur énergie gravitationnelle, soit par dissipation visqueuse, soit par flux d'énergie dans les ailes d'Alfvén, ils freinent nécessairement les nuages et modifient donc leur lente accrétion vers l'objet central. De fait, prendre leur énergie aux nuages les fait accréter. Que l'énergie prélevée puisse finalement être dissipée de manière suffisamment efficace pour chauffer le gaz ou non, l'interaction des nuages avec les champs électromagnétiques pourrait contribuer significativement à l'accrétion des nuages moléculaires du centre Galactique.

¹Dans un plasma d'hydrogène de même température et de densité numérique $n = .1 \text{ cm}^{-3}$, il serait trois fois plus long : $\tau_{\text{H-H}} = 130 \times 10^3 \text{ ans}$.

3.6.1 Accrétion dans la ZMC

Dans la région plus externe, au-delà du tore moléculaire, le gaz HI spirale assez rapidement vers le centre. Cette accrétion est la conséquence de la barre de notre Galaxie : cette dernière est un choc qui dissipe l'énergie du gaz qui la traverse. Le gaz perdant de l'énergie, il passe lentement d'une orbite à l'autre et ainsi s'accrète lentement. Le gaz s'accumule ensuite dans la zone de transition entre les orbites X_1 et X_2 . L'accrétion du gaz à l'intérieur de la Zone Moléculaire Centrale est beaucoup plus lente. Cependant, la matière dans le tore moléculaire n'est pas stable : elle ne peut en pratique pas y rester plus d'une période orbitale ($\sim 10^7$ ans). Finalement, un taux d'accrétion de $0.1 - 1 M_\odot \text{an}^{-1}$ est imposé à cette frontière extérieure (Morris & Serabyn 1996). Etant donnée la masse moléculaire contenue dans la ZMC, ce taux d'accrétion implique une vitesse de $0.2-2 \text{ km s}^{-1}$.

Différents mécanismes peuvent contribuer à cette accrétion dans la ZMC (Morris & Serabyn 1996). On peut en citer deux. Tout d'abord, le gaz orbite plus rapidement que la barre stellaire, il doit donc perdre du moment angulaire par cette interaction. Ensuite, les nuages subissent une friction dynamique de la part des étoiles du bulge (Stark *et al.* 1991) qui peuvent faire tomber les plus gros en $\sim 10^8$ ans.

Ces mécanismes peuvent être efficaces et faire accrêter le gaz en des temps raisonnables. Il peut être intéressant de comparer les effets que nous venons de mettre en évidence à ces mécanismes.

3.6.2 Rôle des ailes d'Alfvén

Du point de vue de l'extraction d'énergie, nous avons vu que le mécanisme le plus efficace était l'émission d'ondes d'Alfvén. Ce flux d'énergie est souvent supérieur à l'énergie qui peut être dissipée par viscosité. Cette interaction avec le champ électromagnétique a déjà permis d'expliquer le freinage inattendu du satellite Echo I (Drell *et al.* 1965) dans la magnétosphère terrestre, et c'est ce qui a lancé l'étude du mouvement des satellites naturels ou artificiels dans des magnétosphères de planètes.

Les nuages, lorsqu'ils sont freinés acquièrent une vitesse radiale v_r qui vérifie :

$$P = v_r M_c \frac{v_\theta^2}{R} \quad (3.51)$$

où P est la puissance perdue par les ondes d'Alfvén, M_c est la masse typique d'un nuage moléculaire, v_θ est la vitesse orbitale des nuages à la distance R du centre Galactique. On trouve donc une vitesse typique de l'ordre de :

$$v_r = 1. \text{ km s}^{-1} \left(\frac{P}{10^{37} \text{ erg s}^{-1}} \right) \left(\frac{R}{150 \text{ pc}} \right) \left(\frac{M_c}{5. \cdot 10^4 M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{v_\theta}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-2} \quad (3.52)$$

On trouve donc une vitesse d'accrétion comparable avec celle prévue au niveau du tore moléculaire. La perte d'énergie par émission d'ondes d'Alfvén contribue donc de manière significative à l'accrétion des nuages. Le temps typique d'accrétion depuis 150 pc est :

$$t_{150} = 1.4 \times 10^8 \text{ ans} \left(\frac{P}{10^{37} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{M_c}{5. \cdot 10^4 M_\odot} \right) \left(\frac{v_\theta}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \quad (3.53)$$

En remplaçant P par son expression 3.27, on s'aperçoit que ce temps est le même temps que celui trouvé par Morris (1996b) et seules diffèrent légèrement les valeurs typiques utilisées. Cependant, lui l'avait attribué à une force de viscosité magnétique. Or, nous avons montré que les forces de viscosité étaient bien plus faibles et que ce temps d'accrétion était lié à l'émission d'ondes d'Alfvén.

Les microquasars

–

**Le pompage magnétique :
un mécanisme de chauffage cinétique
pour la couronne**

CHAPITRE 4

Binaires X et microquasars

Sommaire

4.1 Les objets compacts, coeur des binaires X	69
4.1.1 Premières observations	69
4.1.2 Les objets compacts	70
4.1.3 Le compagnon et le disque d'accrétion	70
4.2 Une grande variété d'objets	71
4.2.1 La masse du compagnon	73
4.2.2 La nature de l'objet compact	73
4.2.3 La présence d'un jet	74

Dans ce chapitre, j'introduis rapidement binaires X et microquasars, objets principaux sur lesquels porte ce travail de thèse. Je présente en outre les problématiques très importantes de l'accrétion et de l'éjection de matière, communes non seulement aux binaires X, mais aussi à d'autres classes d'objets comme les étoiles jeunes et les noyaux actifs de galaxies.

4.1 Les objets compacts, coeur des binaires X

Les binaires X, telles qu'on les définit aujourd'hui, sont des systèmes composés de trois éléments constitutifs : un objet compact de type trou noir ou étoile à neutrons, une étoile compagnon standard et un disque d'accrétion orbitant autour de l'objet compact. Si cette définition semble aujourd'hui très simple, il a fallu des années pour arriver à identifier ces systèmes comme une catégorie d'objets à part entière, et une grande partie des mécanismes qui les caractérisent reste encore un mystère à l'heure actuelle.

4.1.1 Premières observations

La découverte des premières binaires X est intimement associée à la naissance de l'astronomie X. La première observation du ciel en X mène en effet directement à la découverte d'une source galactique particulière : Sco-X1 (Giacconi *et al.* 1962) qui s'avérera plus tard être une binaire X. A partir de cette date, d'autres sources semblables sont découvertes dans et au-delà de la Galaxie si bien que ces objets apparaissent finalement comme assez courants. A l'époque, les binaires X sont identifiées comme de fortes sources en X dont on ignore l'origine, mais rapidement, on réalise que, malgré les modestes estimations de masse (au plus quelques dizaines de masses solaires), leurs propriétés sont extraordinaires par rapport aux autres objets galactiques que l'on connaît à cette époque.

Leur première particularité est la nature de leur émission lumineuse : ces sources émettent la plus grande part de leur rayonnement dans le domaine de rayons X, contrairement aux étoiles classiques qui émettent surtout en lumière visible. C'est la raison pour laquelle il a fallu attendre l'avènement de l'astronomie X pour les découvrir. Les mécanismes nécessaires à la production d'un tel rayonnement sont en général bien plus énergétiques que ceux responsables des émissions à plus basse fréquence. Ensuite, ces sources possèdent une luminosité exceptionnelle : chacune d'elles émet typiquement comme 10 000 soleils ($L \sim 10^{37} \text{ erg s}^{-1} = 10^4 L_{\odot}$)¹. Enfin, ces nouvelles sources sont caractérisées par une variabilité très marquée et très rapide. Les variations d'intensité se font souvent sur des échelles aussi courtes que quelques millisecondes, signe que les sources sont des objets de petite taille, bien plus petites que la taille typique d'une étoile.

4.1.2 Les objets compacts

Toutes ces informations pointent en fait de concert pour désigner les *objets compacts* comme responsables de cette émission hors du commun. Par définition, ces objets sont des astres extrêmement denses, si denses même, que dans leur voisinage, le temps, l'espace et le comportement global de la matière ne peuvent plus être décrits par la physique habituelle, dite newtonienne. Cette dernière cède alors la place à la physique relativiste. Les objets compacts sont donc le lieu idéal pour appréhender, tester et comprendre la relativité générale.

Les objets compacts de taille stellaire sont de manière générique le stade ultime de la vie des étoiles standard. Selon leur masse initiale et leurs conditions d'évolution, ces dernières peuvent former trois types d'objets compacts : des naines blanches, des étoiles à neutrons ou des trous noirs. Pour caractériser un objet compact, on définit souvent le *paramètre de relativité* ou de *compacité* :

$$\Xi = \frac{GM}{Rc^2} \quad (4.1)$$

où M et R sont respectivement la masse et le rayon de l'objet compact, c est la vitesse de la lumière et G la constante de gravitation. Ce paramètre Ξ représente l'énergie gravitationnelle de l'objet ramenée à son énergie de masse. Plus l'objet est massif et de petite taille, plus Ξ est grand et plus l'objet est dit *compact*. La compacité des trois types d'objets compacts est donnée dans le tableau 4.1. Des trois, les naines blanches sont les moins denses et les trous noirs sont les objets les plus compacts que l'on connaisse.

Astre	compacité Ξ
Terre	10^{-10}
Soleil	10^{-6}
Naine blanche	$10^{-3} - 10^{-4}$
Etoile à neutrons	0.2
Trou noir ^a	1

TAB. 4.1 – Valeurs du paramètre de relativité pour quelques objets. ^a Le rayon d'un trou noir est une notion plus délicate, et par convention, on prend $\Xi = 1$.

4.1.3 Le compagnon et le disque d'accrétion

En 1967, la contrepartie optique d'une source X, Cyg-X1, est identifiée pour la première fois et montre que la lumière visible de cette source provient d'une étoile standard (Giacconi

¹ $1 L_{\odot} = 3.83 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$.

et al. 1967). D'autres observations montrent par la suite que c'est le cas pour la plupart de ces sources galactiques. C'est alors la preuve que ces sources d'intense émission X correspondent à des systèmes binaires, c'est-à-dire à des couples d'astres orbitant l'un autour de l'autre : un objet compact et une étoile de la séquence principale. L'observation des étoiles compagnons est importante car elle permet en certaines occasions la détermination des paramètres orbitaux du couple, en particulier la masse de l'objet compact. Cyg X-1 est ainsi le premier trou noir de l'histoire de l'astronomie à être observé avec une masse confirmée supérieure à $10 M_{\odot}$.

Comme nous le verrons un peu plus loin, le seul processus capable de libérer l'énergie colossale qu'on observe est l'accrétion de matière sur un objet compact. L'image s'est donc imposée assez rapidement d'un objet compact entouré d'une mince disque d'accrétion spiralant autour de lui et responsable de l'émission. La figure 4.1 montre une représentation à l'échelle de quelques binaires X très observées, avec leur disque d'accrétion et leur compagnon.

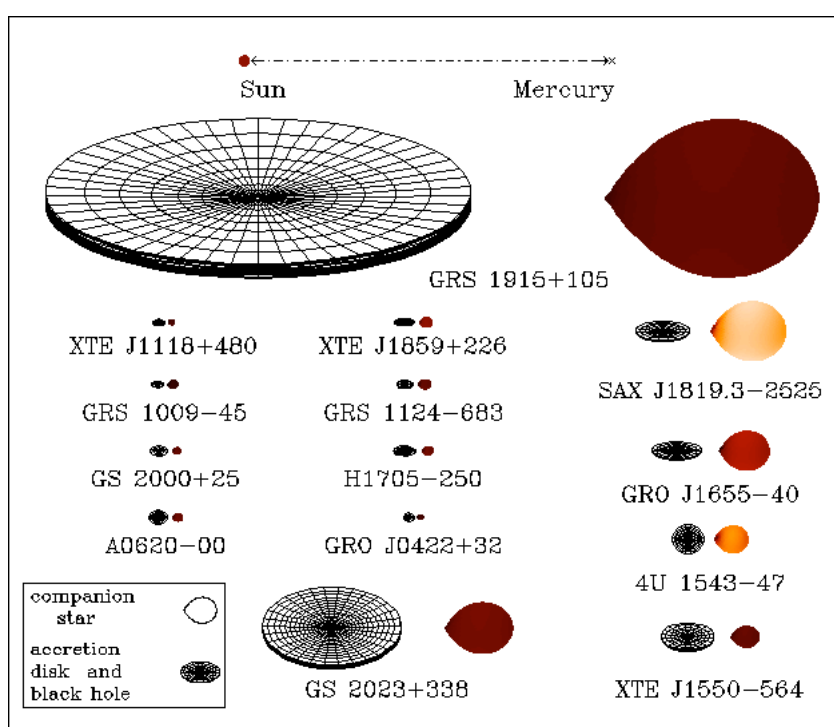


FIG. 4.1 – *Echelle typique de quelques binaires X, dont le célèbre microquasar GRS1915+105. Le code de couleur représente la température de l'étoile (url : <http://mintaka.sdsu.edu/faculty/orosz/web/>).*

Indirectement, le compagnon s'avère alors être un acteur indispensable des binaires X. C'est en effet lui qui fournit la matière servant à alimenter le disque d'accrétion. C'est la raison pour laquelle il est souvent appelé donneur. Certes le compagnon ne participe que de manière négligeable au rayonnement X, mais c'est probablement lui qui régule l'accrétion et donc l'émission lumineuse.

4.2 Une grande variété d'objets

On connaît aujourd'hui environ 300 binaires X dans la Galaxie (catalogue de Liu *et al.* 2000, 2001). Il pourrait cependant en exister bien davantage. Les systèmes binaires classiques ne sont en effet pas rares dans la Galaxie, mais regroupent la majorité des étoiles. On estime

que plus de 60% des étoiles de la Galaxie vivent en couple ou à plusieurs (Duquennoy & Mayor 1991), soit plus que la moyenne des français! Lorsque l'une des deux étoiles d'un couple stellaire meurt pour former un objet compact, elle peut, si cette ultime explosion ne détruit pas le système, donner naissance à un système composé d'un objet compact et d'une étoile de la séquence principale. Une partie des systèmes ainsi formés regroupe les conditions nécessaires de masse, de séparation... pour qu'une partie de la matière de l'étoile compagne puisse alimenter un disque d'accrétion autour de l'objet compact, formant donc une binaire X. Au bilan, on peut estimer que plus de 1000 binaires X peuplent notre Galaxie² (Grimm *et al.* 2002).

Il faut bien réaliser la difficulté d'établir des modèles précis de binaires X : ces objets sont trop loin et trop petits pour être résolus. Ni le disque d'accrétion, ni l'étoile compagne ne peuvent pour l'instant être résolus. Du point de vue observationnel, une binaire X apparaît donc comme un simple point sur une plaque photographique ou une image CCD. Cependant, trois types d'observations ont permis de mieux comprendre la physique de ces objets : leur courbe de lumière, leur spectre (voir figure 4.2) et parfois, l'observation d'éjections catastrophiques à grande échelle (voir figure 4.3). Les binaires X n'étant pas résolues dans

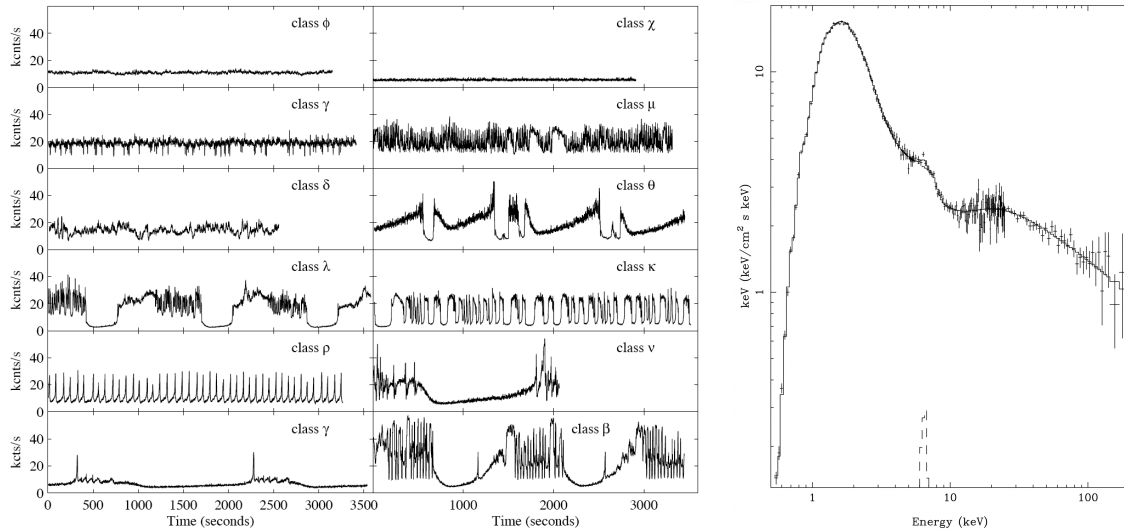


FIG. 4.2 – Deux types d'observations que l'on a des binaires X : des courbes de lumière (ici GRS1915+105, Fender & Belloni 2004) et des spectres en X (ici Cyg X-1, Frontera *et al.* 2001).

les observations, les courbes de lumière et les spectres contiennent l'information provenant à la fois de l'objet compact lui-même (lorsque celui-ci n'est pas un trou noir), du disque d'accrétion et de l'étoile compagne. Heureusement, la lumière du compagne est souvent identifiable avec une bonne certitude. L'étoile est responsable de variations temporelles de l'ordre de sa période orbitale qui peut être estimée indépendamment alors que l'ensemble disque+accréteur génère des variations extrêmement complexes allant de quelques millisecondes à plusieurs années. D'autre part, l'étoile compagne émet préférentiellement dans le visible et l'ultraviolet alors que le disque d'accrétion émet principalement en X, entre 0.1 keV et quelques centaines de keV (10^9 K). Il est donc en général assez facile de séparer dans un spectre ou une courbe de lumière les deux composantes d'une binaire.

Avec le temps et l'accumulation de données, ces observations ont finalement permis de

²Si on suppose que les propriétés de la distribution en luminosité de binaire X ne subit pas de fort changement au-delà de la limite détectable.

mieux comprendre et de caractériser ces objets. La classe des binaires X regroupe en fait une grande variété d'objets différents que l'on classe selon quelques critères de base.

4.2.1 La masse du compagnon

Les binaires X sont d'abord classifiées en deux sous-classes, caractéristiques de la masse du donneur. En fonction de cette masse, on distingue les binaires X dites de faible et de forte masse, respectivement LMXB pour *Low Mass X-ray Binary* et HMXB pour *High Mass X-ray Binary*.

Les LMXB correspondent à des étoiles compagnons de faible masse : $M \lesssim 2-3 M_{\odot}$ ³. Ces dernières sont généralement assez âgées, de type F à K. Du fait de leur faible masse, leur période de rotation autour de l'objet compact est rapide, ce qui génère une variabilité de l'ordre de quelques heures à quelques jours. Dans cette classe d'objets, le donneur remplit son lobe de Roche et cède par ce biais de la matière à l'accréteur. Cette matière conserve une grande partie de son moment angulaire et forme donc un disque mince et assez grand. On dénombre aujourd'hui environ 160 LMXB parmi les binaires X observées.

Les HMXB correspondent à des binaires X dont le donneur est une étoile très massive : $M > 10 M_{\odot}$. L'étoile compagnon est plutôt jeune et de type O ou B. La période orbitale est plus longue que pour les LMXB, typiquement quelques dizaines de jours. Pour ces étoiles massives, la matière accrétante n'est pas cédée par le lobe de Roche, mais est perdue par le donneur sous la forme d'un fort vent. Une partie de ce vent est capturée par l'objet compact et peut éventuellement former un petit disque d'accrétion dans les régions les plus proches de l'objet compact (Smith *et al.* 2002). A ce jour, environ 130 HMXB ont été identifiées.

On verra par la suite que mon travail de thèse porte en partie sur les propriétés des disques d'accrétion, et en ce sens concerne davantage les LMXB où le disque d'accrétion, bien marqué, s'étend loin de l'objet central.

4.2.2 La nature de l'objet compact

Les binaires X sont également classifiées en fonction de la nature de l'objet compact. Celui-ci peut être une étoile à neutrons ou un trou noir. Selon cette nature, les caractéristiques de l'accrétion sont bien sûr différentes.

Lorsque l'objet compact est une étoile à neutrons, la matière accrétée peut tomber et s'accumuler à sa surface. Ce choc génère en particulier une intense émission qui peut participer au spectre total et violemment illuminer le disque d'accrétion. Beaucoup d'étoiles à neutrons émettent également un faisceau extrêmement collimaté (quelques degrés d'ouverture) qui précède autour de l'axe de rotation de l'étoile. La période de ces *pulsars* (1 ms - 10 s) est extrêmement stable et permet une excellente détermination de certains paramètres du couple de la binaire.

Les trous noirs restent beaucoup plus secrets. La matière et l'énergie qu'ils accrètent peuvent franchir l'horizon puis tomber vers la singularité sans aucune émission. L'absence de pulsation rend la détermination des paramètres physiques des binaires à trou noir beaucoup plus difficile. En outre, si les effets relativistes peuvent être négligés en bonne approximation pour l'accrétion sur une étoile à neutrons, ils deviennent primordiaux pour l'accrétion sur un trou noir. La présence en particulier d'une dernière orbite stable modifie de manière significative les propriétés du flot dans le voisinage immédiat du trou noir. Paradoxalement, les binaires à trou noir sont celles qui excitent le plus la curiosité des observateurs comme des théoriciens.

³ $1 M_{\odot} = 2 \times 10^{33}$ g

Les naines blanches sont également des objets compacts. Cependant, étant bien moins denses que les deux autres types d'objets compacts, les phénomènes qu'elles mettent en jeu sont moins énergétiques. Bien que la structure générale d'une binaire abritant une naine blanche soit très comparable à celle des systèmes abritant un trou noir ou une étoile à neutrons (en particulier la présence d'un disque d'accrétion), les échelles caractéristiques sont assez différentes. L'émission, par exemple, se fait principalement dans le domaine des UV et non des X. Ces objets sont finalement souvent considérés comme une classe d'objets à part : les *Variables Cataclysmiques*, distinctes des binaires X. Certaines propriétés des binaires X que je présente dans cette thèse s'appliquent bien sûr aux variables cataclysmiques, mais pour simplifier, nous nous restreindrons aux binaires X.

4.2.3 La présence d'un jet

Une autre particularité remarquable de certaines binaires X est la présence d'un jet de matière, souvent relativiste, aligné avec l'axe de rotation du disque. Lorsqu'un tel jet est observé, on qualifie la binaire X correspondante de *microquasar*. Il existe deux types de jets. Une binaire X peut éjecter des bulles de gaz lors d'éjections cataclysmiques. Mais elle peut également émettre un jet compact et continu beaucoup plus persistant. Quelle que soit la nature de l'éjection, la masse éjectée émet principalement par rayonnement synchrotron et est donc observée en radio.

Ejections catastrophiques

En quelques rares occasions de violentes éjections peuvent propulser de grandes quantités de matière hors du système, de la masse d'une montagne à celle de la lune à chaque événement Mirabel & Rodriguez (1994). Ces éjections parcourent de grandes distances avant de se refroidir et de ne plus émettre, si bien que contrairement au disque d'accrétion proprement dit, on peut observer directement ces éjections. Un exemple d'observation est présenté sur la figure 4.3.

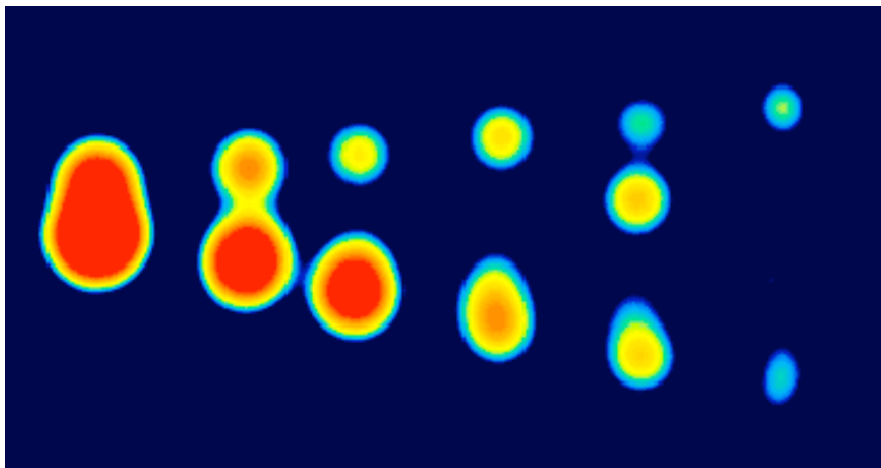


FIG. 4.3 – Observation d'une éjection cataclysmique de matière de GRS1915+105 en 1994. Cette image est la superposition de 6 observations prises à des instants différents. Les observations s'étalent sur un peu plus d'un mois pendant lequel la matière a parcouru plus de 10000 ua à une vitesse apparente de l'ordre de 10^6 km s^{-1} (Mirabel & Rodriguez 1994).

Jets compacts

Les jets compacts de microquasars se font sur des distances beaucoup plus faibles, si bien qu'il est très difficile de les observer directement. Quelques observations récentes ont certes permis de résoudre de tels jets (Dhawan *et al.* 2000, Fuchs *et al.* 2003), mais de manière très marginale (voir figure 5.4 du chapitre suivant). Il existe en revanche des preuves indirectes de leur existence, principalement basées sur l'expérience acquise avec d'autres objets : les Noyaux Actifs de Galaxie (voir chapitre suivant, § 5.3). La première identification de ce type de jet remonte aux observations radio de la binaire SS433 et à la première identification d'un rayonnement de type synchrotron pour une binaire X (Spencer 1979). Le premier jet relativiste est observé plus tard, dans la source : GRS 1915+105 (Mirabel & Rodriguez 1994).

Avec la définition des microquasars donnée plus haut, plus de 40 binaires X sont des microquasars, soit environ 15% des binaires répertoriées. Parmi ces microquasars, 8 sont des HMXB et 35 sont des LMXB. Il est cependant probable que les limitations observationnelles ne permettent pas d'identifier les jets de nombreux autres microquasars. Ceux-ci pourraient donc être bien plus nombreux que ceux que l'on observe actuellement. Fender & Belloni (2004) estiment que plus de 70% des binaires pourraient posséder un jet. Il est donc probable qu'il faille considérer la présence d'un jet comme une caractéristique courante dans les binaires X.

Parfois, la nature relativiste du jet est jugée nécessaire à la dénomination de microquasar. Dans ce cas, seuls 16 microquasars ont été identifiés comme tels à ce jour.

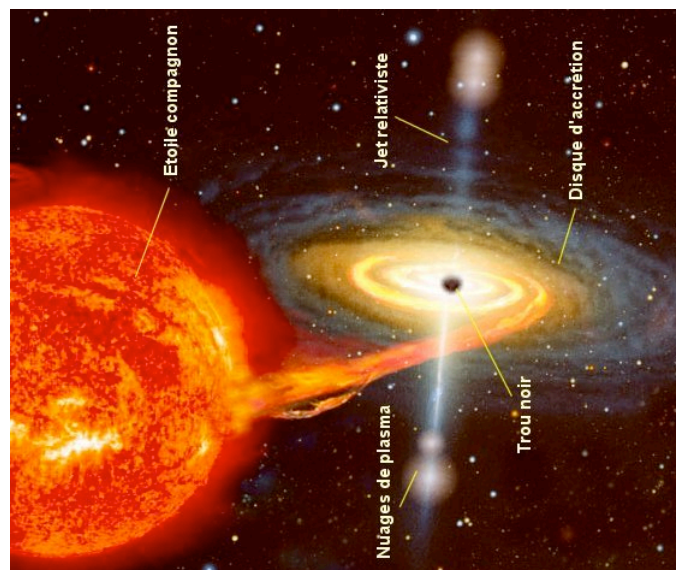


FIG. 4.4 – *Un microquasar : le gaz de l'étoile compagne remplit le lobe de Roche de ce dernier et spirale lentement vers l'objet compact central, formant un disque d'accrétion. Cette accrétion génère un jet de matière relativiste le long de l'axe perpendiculaire au disque et une intense émission X.*

La figure 4.4 représente une vue d'artiste d'un microquasar regroupant l'ensemble des caractéristiques qui le définissent :

- Un objet compact (trou noir ou étoile à neutrons).
- Un étoile compagne de faible masse nourrissant l'objet compact par son lobe de Roche.
- Un disque d'accrétion
- un jet

CHAPITRE 5

Accrétion, éjection et champ magnétique

Sommaire

5.1	Lien entre accrétion et éjection	77
5.2	L'accrétion	78
5.2.1	L'accrétion, moteur de l'émission	78
5.2.2	Luminosité d'Eddington	79
5.2.3	L'évacuation du moment cinétique	79
5.2.4	Le modèle standard de disque- α	80
5.3	Ejection	85
5.3.1	Observations et propriétés	85
5.3.2	Modèles hydrodynamiques	87
5.3.3	Modèles magnétohydrodynamiques	88
5.4	Champ magnétique	89
5.4.1	Structure	89
5.4.2	Origine	90
5.4.3	Le problème de l'advection du champ	91

Comme nous venons de la voir dans le chapitre introductif, l'accrétion et l'éjection semblent être des caractéristiques inhérentes des binaires X. Ces deux phénomènes sont cependant bien plus généraux et se manifestent dans nombre d'autres objets astrophysiques : noyaux actifs de galaxies (NAG), étoiles jeunes, et même probablement sursauts gamma. Les échelles de masses, de distance, de luminosité dans ces différents objets s'échelonnent sur plusieurs ordres de grandeur. Néanmoins, la géométrie et les lois qui les relient sont identiques pour tous ces objets. Dans tous ces cas, les observations montrent que accrétion et éjection sont étroitement liées et que le champ magnétique joue probablement un rôle crucial. Dans ce chapitre, je présente les mécanismes de base mis en jeu dans l'accrétion et l'éjection, puis pourquoi la présence d'un champ magnétique semble indispensable à la compréhension globale de ces objets.

5.1 Lien entre accrétion et éjection

L'existence d'éjections dans des objets que l'on sait être soumis à une forte accrétion n'est probablement pas un hasard ; au contraire, de nombreuses observations semblent indiquer

que dans tous les objets précédemment cités, l'accrétion et l'éjection soient liées par des mécanismes fondamentaux.

Par exemple, si pour les étoiles jeunes on peut imaginer qu'une partie de la matière éjectée puisse provenir de l'étoile en formation, il est bien évident que les jets provenant de NAG ou de microquasars abritant un trou noir ne peuvent être constitués de la matière du trou noir central. La matière éjectée vient donc nécessairement du disque d'accrétion. De par l'apparente universalité de ces phénomènes, il est donc très tentant de supposer que dans tous les objets, les jets se forment effectivement à partir du disque.

De nombreuses observations semblent de plus aller dans ce sens. Que ce soit dans les étoiles jeunes (YSO Cabrit *et al.* 1990, Hartigan *et al.* 1995), les NAG (Serjeant *et al.* 1998, Marscher *et al.* 2002) ou les microquasars (Mirabel *et al.* 1998, Fender *et al.* 1999, Fender & Belloni 2004) de fortes corrélations sont en effet observées entre l'émission X (et visible) caractéristique du disque et l'émission radio ou infrarouge caractéristique des jets. Il semble en particulier que l'apparition et la puissance des jets soient directement liée au taux d'accrétion déduit des observations : plus le taux d'accrétion est élevé, plus le jet est marqué. Le jeu des causes/conséquences est assez intuitif dans ce sens : il paraît légitime que la source de matière (le jet) puisse gouverner le jet. Cependant, il est également probable que l'existence d'un jet puisse notablement influencer les caractéristiques de l'accrétion, ce qui est moins évident. Mais nous reviendrons sur ce point un peu plus tard.

5.2 L'accrétion

5.2.1 L'accrétion, moteur de l'émission

Les objets compacts n'émettent en eux-même que peu de lumière. Les trous noirs en particulier sont connus pour n'émettre aucune radiation lumineuse mesurable. La luminosité très intense des binaires X nécessite donc une autre source. Comme nous allons le voir, le seul moyen que l'on connaisse actuellement pour libérer suffisamment d'énergie est l'accrétion de matière. Ce mécanisme possède la propriété de devenir extrêmement efficace lorsque l'objet central est compact.

Considérons tout d'abord une particule de masse m , au repos, à l'infini, dans un champ de gravité créé par une masse centrale M . Alors, par définition, elle possède une énergie gravitationnelle et cinétique nulle. Lorsqu'elle tombe dans le puits de potentiel, elle perd de l'énergie gravitationnelle et gagne de l'énergie cinétique. Un gaz se comporte globalement de la même manière que cette particule individuelle. Lorsqu'une masse de gaz s'accrète, elle perd de l'énergie potentielle et gagne de l'énergie cinétique. Du point de vue de l'accréteur, si une masse \dot{m} s'accrète par seconde depuis l'infini jusqu'à une distance R du centre de masse, alors la variation temporelle de l'énergie gravitationnelle du système global est la suivante :

$$\partial_t \Phi = \frac{GM\dot{m}}{R} \quad (5.1)$$

Selon les différents processus physiques à l'oeuvre, toute ou partie de cette énergie peut ensuite être convertie en énergie lumineuse. La perte d'énergie potentielle du gaz correspond donc à la luminosité maximale du disque d'accrétion. On peut réécrire cette luminosité en fonction du paramètre de relativité de la masse centrale (Frank *et al.* 2002) :

$$L_{\text{acc}} = \Xi \dot{m} c^2 \quad (5.2)$$

On voit bien sûr que plus le taux d'accrétion est important, plus la luminosité d'accrétion est grande. Mais on voit également que plus l'objet central est compact, plus la conversion de l'énergie gravitationnelle est efficace. Pour les naines blanches et les étoiles à neutrons, le

tableau 4.1 donne les valeurs typiques de Ξ . La situation pour l'accrétion sur un trou noir est un peu différente. On sait en effet qu'une partie de l'énergie cinétique acquise par le gaz peut tomber sur le trou noir sans être libérée sous aucune autre forme. Pour ces astres particuliers, on définit donc une *efficacité d'accrétion* différente η telle que $L_{\text{acc}} = \eta \dot{m} c^2$. L'efficacité d'accrétion d'un trou noir statique (de Schwarzschild) est de $\eta \approx 5.7\%$ et celle d'un trou noir en rotation (Kerr 1963) est de $\eta \approx 42\%$ (Shapiro & Teukolsky 1983, § 14.5).

En comparaison, l'accrétion sur des objets non compacts est totalement inefficace (voir table 4.1). En particulier, l'accrétion sur la Terre est extrêmement faible. C'est pourtant une source d'énergie que l'on connaît bien : lorsque de l'eau chute de la hauteur d'un barrage dans une usine hydro-électrique, elle "s'accrète" sur Terre. Notre planète n'étant pas compacte, cette énergie peut suffire à éclairer nos maisons, mais certainement pas à briller comme une binaire X. De même, les rares autres moyens que l'on connaît pour produire de l'énergie, à savoir les réactions chimiques et nucléaires, sont très peu efficaces : l'efficacité de la combustion d'hydrocarbures est toujours inférieure à 5×10^{-10} et celle de la fission nucléaire de l'ordre de 0.7%. Ces valeurs font donc de l'accrétion sur un trou noir ou une étoile à neutrons le mécanisme le plus efficace que l'on connaisse pour libérer de l'énergie.

5.2.2 Luminosité d'Eddington

La luminosité d'un disque d'accrétion est directement proportionnelle au taux d'accrétion \dot{m} du gaz sur l'objet central. Ce taux dépend beaucoup des propriétés du disque, mais possède une limite supérieure qu'il ne peut en principe pas dépasser. Lorsque l'accrétion est importante, la luminosité peut en effet devenir telle que la pression de radiation qu'elle exerce sur le gaz en rotation peut devenir aussi importante que la force gravitationnelle. Dans ce cas, la gravitation due à l'objet compact n'est plus en mesure de drainer la matière sur ce dernier, si bien que l'accrétion et la luminosité saturent. On définit donc la *luminosité d'Eddington* comme la luminosité limite pour laquelle la force de pression radiative contrebalance exactement la force gravitationnelle :

$$L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1} \frac{M}{M_{\odot}} = 3.3 \times 10^4 L_{\odot} \frac{M}{M_{\odot}} \quad (5.3)$$

Cette limite est également souvent traduite en terme de taux d'accrétion maximal \dot{m}_{Edd} .

5.2.3 L'évacuation du moment cinétique

L'idée d'une lente accrétion où la matière spirale jusque tomber sur l'objet central semble finalement assez intuitive. Elle n'est cependant pas aussi triviale qu'elle ne paraît. Il reste en effet à trouver les mécanismes qui permettent cette accrétion. Cette question s'est posée très tôt lors de l'élaboration de modèles théoriques de disques d'accrétion et reste encore d'actualité aujourd'hui. En effet, même bien en deçà de la limite d'Eddington, la matière ne tombe pas d'elle-même sur l'objet central ; il faut l'y pousser. On sait par exemple que des particules individuelles dans un champ de pesanteur peuvent orbiter sur des ellipses sans jamais tomber sur la masse centrale, comme le fait en première approximation la Lune autour de la Terre. La gravitation à elle seule ne permet donc pas d'accréter de la matière ; il faut d'autres forces.

En réalité, il est plus simple d'appréhender la problématique de l'accrétion par le *moment cinétique* des particules ou du gaz :

$$L = r^2 \Omega \quad (5.4)$$

où r est la distance à l'objet compact et Ω est la fréquence de rotation locale du gaz ou des particules. Tant qu'une particule individuelle conserve son moment cinétique, elle suit des orbites

centrées sur l'objet central mais ne tombe pas sur le centre¹. Pour qu'elle tombe en moyenne sur la masse centrale, il faut qu'elle perde son moment cinétique. Il en va de même pour un gaz : la matière qui vient de franchir le lobe de Roche du compagnon possède un moment angulaire important qu'elle doit perdre pour s'accréter. Formulé en ces termes, le problème de l'accrétion est donc celui de *l'évacuation du moment cinétique*. Toutes les forces centrales –la gravité liée à un objet unique par exemple– conservent le moment cinétique. L'accrétion de matière résulte donc exclusivement de *moments*. Toute l'interprétation théorique de l'accrétion consiste finalement à comprendre l'origine physique de ces moments.

5.2.4 Le modèle standard de disque- α

La structure exacte d'un disque d'accrétion et la nature du flot dépendent de nombreux facteurs différents : la gravité liée à l'objet central bien sûr, mais aussi, le cas échéant l'auto-gravité, la pression thermique des particules, la pression de radiation, le transfert de chaleur, le champ magnétique, la photo-ionisation... Parmi les nombreuses classes de solutions que tous ces ingrédients peuvent définir selon leur importance relative, une a particulièrement été étudiée, celle des disques minces.

Le régime de disque mince

Dans cette gamme de solutions, on considère que la gravité liée à l'objet central est la force principale. Les autres forces ne sont considérées que comme de faibles perturbations. En l'absence de toute autre force que la gravité, la matière s'organise en un disque en équilibre centrifuge, infiniment fin, aux orbites circulaires et tournant à la vitesse képlérienne :

$$\Omega_K \propto r^{-3/2} \quad (5.5)$$

La pression est en particulier supposée faible devant la gravité. Elle n'influence pas l'équilibre radial, mais détermine au premier ordre de l'équilibre vertical une épaisseur h , faible devant le rayon caractéristique :

$$\frac{h}{r} \approx \frac{c_s}{r\Omega_K} \ll 1 \quad (5.6)$$

De même, les forces responsables de l'accrétion, quelles qu'elles soient, sont supposées faibles si bien que la vitesse d'accrétion est lente devant la vitesse de rotation :

$$v_r \ll r\Omega_K \quad (5.7)$$

Ces conditions définissent le régime de *disque mince*.

Accrétion par viscosité

Cette catégorie de solutions laisse entière la question de l'origine de l'accrétion. Pour répondre à cette question, un modèle particulier s'est très vite imposé comme modèle standard des disques d'accrétion : le modèle de *disque- α* développé par Shakura & Sunyaev (1973).

Dans ce modèle, on suppose que le moment qui s'exerce sur le gaz, lui fait perdre son moment cinétique et le fait accréter est dû à une force *visqueuse*. Si le disque est en rotation différentielle (non solide), alors, le cisaillement entre deux anneaux à des rayons voisins engendre un moment qui tend à faire tourner les deux anneaux à la même vitesse. La vitesse de l'anneau intérieure tend donc à être réduite, alors que celle de l'anneau extérieur tend à être augmentée. L'anneau intérieur cède donc du moment cinétique vers l'extérieur. Dans ce

¹Ces orbites peuvent être plus ou moins complexes selon le type de force et les conditions initiales

modèle, la viscosité est donc responsable d'un transfert radial de moment cinétique (nous verrons plus loin que certains mécanismes peuvent aussi l'évacuer verticalement).

Dans ce modèle, la viscosité est donc le processus physique qui permet l'accrétion de la matière. En outre, elle explique la conversion d'énergie potentielle en énergie radiative : la viscosité dissipe l'énergie. Elle chauffe donc le gaz, qui à son tour peut rayonner cette énergie. C'est le grand succès de ce modèle : il explique par le même mécanisme à la fois l'accrétion et l'émission lumineuse. Le disque étant supposé optiquement épais², le gaz rayonne localement un spectre de corps noir :

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(e^{h\nu/k_B T} - 1 \right)^{-1} \quad (5.8)$$

Plus le gaz est proche de l'objet central, plus il tourne vite, plus le cisaillement est fort, et plus la dissipation en résultant est forte. Pour un disque en rotation képlérienne, le flux d'énergie dissipée localement par la viscosité dépend du rayon comme : $F \propto r^{-3}$. Ce flux d'énergie chauffe le gaz à une température typique donnée par la loi de Stéphan : $F = \sigma T^4$. La température est donc d'autant plus élevée que le gaz est proche de l'objet central. Typiquement, il peut atteindre des températures de l'ordre de 1 keV à son voisinage.

L'émission totale, intégrée sur tout le disque est donc une somme de corps noirs à diverses températures (Shakura & Sunyaev 1973, Mitsuda *et al.* 1984, Makishima *et al.* 1986). Chaque température correspondant à une émission piquée sur une certaine couleur, on parle d'émission de **corps noir multi-couleur**. De manière très intéressante, elle ne dépend que des températures aux rayons interne et externe du disque :

$$F_\nu \propto \nu^{1/3} \int_{h\nu/k_b T_{in}}^{h\nu/k_b T_{ext}} x^{5/3} (e^{-x} - 1)^{-1} dx \quad (5.9)$$

L'amplitude de la viscosité en particulier n'apparaît pas autrement dans le spectre global. Un exemple de spectre de corps noir multi-température est donné sur la figure 5.1.

Ce modèle a eu un succès considérable car il permet d'expliquer avec une certaine précision bon nombre d'observations des binaires X. La figure 5.2 présente en exemple les spectres observés d'une dizaine de binaires X. On constate en effet que pour la plupart de ces spectres, la plus grande partie de l'énergie lumineuse provient d'une émission thermique de disque- α multi-couleurs.

Le modèle de disque- α ne peut bien sûr pas expliquer la totalité des observations accumulées sur toutes les sources jusqu'aujourd'hui. On peut par exemple remarquer que les spectres de la figure 5.2 ne peuvent être expliqués uniquement par ce spectre de corps noir, mais nécessitent l'adjonction d'une composante en loi de puissance (je reviendrais plus en détail sur ce point dans le chapitre suivant). De même, le modèle de Shakura & Sunyaev (1973) est stationnaire et ne peut donc pas reproduire la variabilité caractéristique des binaires X. Il constitue néanmoins un ordre zéro incontournable dans toute modélisation de disque.

Viscosité anormale

Le modèle de disque- α , alors même qu'il semble répondre à la question de l'origine de l'accrétion en évacuant par la viscosité le moment cinétique, soulève en même temps la question tout aussi fondamentale qui occupe encore les observateurs comme les théoriciens aujourd'hui : celle de *l'origine de la viscosité*.

²c'est-à-dire très opaque

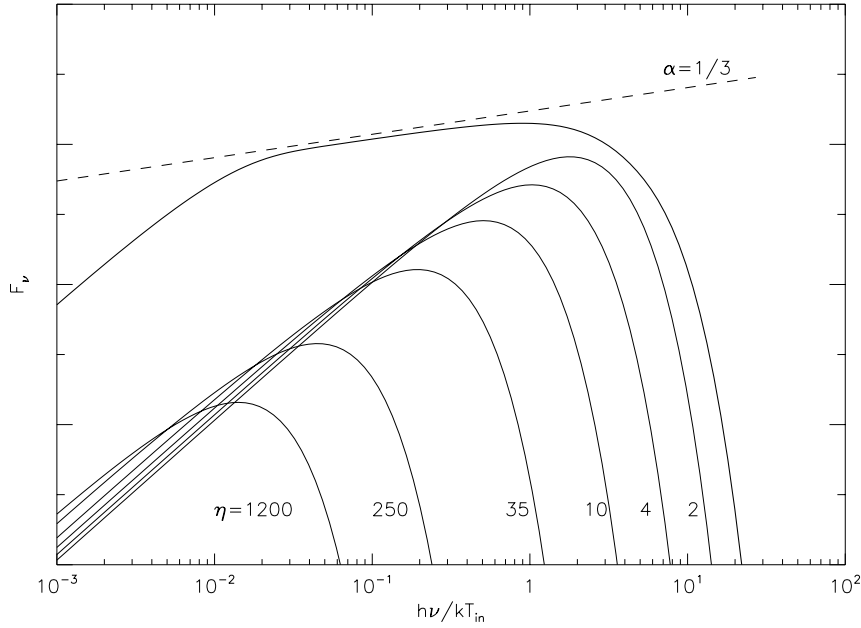


FIG. 5.1 – Spectre de corps noir multi-température. Pour cet exemple, le profil de rotation est supposé képlérien $\Omega_K \propto r^{-3/2}$, et le rapport des températures au bord externe et au bord interne est choisi égal à $T_{ext}/T_{in} = 5 \times 10^{-3}$. On distingue trois régimes : à haute et à basse énergie, le spectre est coupé respectivement par la température au bord interne et la température au bord externe du disque. Entre ces deux régimes, le spectre est droit avec une pente $\alpha = 1/3$. Les contributions de certains rayons sont également représentées pour différents rapports $\eta = r/r_{in} = (T/T_{in})^{-3/4}$, où r_{in} et T_{in} sont le rayon et la température au bord interne du disque.

La viscosité microscopique des gaz, qu'ils soient magnétisés ou non, est en effet des ordres de grandeur trop faible pour atteindre les taux d'accrétion nécessaires à reproduire les observations (Pringle 1981, Frank *et al.* 2002). Dans le modèle de Shakura & Sunyaev (1973), on suppose que des **coefficients de transport anormaux**, bien supérieurs aux coefficients microscopiques peuvent résulter de la turbulence dans les disques. On paramétrise donc l'amplitude de la viscosité par un coefficient α (d'où le nom du modèle). La prescription α stipule que la composante relevante du tenseur des contraintes, $\tau_{r\theta}$ est proportionnelle à la pression :

$$\tau_{r\theta} = \alpha P \quad \text{soit} \quad \nu \approx \alpha c_s H \quad (5.10)$$

où P est la pression du milieu, ν le coefficient de viscosité cinématique, c_s la vitesse du son et H l'épaisseur du disque. Pour reproduire les observations, il faut typiquement les valeurs suivantes pour ce paramètre :

$$\alpha = 0.01 - 0.1 \quad (5.11)$$

Actuellement, l'origine de cette viscosité anormale n'est toujours pas comprise avec certitude, même si de grandes avancées ont été menées dans ce sens. Pour générer de la turbulence à un niveau tel qu'elle crée des coefficients anormaux importants, il faut des instabilités fortes. Plusieurs instabilités ont été identifiées, mais peu sont à même d'engendrer des coefficients suffisamment forts. La plupart des instabilités hydrodynamiques linéaires sont fortement stabilisées par la rotation du disque. La piste la plus prometteuse provient aujourd'hui d'une instabilité MHD : **l'Instabilité Magnéto-Rotationnelle**, MRI en anglais (Velikhov 1959,

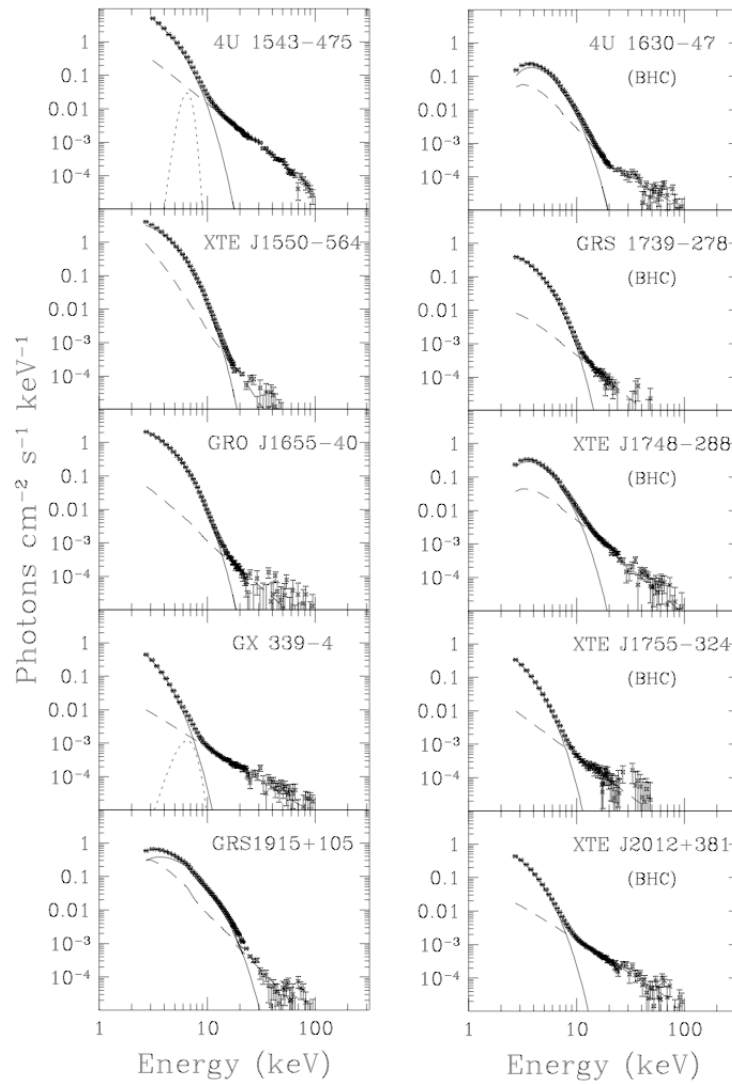


FIG. 5.2 – Exemple de spectres de 10 binaires X dans un état haut/mou. Les spectres sont décomposés en une composante thermique principale (traits pleins) et une loi de puissance (traits discontinus) (McClintock & Remillard 2003).

Chandrasekhar 1960, Balbus & Hawley 1991, 1998, Stone *et al.* 1996, Brandenburg *et al.* 1996).

Le principe de cette instabilité est le suivant (voir schéma 5.3). Considérons une ligne de champ magnétique verticale et traversant le disque par exemple. Déformons maintenant cette ligne dans la direction radiale. En l'absence de champ magnétique, la force radiale qui a généré la déformation doit conserver le moment cinétique³ $L = r^2\Omega$. Les éléments de fluide qui, suite à cette déformation, se retrouvent à plus grand rayon tournent donc trop lentement et ceux qui se trouvent à plus faible rayon trop rapidement par rapport à la vitesse de rotation locale d'équilibre. Tous vont donc revenir à leur position de départ⁴ : le disque est stable. En revanche, dans le cas MHD, la rigidité des lignes de champ influence le moment cinétique des particules lors de la déformation : en présence de champ magnétique, la déformation des lignes

³car c'est une force centrale

⁴La fréquence d'oscillation de ce mouvement est la fréquence épicyclique

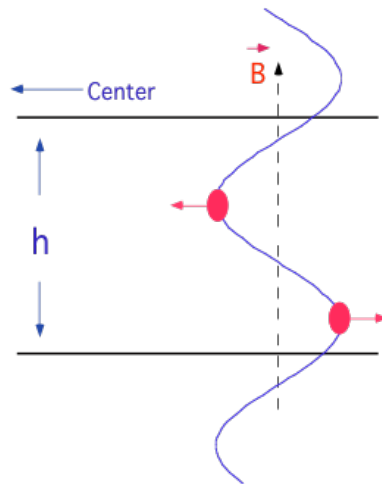


FIG. 5.3 – Vue schématique de la MRI : du fait de la rigidité des lignes de champ, un déplacement de matière dans la direction radiale conserve la vitesse de rotation et est donc instable.

de champ conserve non plus le moment cinétique, mais la vitesse de rotation. Cette dernière décroissant avec le rayon, les éléments de fluide qui se retrouvent à plus grand rayon tournent trop vite par rapport à la vitesse d'équilibre locale alors que les éléments se retrouvant à plus faible rayon tournent trop lentement. Tous donc vont continuer à s'écartier de leur position initiale : en présence d'un champ magnétique, le disque peut être instable. Cette instabilité ne se déclenche que lorsque le plasma est suffisamment peu magnétisé : $\beta \gtrsim 1$. Lorsque le champ magnétique est trop fort ($\beta < 1$), il domine la matière et la rigidité des lignes de champ empêche les éléments de fluide de trop s'écartier de leur position de départ. Un fort champ inhibe donc fortement la MRI.

Depuis son récent développement par Balbus & Hawley (1991), beaucoup d'articles ont été publiés sur ce sujet. De nombreuses simulations numériques ont en particulier confirmé les prédictions théoriques. Elles ont de plus montré que la turbulence qu'elle engendre peut effectivement induire un transport anormal de moment cinétique, mais qui ne peut être exactement représentée par une viscosité anormale (Balbus & Hawley 1998). Il a de plus été montré que la MRI pouvait amplifier un champ magnétique initial par effet dynamo jusqu'à saturer pour $\beta \gtrsim 1$.

Si les conditions nécessaires à son déclenchement sont réunies, ce mécanisme semble finalement un bon moyen d'induire l'accrétion ; et c'est le mécanisme le plus souvent invoqué dans la littérature. Il n'est cependant pas universel et d'autres mécanismes d'extraction du moment cinétique sont probablement à l'oeuvre au moins dans certaines sources ou en certains moments. Nous verrons plus loin qu'un champ magnétique à grande échelle par exemple peut permettre une évacuation efficace du moment cinétique et une accrétion significative (voir section 5.3.3). De même, des instabilités MHD du disque, autres que la MRI peuvent jouer ce rôle, en particulier des instabilités globales comme l'instabilité d'accrétion-éjection (voir aussi section 7).

Finalement, même s'il n'explique pas l'origine de la viscosité anormale avec certitude, le modèle "phénoménologique" de Shakura & Sunyaev (1973) constitue une base solide à partir de laquelle beaucoup de variantes ont été dérivées pour expliquer des observations différentes, incorporant notamment divers ingrédients plus complexes : un peu de relativité générale, un peu de transfert de rayonnement...

5.3 Ejection

Comme nous l'avons déjà dit, l'accrétion de matière sur des objets compacts semble intrinsèquement liée à des phénomènes d'éjection de matière. La modélisation des jets est beaucoup plus discutée que celle des disques et il existe de nombreux modèles différents (voir Livio (1999) pour une revue de ces différents modèles). La plupart ne fonctionnent bien que pour une catégorie particulière d'objets (étoiles jeunes, NAG, microquasars), mais l'universalité du phénomène semble pointer vers une explication commune.

5.3.1 Observations et propriétés

Dans cette partie de ma thèse, je m'intéresse principalement aux microquasars. Pour ces objets, quelques éjections catastrophiques comme celle de la figure 4.3 ont certes été observées, mais les observations de jets compacts sont beaucoup plus délicates. Une des meilleures observations de jet compact est présentée sur la figure 5.4. Ces observations permettent de

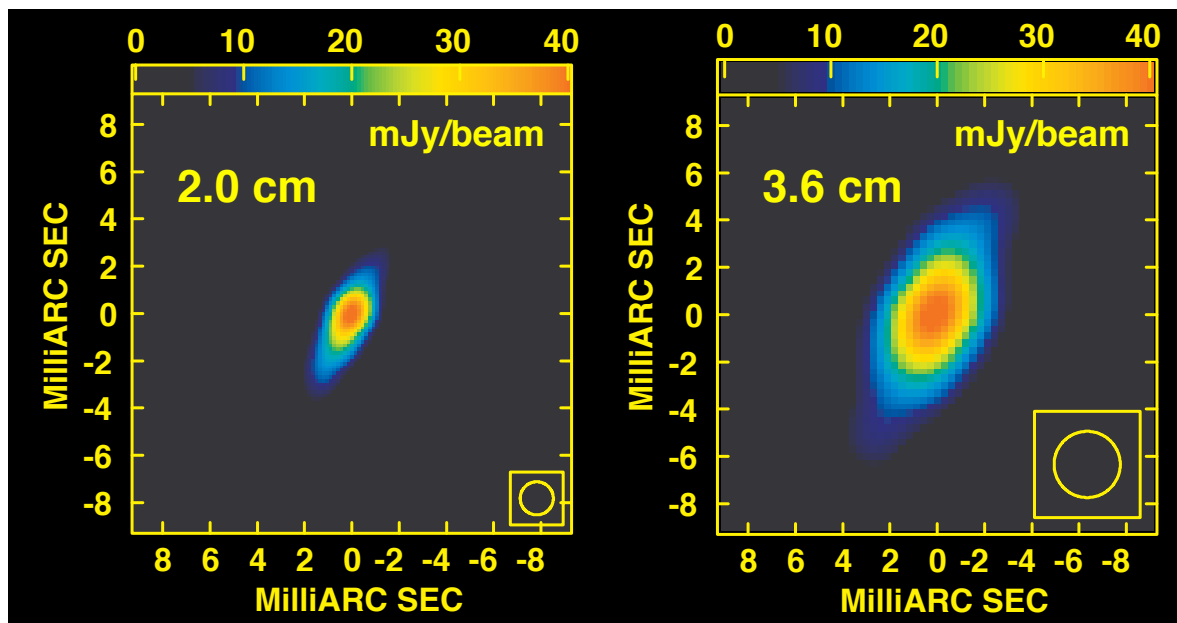


FIG. 5.4 – Observation du jet compact de *GRS1915+105* (Fuchs *et al.* 2003). L'extension fait une dizaine d'unité astronomiques.

contraindre dans une certaine mesure l'angle d'ouverture du jet par exemple (Dhawan *et al.* 2000, Fuchs *et al.* 2003), mais son extension dépasse de très peu la taille du *beam*. Heureusement, d'autres objets très similaires présentent des jets compacts qui eux sont observables avec une grande précision. A titre d'exemple, des jets d'étoiles jeunes et de quasars sont présentés respectivement sur les figures 5.5 et 5.6.

La compréhension des jets doit beaucoup aux études sur les noyaux actifs de galaxies. Les jets de Quasars ont en effet été découverts bien avant ceux des microquasars. Ces objets extrêmement lumineux ($L \sim 10^{41-47} \text{ erg s}^{-1}$, soit $L \sim 10^{8-14} L_{\odot}$) correspondent aux parties très internes de certaines galaxies dites actives dont le coeur abrite un trou noir supermassif de quelques $10^7 - 10^8 M_{\odot}$ ainsi qu'un disque d'accrétion. Dans ce sens, les microquasars n'en sont finalement que des modèles réduits, à l'échelle stellaire. C'est d'ailleurs ce qui a motivé leur dénomination (Mirabel *et al.* 1992).

Depuis les années soixante, on sait que ces noyaux actifs peuvent éjecter de la matière

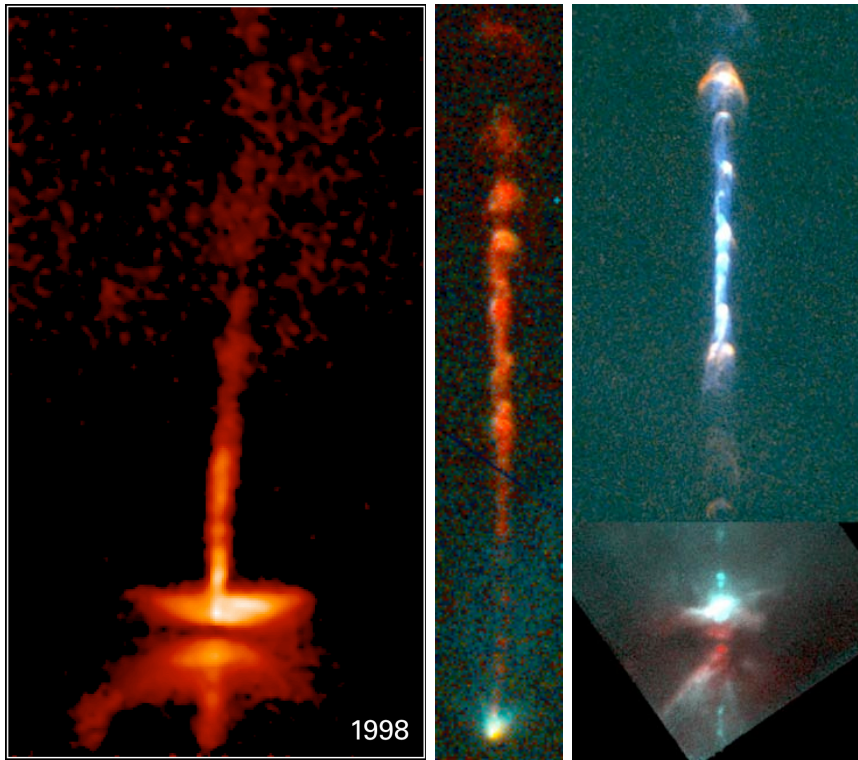


FIG. 5.5 – Jets d'étoiles jeunes : exemple de 3 objets Herbig-Haro. De gauche à droite : HH30, HH34 et HH111. La longueur typique des jets est de l'ordre de 0.1-1 pc. Les vitesses sont de l'ordre de $10-100 \text{ km s}^{-1}$. Plus de 200 objets stellaires avec jets ont été observés dans la galaxie (Wu et al. 1996). D'autres mesures indirectes par l'observation de raies montrent aussi des jets optiques allant jusqu'à des vitesses de $200-600 \text{ km s}^{-1}$.

dans l'axe perpendiculaire au disque. Encore une fois, ces éjections peuvent se faire sous deux formes : sous la forme de bulles discrètes de gaz (van der Laan 1966) ou sous la forme de jets continus (Blandford & Konigl 1979). Les deux types de jet émettent en radio par rayonnement synchrotron. Chaque portion de jet émet une loi de puissance avec une coupure caractéristique de la température locale. Plus une portion est éloignée de la source, plus la matière s'est refroidie du fait de l'expansion et plus la coupure est à basse fréquence. Au bilan, la somme de toutes les portions donne un spectre constant sur une grande gamme de longueurs d'onde. Les régions les plus internes émettent cependant avec une température finie, ce qui correspond à une coupure à plus haute énergie dans le spectre global. Ce type de spectre est observé dans les quasars, les étoiles jeunes, mais aussi dans les microquasars.

Parmi les nombreuses propriétés des jets d'étoiles jeunes et de noyaux actifs de galaxies, je voudrais en souligner deux très importantes qui imposent de grandes contraintes sur les modèles :

- La matière est fortement accélérée à la base des jets, souvent jusque des vitesses relativistes pour le cas des NAG.
- La matière éjectée est extrêmement bien collimatée, avec un angle d'ouverture typique de quelques degrés au maximum.

Les spectres et les corrélations spectrales des microquasars étant très semblables à ceux des NAG et des étoiles jeunes, on peut naturellement supposer que leurs jets possèdent les mêmes propriétés.

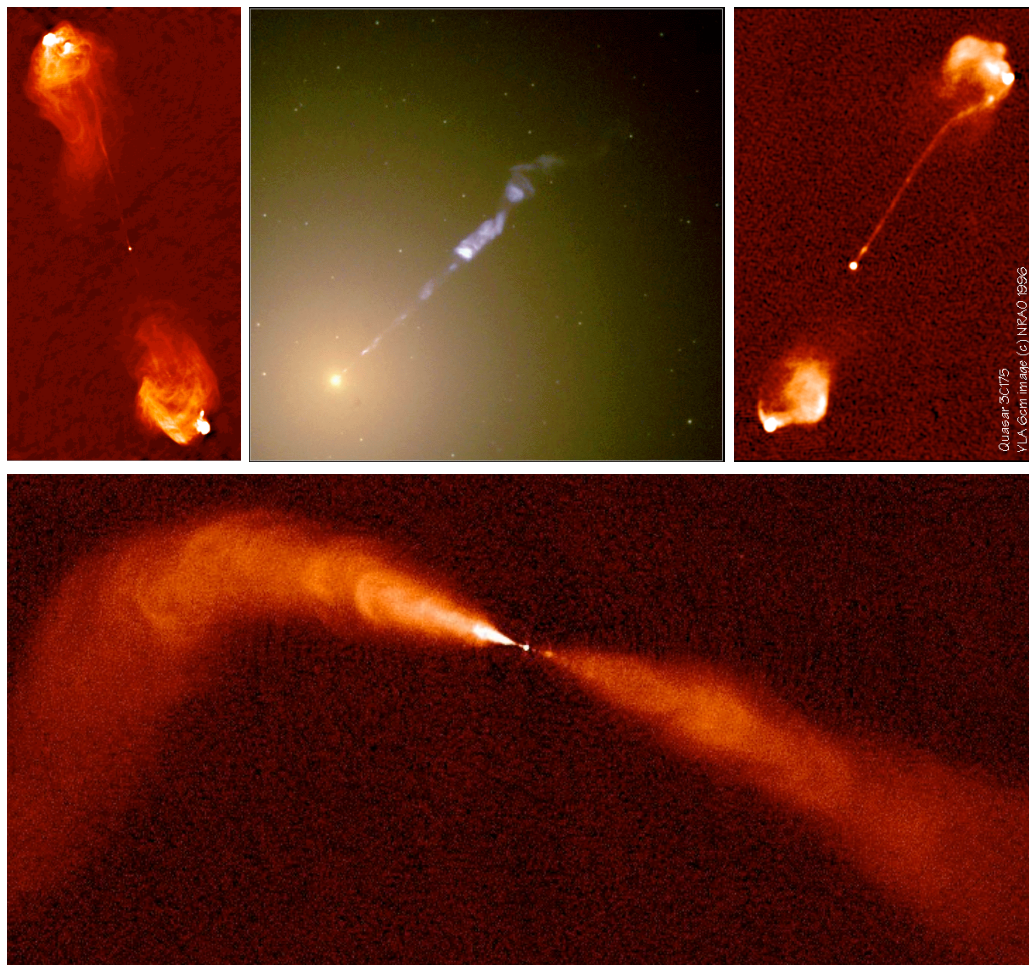


FIG. 5.6 – Jets de quelques quasars. Dans l'ordre de lecture : Cyg A, M87 et 3c175 et NGC383. Ces jets s'étendent typiquement sur plusieurs centaines de kpc à des vitesses souvent relativistes. On distingue 2 classes : les FRI où le jet est peu lumineux et régulier et les FRII où le jet est extrêmement bien collimaté et forme un choc terminal très lumineux.

5.3.2 Modèles hydrodynamiques

Les premiers modèles de jet étaient naturellement hydrodynamiques (Blandford & Rees 1974, pour les NAG), (Canto & Rodriguez 1980, Konigl 1982, pour les YSO).

Dans ces modèles, l'accélération résulte de deux mécanismes alternatifs : la pression de radiation (Abramowicz & Piran 1980) et l'effet Blandford & Znajek (1977), le dernier ne pouvant cependant rendre compte que des objets abritant un trou noir. Avec ces mécanismes, l'éjection de matière est initialement plutôt sphérique. La collimation est assurée plus loin, par la pression extérieure d'un tore de matière très proche de l'objet central ne laissant s'échapper la matière que le long de l'axe de rotation.

Néanmoins, si ces modèles peuvent expliquer des jets dans certaines configurations bien précises, elles sont de manière générale assez peu efficaces et sont de plus sujets à de fortes instabilités de type Kelvin-Helmoltz qui détruisent très rapidement la structure dense responsable de la collimation (Papaloizou & Pringle 1984, Zurek & Benz 1986, Begelman *et al.* 1987). Enfin, des observations directes de l'étoile jeune HH30 (figure 5.5) montrent clairement que le jet est collimaté très près du centre, ce qui semble exclure la possibilité d'un confinement par pression à une certaine distance du centre (Ray *et al.* 1996). Ces résultats

sont à mettre en parallèle avec les plus récentes observations de M87 qui montrent le même comportement pour un noyau actif de galaxie (Junor *et al.* 1999).

5.3.3 Modèles magnétohydrodynamiques

Aujourd'hui, la plupart des modèles de jet se basent sur les propriétés d'un champ magnétique à grande échelle. Comme nous allons le voir, les modèles MHD présentent l'énorme avantage de répondre efficacement et de manière très générale aux deux exigences que j'ai citées précédemment, quelle que soit la nature de la source, et surtout d'une manière auto-consistante, ne nécessitant aucune autre physique.

Modèles de jet

L'influence d'un champ magnétique sur la dynamique des jets est mentionnée dès les années 70 (Lovell 1976, Blandford 1976), mais les premiers modèles MHD aboutis datent des années 80, avec notamment l'article de référence par Blandford & Payne (1982). Dans cet article, les auteurs exhibent une solution stationnaire et auto-similaire de jet dans une géométrie bipolaire dominée par un champ magnétique à grande échelle, ancré dans un disque mince du type disque- α . Le jet lui-même est très peu dense, si bien qu'il est très magnétisé : $\beta \ll 1$. Ce modèle est qualifié de *magnétocentrifuge* car l'accélération résulte du mouvement de rotation des lignes de champ magnétique (voir section 8.2 pour plus de détails). Ces dernières étant en bonne approximation droites et inclinées près du disque, la matière obligée de se déplacer le long des lignes de champ subit donc la concurrence de la gravité et de la force centrifuge projetées sur les lignes de champ. Finalement, l'éjection de matière intervient dès que l'angle que font les lignes de champ avec la verticale fait plus de 30° . La collimation se fait ensuite naturellement par l'enroulement des lignes de champ autour de l'axe à une certaine distance de l'objet central. Cet enroulement n'est pas une hypothèse du problème, mais découle naturellement de l'éjection de matière. La rotation des lignes de champ exerce également un couple sur le disque. Elle est donc à l'origine d'une extraction du moment cinétique du disque. Contrairement à la viscosité, le champ magnétique transporte le moment cinétique verticalement, avec le jet. Ces résultats ont ensuite été généralisés à des solutions non auto-similaires (Pelletier & Pudritz 1992) et simulés numériquement (Ouyed & Pudritz 1997). Beaucoup d'autres travaux ont aussi été menés sur les jets magnétisés (Heyvaerts & Norman 1989, Contopoulos & Lovell 1994, Rosso & Pelletier 1994, Lery *et al.* 1999, pour n'en citer que quelques-uns).

Modèles d'accrétion-éjection

Tous ces modèles sont assez robustes. Ils assurent une bonne collimation et une accélération efficace des jets. Ils supposent cependant que les équations dans le disque sont résolues indépendamment. Ils prennent donc des solutions de disque connues comme conditions aux limites et supposent l'existence de matière au-dessus du disque. Il ne font donc pas le lien entre l'accrétion et l'éjection. En particulier, ils n'expliquent pas comment la matière qui s'accrète horizontalement vers l'objet compact peut être redirigée en une éjection verticale de matière. De même, ils ne prennent pas en compte l'influence du jet, et notamment le couple qu'exerce le champ magnétique sur l'accrétion de matière.

Or, plus que modéliser l'éjection isolée de matière, l'enjeu actuel des modèles de jet est de faire ce lien entre l'accrétion et l'éjection. Cette problématique commence à être traitée depuis une dizaine d'années. On peut notamment citer les modèles de MAES, pour *Magnetized Accretion-Ejection Structures* (Ferreira & Pelletier 1995, Ferreira 1997, 2003). Ces modèles gardent l'idée d'un champ magnétique dipolaire structuré à grande échelle et ancré dans le

disque. Ils considèrent en outre un disque mince très diffusif dans lequel la matière s'accrète vers l'objet central. Au contraire, le jet proprement dit est supposé suivre parfaitement les lois de la MHD idéale. Ces hypothèses permettent de trouver des solutions stationnaires où les interactions entre le disque d'accrétion et le jet magnétisé sont prises en compte de manière auto-consistante. Le principal résultat pour ce qui intéresse ici est que le champ magnétique doit être suffisamment fort ($\beta \lesssim 1$) pour rediriger la matière s'accrétant lentement vers l'objet central dans un jet vertical.

Finalement, les modèles MHD d'accrétion et d'éjection semblent actuellement les pistes les plus prometteuses. Leurs seules contraintes sont la nécessité d'un champ magnétique à grande échelle et la présence d'un disque d'accrétion. Ces ingrédients semblent inhérents à tous les systèmes, que ce soit pour les étoiles jeunes, les microquasars (Mirabel & Rodríguez 1999) ou les NAG (Serjeant *et al.* 1998, Cao & Jiang 1999, Jones *et al.* 2000).

5.4 Champ magnétique

5.4.1 Structure

Comme on vient de le voir, le rôle du champ magnétique a très vite été suspecté dans les mécanismes d'accrétion et d'éjection. Le champ peut intervenir de deux manières complètement opposées : sous la forme d'un champ turbulent ou au contraire sous celle d'un champ structuré à grande échelle. Les deux ont des implications totalement différentes sur la structure de l'accrétion et de l'éjection.

Champ turbulent

Le rayonnement synchrotron, qui trace la présence des jets dans les microquasars ou les NAG, est par nature le résultat du mouvement des électrons dans un champ magnétique. Il est donc en soi une preuve de l'existence d'un champ magnétique dans ces objets. Il ne nécessite cependant pas de champ structuré et se trouve au contraire souvent généré dans des sources turbulentes. De même, la turbulence MHD est la base même de la MRI, candidat favori pour l'explication de la viscosité anormale et donc pour justifier le modèle de disque- α .

Champ structuré

Les preuves d'un champ structuré sont plus délicates à obtenir. Cependant, nous venons de voir que les modèles magnétisés sont ceux qui expliquent au mieux et le plus simplement l'accrétion et l'éjection d'une manière cohérente. En outre, des mesures de polarisation dans les jets de NAG semblent indiquer qu'effectivement le champ est structuré à grande échelle (voir Perlman *et al.* 1999, pour l'étude des lobes de M87). Parmi les différentes topologies d'un champ à grande échelle, la topologie bipolaire semble être celle qui remplit au mieux les contraintes théoriques et observationnelles (Ferreira 1997). C'est cette géométrie que j'utilise dans la suite de mes travaux.

Un champ magnétique structuré à grande échelle peut, lui aussi, influencer dramatiquement la dynamique de la matière à proximité de l'objet central. Comme on l'a vu dans les modèles MHD de jet, il peut par exemple accélérer et collimater l'éjection de matière. En outre, il peut exercer un fort couple sur le disque lui-même. Il est donc une source additionnelle d'extraction de moment angulaire pour le disque. L'intensité de ce couple dépend de beaucoup de paramètres, et rien n'interdit qu'il soit aussi important ou plus important même que le couple exercé par la supposée viscosité anormale (Ferreira 2003).

5.4.2 Origine

Si la présence d'un champ magnétique ordonné semble finalement un ingrédient indispensable à la compréhension des mécanismes d'accrétion et d'éjection, la question se pose naturellement de son origine. En fait, on ne la connaît pas. Bien sûr, de grandes avancées ont été effectuées pour mieux contraindre les mécanismes possibles, mais rien à l'heure actuelle, ni observations ni simulations numériques, ne permet de déterminer avec certitude son origine. Deux mécanismes opposés semblent pouvoir être responsable d'un champ structuré à grande échelle : l'advection de champ magnétique et sa génération par effet dynamo.

Objet central

L'objet central peut posséder un flux magnétique et donc baigner le disque de son champ. Ce champ a peu de chance de pouvoir influencer la totalité du disque, mais pourrait jouer un rôle majeur dans les régions internes. En particulier, la présence d'une sorte de magnétosphère dans la région centrale pourrait fortement modifier l'accrétion et la structure du disque dans cette zone. Cependant, les topologies possibles sont extrêmement spéculatives et je ne m'intéresserai pas à cette possibilité.

Advection

En MHD idéale, on dit que le champ est gelé dans la matière. Cela signifie simplement qu'on peut considérer les lignes de champ comme des fils ou des élastiques qui sont emportés et déformés avec la matière. Dans le cas des disques d'accrétion, s'il existe un champ de départ, même faible, celui-ci doit être lentement advecté avec la matière vers l'objet central. Ce faisant, il se concentre au centre et son intensité croît avec le temps. Pour le cas des étoiles jeunes, un tel champ de départ pourrait être le champ magnétique local du milieu interstellaire. Dans le cas des microquasars, il pourrait provenir de l'étoile compagnon qui, de même qu'elle cède sa matière à l'objet compact pourrait perdre son flux magnétique. Pour les NAG, le champ moyen observé actuellement pourrait provenir de la concentration d'un champ primordial. Quel que soit le cas, la valeur du champ actuel reste très incertaine. Elle dépend bien sûr des champs primordiaux ou (du compagnon pour les binaires X) que nous ne connaissons pas, mais également des propriétés du gaz qui peuvent notablement s'écarter de celles de la MHD idéale. En particulier, il se peut que le gaz possède une diffusivité magnétique non négligeable. Dans ce cas, les lignes de champ peuvent diffuser dans la matière et donc ne pas être parfaitement entraînées par celle-ci. Le gaz des disques d'accrétion pourrait donc avoir été advecté dans les régions centrales en emportant seulement une fraction du flux magnétique initial. La valeur de cette diffusivité est complètement inconnue, en particulier car, comme nous l'avons déjà mentionné, la valeur des coefficients de transport devient très mal connue en présence d'un milieu turbulent.

Effet dynamo

L'autre possibilité est celle d'une génération in situ de champ magnétique par effet dynamo. La manière exacte dont la dynamo fonctionne reste encore un grand mystère, se basant sur les propriétés mal connues de la turbulence et des graines de champ initial. Les difficultés à la cerner sont aussi bien théoriques que numériques (Brandenburg & Johan Donner 1997). La dynamo dans les disques d'accrétion présente en plus des difficultés intrinsèques qui n'apparaissent pas dans les expériences de laboratoire. En particulier, la perte de flux magnétique dans un jet pourrait avoir des conséquences importantes sur le développement et la saturation de la dynamo (Yoshizawa & Yokoi 1993). Au vue de l'état actuel des connaissances, il

semble finalement que la dynamo puisse produire des champs magnétiques quadripolaires ou dipolaires et donc peut-être générer les structures nécessaires aux modèles de jet.

La réalité se trouve sûrement dans une situation intermédiaire où les deux processus pourraient jouer un rôle. Mais, les difficultés liées à l'estimation précise des valeurs et de la topologie du champ magnétique ont conduit les théoriciens à simplement supposer l'existence d'un champ magnétique à grande échelle.

5.4.3 Le problème de l'advection du champ

Il est cependant difficile de réconcilier une structure dipolaire comme celle des modèles MHD de jet avec l'accrétion. En effet, si le plasma suit gentiment les lois de la MHD, le flux magnétique doit être advecté avec la matière vers l'objet central. Comme nous l'avons déjà mentionné, l'amplitude du champ dans la région centrale risque donc de croître avec le temps, quelle que soit son origine, et l'augmentation de pression magnétique associée risque de finir par stopper l'accrétion de matière. Deux types de solutions ont été apportées à ce problème.

Dans les modèles MHD de jet que nous avons déjà mentionnés, il est supposé que si le jet est bien MHD, le disque est fortement diffusif, ce qui permet à la matière de s'accréter sans entraîner le champ magnétique. Il n'y a donc pas d'accumulation de flux dans la région centrale.

Une autre possibilité consiste à relaxer l'hypothèse de stationnarité. Sans diffusivité marquée, le flux magnétique traversant le disque augmente en effet comme nous venons de le décrire c'est-à-dire jusqu'à saturation de l'accrétion, à moins en fait que le champ advecté ne change de signe périodiquement avec le temps (Tagger *et al.* 2004). Dans ce cas, l'advection dans un deuxième temps d'un champ de polarité opposée à celui qui s'est déjà accumulé dans la région centrale peut vraisemblablement provoquer une avalanche de reconnection (qui pourrait être à l'origine des éjections catastrophiques). Le champ initialement accumulé au centre est alors annihilé et un cycle identique peut recommencer, par une accumulation de flux dans la région centrale, jusqu'à l'inversion de polarité suivante. L'idée d'un champ dipolaire cyclique est assez naturelle. Si l'origine du champ magnétique dans les microquasars provient de la dynamo dans l'étoile compagne, alors il est raisonnable de penser que celle-ci change sa polarité selon un cycle régulier comme le Soleil. D'autre part, les modèles de dynamo dans un disque semblent également favoriser des champs oscillants. Ce scénario est donc une alternative à l'hypothèse forte d'un disque très diffusif.

CHAPITRE 6

Nécessité d'une "couronne"

Sommaire

6.1	Les différents états spectraux	93
6.2	La couronne	95
6.2.1	Un gaz d'électrons chauds	95
6.2.2	La base du jet ?	96
6.3	Synthèse des différents modèles	97
6.3.1	Couronne centrale	97
6.3.2	Couronne plane et étendue	100

Jusqu'ici, nous avons présenté les modèles standard d'accrétion et d'éjection développés pour expliquer les observations les plus courantes des microquasars et des NAG. D'autres observations, devenues de plus en plus communes à mesure que les instruments ont pu dévoiler le ciel à plus haute énergie sont cependant venues compliquer les modèles, d'accrétion notamment. Au vu des spectres des mêmes sources dans certains états particuliers, il semble qu'au moins un autre ingrédient soit nécessaire : une *Couronne*.

6.1 Les différents états spectraux

En particulier, le modèle de disque- α ne peut pas, à lui seul, reproduire la variabilité systématique de l'émission des binaires X. Si les spectres multi-températures prédits par ce modèle sont en bon accord avec l'observation de certaines sources, les mêmes sources peuvent présenter des propriétés spectrales complètement différentes à d'autres moments. Cette propriété est illustrée sur la figure 6.1 qui présente les spectres des mêmes sources que ceux de la figure 5.2, mais en des dates différentes. On peut voir que ces spectres sont dramatiquement différents des spectres thermiques. Ils sont principalement constitués d'une contribution en loi de puissance, avec une coupure à haute énergie :

$$F_E \propto E^{-\Gamma} \times \begin{cases} 1 & \text{pour } E < E_c \\ e^{-\frac{E-E_c}{\Delta E}} & \text{pour } E > E_c \end{cases} \quad (6.1)$$

Typiquement, la coupure se situe vers les 100-300 keV, mais elle est parfois absente et l'on observe alors la loi de puissance jusque des énergies de 600 keV (Grove *et al.* 1998). Selon les sources et les instants, cette loi de puissance est plus ou moins importante. Dans les spectres de la figure 6.1, la loi de puissance domine complètement la composante thermique mais on peut voir qu'elle existe également, de manière beaucoup plus faible, dans les spectres de la figure 5.2.

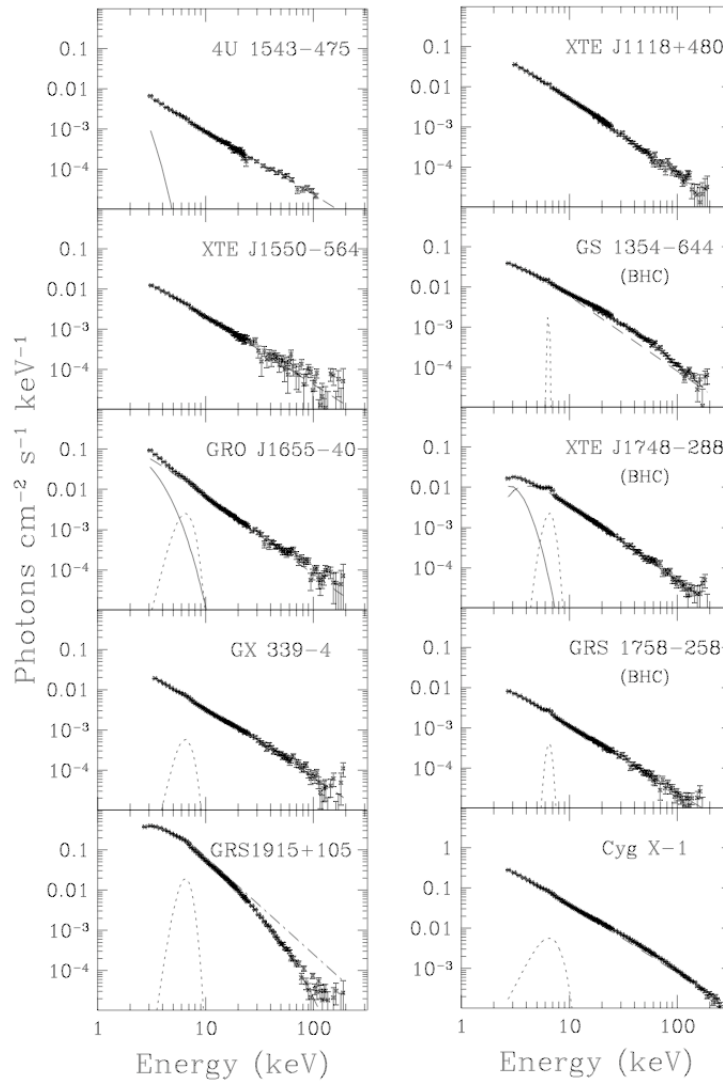


FIG. 6.1 – Spectres X de 10 microquasars dans leur état bas/dur. (McClintock & Remillard 2003).

De manière générale, il semble donc que, quel que soit l'état des sources, on puisse modéliser convenablement leur spectre par la somme d'un corps noir multi-température et d'une loi de puissance (voir figure 6.2). Selon les sources et leur état, l'importance de la loi de puissance par rapport au spectre de corps noir, ainsi que le lieu de sa coupure peuvent changer mais ces seuls paramètres suffisent à décrire à peu près toutes les situations.

Les variations dans ces paramètres ont permis de définir des classes d'observations ou *états spectraux*. On en distingue généralement 4 principaux, caractérisés par des combinaisons spécifiques des valeurs de l'intensité lumineuse, la proportion relative des deux composantes spectrales, la température de corps noir et la pente de la loi de puissance (voir McClintock & Remillard 2003, pour une très bonne revue).

L'état *bas/dur*

Cet état est peu lumineux. La loi de puissance possède une faible pente ($\Gamma \sim 1,5 - 2$) : on dit que son spectre est dur car il s'étend à haute énergie, vers les X durs voire les γ .

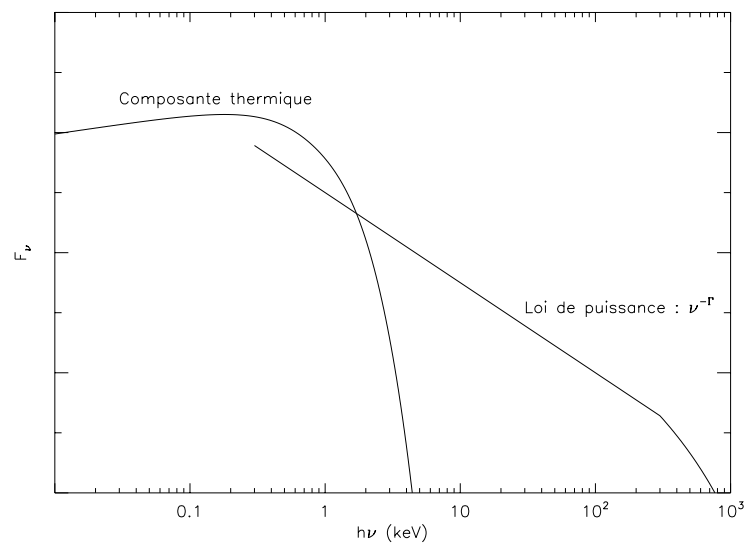


FIG. 6.2 – Décomposition générale d'un spectre de microquasar en la somme d'une émission de corps noir multi-température et d'une loi de puissance coupée à haute énergie.

L'émission en loi de puissance à haute énergie domine complètement l'émission thermique du disque : typiquement l'émission de corps noir ne représente pas plus de 20% en flux. La température du disque est froide : $k_B T \lesssim 0,1$ keV. En outre, on observe souvent dans cet état les signes d'un jet continu de matière.

L'état *intermédiaire*

Dans cet état la composante thermique commence à concurrencer la composante en loi de puissance ($\lesssim 50\%$). Le spectre est moins dur ($\Gamma \sim 2 - 2.5$) et la température du disque plus chaude ($k_B T \sim 0,5 - 1$ keV).

L'état *haut/mou*

Dans cet état, le spectre thermique domine largement avec plus de 75% du flux. Sa température est légèrement plus grande ($k_B T \sim 0,7 - 1.5$ keV). C'est dans cet état que le spectre ressemble le plus à celui prédit par le modèle de disque- α .

L'état *très haut*

Cet état ressemble beaucoup à l'état intermédiaire, mais avec un flux beaucoup plus important.

6.2 La couronne

La présence de cette loi de puissance, dominante dans l'état bas/dur, est donc le signe qu'il manque des ingrédients physiques au modèle de Shakura & Sunyaev (1973).

6.2.1 Un gaz d'électrons chauds

L'interprétation la plus courante prévoit que cette loi de puissance est le résultat d'un processus de *diffusion Compton inverse* (Thorne & Price 1975, Shapiro *et al.* 1976, Sunyaev & Titarchuk 1980, Zdziarski *et al.* 2003). Lors d'une diffusion Compton classique, un

photon rencontre un électron froid à qui il donne une partie de son énergie. L'électron est alors accéléré alors que l'énergie du photon diminue. L'effet Compton inverse correspond à la rencontre contraire de photons froids avec des électrons chauds. Lors de cette interaction, l'électron donne une partie de son énergie au photon. Il est donc ralenti, alors que l'énergie du photon augmente. Le flux émergent est donc plus *dur* que le flux initial. Si l'on suppose une distribution thermique d'électrons très chauds, alors, le spectre émergent est une loi de puissance. Les électrons ne peuvent cependant pas fournir une énergie plus grande que leur énergie thermique. Le spectre émergent présente donc une coupure correspondant à leur température. L'effet Compton inverse permet donc de produire des lois de puissance coupées à haute énergie, c'est-à-dire des spectres parfaitement compatibles avec ceux observés dans les états bas/durs des binaires X (voir les simulations Monte-Carlo de Pozdniakov *et al.* 1983, par exemple).

Si les spectres en loi de puissance résultent bien de ce processus, reste à comprendre l'origine et la nature de ces électrons à haute température. La coupure est observée à très haute énergie, traduisant des températures de l'ordre de 100 à 300 keV pour les électrons responsables de la comptonisation. Or, si on se base sur la composante thermique des spectres, la température du disque est deux ordres de grandeur plus basse ($k_B T \sim 0,1 - 2$ keV). Les électrons d'un disque- α sont donc bien incapables de chauffer les photons jusque 100 keV.

La plupart des modèles supposent donc l'existence d'un gaz d'électrons très chaud distinct et à proximité du disque d'accrétion. C'est ce gaz que l'on nomme *couronne*, peut-être abusivement. Il durcirait alors des photons froids issus dans un premier temps du disque (Gierliński & Done 2003) ou de l'objet central lorsque celui-ci n'est pas un trou noir. La nature et la géométrie de cette couronne sont cependant encore loin d'être comprises.

6.2.2 La base du jet ?

La comptonisation par une population thermique d'électrons chauds n'est cependant pas le seul moyen de produire un spectre en loi de puissance et une autre alternative a également été proposée. Dans cet autre modèle, l'émission à haute énergie provient du rayonnement synchrotron de la base du jet (Markoff *et al.* 2001a, b, Corbel & Fender 2002).

L'émission du jet est une somme de rayonnements synchrotron à différentes températures, les plus élevées correspondant aux régions les plus proches de l'objet central (voir section 5.3.1). Il est principalement détecté en radio et en infrarouge, mais pourrait aussi exister à plus haute énergie, correspondant à des zones vraiment proches de l'objet central. Cette idée est encouragée par certaines corrélations entre l'émission X et le rayonnement radio. En particulier, l'émission synchrotron des jets est principalement observée dans l'état bas/dur des sources, c'est-à-dire lorsque la composante non-thermique domine le spectre X. Des corrélations pourraient également avoir été observées entre la pente du rayonnement synchrotron et celle du spectre X.

La pente du spectre synchrotron dépend cependant fortement de la géométrie exacte du jet, surtout près du centre ; si bien qu'il est très difficile de dire si la loi de puissance en X peut effectivement être le prolongement de celle en radio.

Indépendamment du mécanisme d'émission (synchrotron vs. Compton), la distinction entre la base du jet et une couronne chaude n'est pas aisée. Une comptonisation des photons du disque pourrait en effet aussi avoir lieu à la base du jet lui-même ou dans une couronne en expansion (Beloborodov 1999, Malzac *et al.* 2001). Il serait alors difficile de distinguer l'une ou l'autre. De plus, la couronne, de par ses propriétés énergétiques, joue très probablement un rôle important dans l'accélération du jet ; elle pourrait par exemple être le lieu même de l'énergisation du jet. Les deux ne feraient alors qu'un.

Malgré toutes ces complications, l'interprétation la plus communément admise est finalement celle de l'existence d'une couronne chaude, exempte de toute expansion. L'émission totale du système accrétant est donc simplement la somme de deux émissions provenant de deux sources physiquement différentes : un disque froid produisant un spectre thermique et une couronne chaude produisant un spectre non-thermique. Les variations spectrales correspondent alors à des variations de l'importance relative de ces deux milieux.

6.3 Synthèse des différents modèles

Les théoriciens se sont donc arraché les cheveux à essayer de déterminer à la fois la géométrie, la nature et le mécanisme de chauffage de cette couronne. Nombre de modèles ont été proposés. J'en présente ici quelques uns, que je réunis ici en deux classes : les modèles décrivant une couronne que je qualifierais de *centrale* et ceux décrivant plutôt une couronne *étendue*. Quel que soit le type de modèle, l'émission se fait toujours préférentiellement dans les régions centrales car tout y est plus violent : la rotation, l'émission de corps noir du disque... Cependant, l'émission provient dans un cas d'une structure caractéristique des régions internes et dans l'autre cas d'une structure plus étendue, émettant moins à grande distance du centre, mais y subsistant.

6.3.1 Couronne centrale

Le modèle standard, s'il explique bon nombre de propriétés des systèmes accrétants, repose sur quelques hypothèses qui, si relaxées, peuvent conduire à d'autres catégories de solutions. Dans ces autres modèles, la couronne peut ne pas être une nouvelle composante au-dessus du disque, mais bien le disque lui-même dans un état différent du modèle de Shakura & Sunyaev (1973), caractéristique des régions internes uniquement.

Un disque à deux températures

Dans les régions les plus internes du disque, l'émission lumineuse devient en particulier très intense et la pression de radiation peut finir par dominer la pression thermique. Il n'est alors pas clair si la viscosité anormale du modèle standard doit être paramétrée en proportion de la pression thermique, de la pression de radiation ou de la pression totale du gaz. Dans les deux derniers cas, il a été montré que les écoulements correspondants sont sujets à des instabilités thermiques et visqueuses qui détruisent le flot (Lightman & Eardley 1974, Thorne & Price 1975, Shakura & Sunyaev 1976).

Il a donc été suggéré que ces régions internes voient la formation d'un milieu géométriquement épais ($h \sim r$) et optiquement mince¹ (Shapiro *et al.* 1976), très différent du disque à plus grand rayon. Dans ce milieu transparent, électrons et ions sont découplés thermiquement. Les mécanismes de chauffage chauffent préférentiellement les ions alors que seuls les électrons peuvent se refroidir en rayonnant. Ce type de solutions implique donc des températures différentes pour les ions et les électrons, respectivement 10^{11} K et 10^{8-9} K. L'énergie d'accrétion n'étant que faiblement transférée aux électrons pour être rayonnée, il est très inefficace radiativement parlant. C'est cependant par ce mécanisme que l'énergie est évacuée et les électrons pourraient être assez chauds pour pouvoir comptoniser les photons du disque et a priori expliquer l'état bas/dur des binaires X et des NAG.

Il a cependant été montré assez vite que ce type de solutions est très instable thermiquement (Pringle 1976, Piran 1978), si bien que ce modèle n'est que rarement utilisé (voir cependant Done & Zycki 1999, § 6.3 pour un autre point de vue).

¹c'est-à-dire transparent au rayonnement.

Les ADAFs

Une autre classe de modèles a également été élaborée, dans lesquels l'advection de matière joue un rôle majeur : les ADAF, pour *Advection Dominated Accretion Flows*. Dans ce type de solutions, l'énergie thermique que les particules acquièrent lors de leur accréation n'est pas réémise sous forme de rayons lumineux. Au contraire, elle est conservée par les ions et advectée dans le trou noir central. Pour qu'ils s'accrètent sur l'objet central plus rapidement qu'ils ne rayonnent leur énergie, il faut que les ions tombent très rapidement sur ce dernier, typiquement avec une vitesse de l'ordre d'un dixième de la vitesse de chute libre, ce qui nécessite une viscosité extrêmement importante ($\alpha \sim 0.2 - 0.3$). Ils correspondent à des états de faible luminosité, très inefficaces à rayonner leur énergie. Ils ont principalement été développés pour les noyaux actifs de galaxie. Deux situations opposées peuvent empêcher le gaz de rayonner son énergie.

D'un côté, pour des milieux denses et optiquement épais, le rayonnement peut être piégé par le gaz en chute libre (Katz 1977, Begelman 1978, Abramowicz *et al.* 1988). Ces solutions correspondent à de forts taux d'accréation ($\dot{m} \sim \dot{m}_{\text{Edd}}$) et un disque mince ($h \ll r$). Ils reproduisent cependant très mal les observations et ne sont plus étudiés.

Dans les milieux optiquement minces au contraire, les trop rares collisions entre ions et électrons empêchent leur échange d'énergie sur le temps d'accréation, ce qui mène, de même que dans le modèle de Shapiro *et al.* (1976), à deux températures différentes et une très faible émission (Ichimaru 1977, Rees *et al.* 1982, Abramowicz *et al.* 1995, Narayan *et al.* 1997). Les ions ne pouvant céder leur énergie aux électrons la conservent et l'advectent sur l'objet central. Ces modèles correspondent à de très faibles taux d'accréation ($\dot{m} < 0.1\dot{m}_{\text{Edd}}$), un disque épais ($h \sim r$) et sont naturellement convectifs (Narayan & Yi 1994, 1995, Igumenshchev *et al.* 1996).

D'autres types d'ADAF ont encore été proposés, incluant justement la convection (les CDAF, Igumenshchev & Abramowicz 1999) ou un vent (les ADIOS, Blandford & Begelman 1999), mais je ne rentrerai pas dans le détail de ces modèles.

Les ADAF reproduisent avec un certain succès les observations de NAG, mais leur application aux binaires X est plus délicate. Pour ces sources, les modèles utilisant les ADAF, supposent le plus souvent que l'émission provient en fait d'un disque composite, constitué dans sa partie interne d'un ADAF, mais dans sa partie externe d'un disque- α standard (Esin *et al.* 1997, 1998). L'évolution temporelle des sources est alors expliquée par une variation de la position du rayon de transition : dans les états bas/dur, le rayon de transition est assez éloigné de l'objet central, laissant la couronne émettre la plus grande partie du rayonnement selon un spectre non-thermique, alors que dans les états haut/mou, le disque est beaucoup plus proche du centre – pouvant même atteindre la dernière orbite stable dans le cas de trous noirs – et domine l'émission. Le passage d'un état à l'autre est simplement gouverné par le taux d'accréation du disque mince (voir figure 6.3).

L'explication physique de la transition entre les deux régimes est un point délicat des ADAF. Il est souvent avancé que le disque, chauffé par sa viscosité intrinsèque² s'évapore en partie, formant une couche sus-jacente chaude et peu dense. L'évaporation augmentant à mesure que le flot se rapproche du centre, l'épaisseur de cette couche en fait autant. Il peut même exister un rayon pour lequel la perte de masse par évaporation est supérieure au taux d'accréation local du disque mince. Au-delà de ce rayon, la plus grande partie de la matière se trouve condensée dans le disque de type Shakura & Sunyaev (1973) et quasiment toute l'accréation se fait par ce biais. La couche chaude sus-jacente est le résultat d'un équilibre entre l'évaporation de la matière du disque et la chute vers le centre de masse du gaz de

²En fait, c'est un peu plus compliqué. L'équilibre vertical fait intervenir la conduction thermique et c'est plutôt la viscosité de la couche chaude qui est responsable du chauffage et de l'évaporation

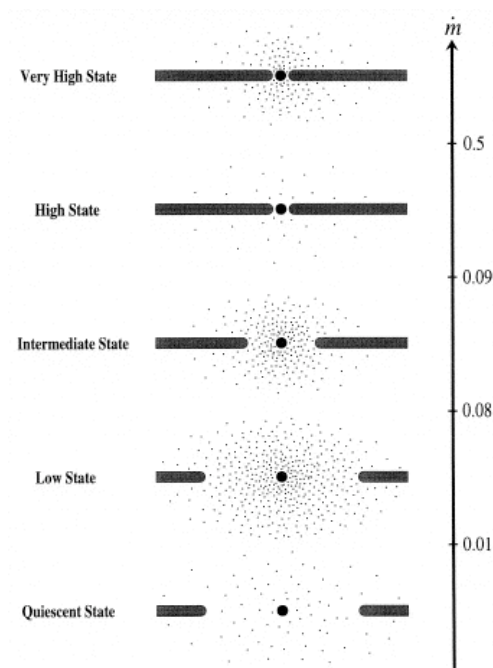


FIG. 6.3 – Dans ce scénario, la couronne se trouve dans la région très interne du disque. Son extension varie d'un état de la source à l'autre, de même que la position du bord interne, le tout étant commandé par le taux d'accrétion (Esin *et al.* 1997).

la couche. En revanche, en deçà du rayon de transition, la majeure partie de la matière se trouve dans un état évaporé, chaud et peu dense en chute très rapide vers l'objet central. Ce rayon de transition délimite donc le domaine d'extension de l'ADAF (Meyer *et al.* 2000a, b, Meyer & Meyer-Hofmeister 1994).

Si ce mécanisme semble expliquer la présence d'une couronne chaude dans les régions centrales, il n'est cependant pas clair comment la matière évaporée du disque peut perdre subitement son moment cinétique et se mettre à tomber très rapidement, presque en chute libre près du centre.

Le refroidissement de la couronne par comptonisation est de plus incroyablement efficace, probablement assez même, pour stopper l'évaporation du disque. Le flux du disque augmentant vers le centre, l'efficacité Compton augmente aussi, et de manière si dramatique même, que dans les régions très centrales, les photons refroidissent complètement les électrons de la couronne, obligeant la matière à se condenser et à retomber dans le disque mince (Liu *et al.* 2002a). Il semble donc que la viscosité soit finalement insuffisante pour combattre le refroidissement Compton, empêchant donc la formation de l'ADAF central; à moins que d'autres mécanismes de chauffage ne soient à l'oeuvre dans les régions centrales.

D'autres indices remettent également en cause cette idée d'un ADAF central. Par exemple, de nombreuses observations des NAG et des binaires X montrent les traces d'une composante de réflexion dans les spectres (une raie $K\alpha$ du fer par exemple, Done *et al.* 1992). Cette composante correspond à la réflexion de rayons X durs qui doivent donc venir de ce qu'on appelle couronne. Ces observations semblent donc indiquer à la fois la présence de gaz chaud et du disque froid dans les mêmes régions internes (Mushotzky *et al.* 1993).

D'autre part, il est possible que l'idée d'un gaz à deux températures (une pour les ions et une pour les électrons) soit incompatible avec la prescription visqueuse (Binney 2003). L'idée d'un découplage entre ions et électrons repose sur le fait que dans ces solutions, le

temps de résidence des particules dans le disque, avant de tomber sous l'horizon du trou noir ou sur la surface de l'étoile à neutrons, est plus court que le temps caractéristique nécessaire à thermaliser ions et électrons. Le temps de thermalisation utilisé est le temps de collisions de type Coulomb entre ions et électrons. D'un autre côté, l'accrétion qui ici est très rapide repose sur une viscosité anormale très importante. Cette viscosité n'est pas de nature microscopique, mais de nature turbulente. Elle résulte donc de 'collisions' effectives liées à la turbulence. A moins de pouvoir justifier que la turbulence peut engendrer une viscosité importante, sans pour autant coupler ions et électrons, l'idée d'un écoulement radiativement inefficace où l'énergie des ions est emportée sur l'objet central avant d'être rayonnée semble donc inconsistante.

Enfin, bien qu'ils nécessitent un champ magnétique turbulent pour justifier les fortes valeurs de viscosité, ces modèles d'ADAF sont essentiellement hydrodynamiques. Ils sont en particulier difficilement compatibles avec un champ magnétique structuré à grande échelle comme ceux nécessaires à l'explication des jets (voir section 5.3.3). En présence d'un tel champ, la matière chaude très raréfiée de la couche sus-jacente au disque doit en effet être gelée dans le champ. Celui-ci prenant sa source dans les courants du disque, il peut au mieux être advecté à la vitesse du flot dans le disque. En principe, le gaz évaporé ne peut donc pas s'accréter plus vite que le disque lui-même, comme les justifications physiques du rayon de transition le supposent. La dynamique de toute la région centrale risque également d'être modifiée et il est peu probable d'une solution type ADAF puisse subsister en présence d'un champ magnétique dipolaire à grande échelle.

6.3.2 Couronne plane et étendue

Une autre classe de modèles a donc largement été étudiée où la couronne chaude est en équilibre statique avec le disque. Elle consiste en une couche plus ou moins épaisse de gaz chaud au-dessus du disque. Cette situation ressemble à la partie externe du modèle composite précédent (disque- α +couche chaude). Cependant, dans le disque hybride, la majeure partie de l'émission provient de l'ADAF central alors que l'émission des modèles étendus provient d'une couronne étendue située au-dessus du disque. De plus, il s'agit ici d'une couronne stable en équilibre centrifuge et gravitationnel et en corotation avec le disque.

Ce type de solutions semble favorisé par un certain nombre d'observations. Ainsi, la composante de réflexion s'explique-t-elle naturellement par le reprocessing de l'émission coronale par le disque. D'autre part, des mesures spectroscopiques durant les éclipses du disque par le compagnon³ semblent montrer que la couronne s'étend au-dessus du disque.

Contraintes observationnelles

Pendant longtemps, il a été supposé qu'une certaine fraction f de l'énergie d'accrétion était libérée, non pas directement dans le disque, mais dans la couronne, sans qu'aucun mécanisme précis de transfert de l'énergie du disque vers la couronne ait été avancé (Haardt & Maraschi 1991, 1993, Svensson & Zdziarski 1994, Dove *et al.* 1997, Kawaguchi *et al.* 2001). Les simulations Monte-Carlo ont cependant permis, par comparaison avec les observations, de contraindre dans une certaine mesure les paramètres de la couronne (extension, profondeur optique, température, fraction de l'énergie dissipée dans la couronne...). Les plus récentes permettent même de prendre en compte les échanges multiples entre la couronne et le disque rendant compte en particulier des réflexions éventuelles (Haardt & Maraschi 1991, 1993). Tous ces modèles montrent que dans les états bas/durs, une très grande fraction de l'énergie

³ou par le bourrelet généré lorsque le flot de matière franchissant le lobe de Roche du compagnon percute le disque. On ne parle alors pas d'éclipses, mais de *dip*.

gravitationnelle doit effectivement être dissipée dans la couronne ($f \lesssim 1$), imposant donc des exigences d'efficacité draconiennes pour les mécanismes de chauffage de la couronne.

De même, la rapide variabilité observée en X durs impose certaines contraintes sur cette couronne. Il est en effet probable que la variabilité de l'émission soit plus caractéristique de la couronne que du disque (Churazov *et al.* 2001). Les régions plus lointaines tournant trop lentement pour expliquer les rapides variations de l'intensité et du spectre, il a donc été noté que la couronne – ou tout du moins sa partie active –, si elle est uniforme, ne peut être de trop grande taille. Cependant, si la couronne n'est pas uniforme, mais composée de plusieurs régions actives de petites tailles, alors, elle peut s'étendre bien plus loin, avec un faible facteur de remplissage (Haardt *et al.* 1994, Merloni & Fabian 2001a).

Plusieurs mécanismes de chauffage ont été suggérés, permettant donc de transférer l'énergie d'accrétion du disque à la couronne sus-jacente. J'en cite deux familles.

Une irradiation centrale

Lorsque l'objet central est une étoile à neutrons, il émet un fort rayonnement (Church & Bahucińska-Church 2004) qui chauffe le disque et peut l'évaporer, générant une couronne peu dense (voir figure 6.4). La résolution des équations pour la structure verticale donne une couronne chaude séparée du disque froid par une photosphère intermédiaire. Ce type de modèles semble prédire avec une bonne précision certaines observations, en particulier les spectres de raies (Rozanska & Czerny 1996, Jimenez-Garate *et al.* 2001, 2002). Il repose cependant sur un objet central lumineux qui ne peut donc être qu'une étoile à neutrons. Il ne permet donc pas d'expliquer l'émission dure des trous noirs galactiques ou des NAG.

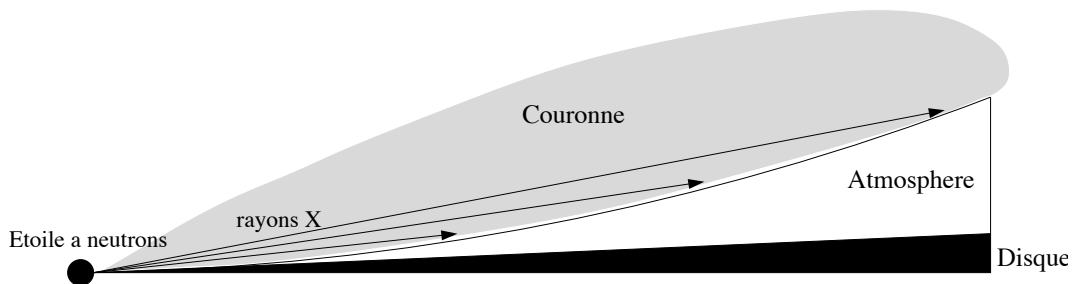


FIG. 6.4 – Modèle simple d'irradiation du disque par une source centrale (adapté de Jimenez-Garate *et al.* 2002).

Une activité magnétique

Le deuxième type de mécanismes suppose l'existence d'une couronne magnétisée très active. Le premier article à faire référence est celui de Galeev *et al.* (1979). Les auteurs présentent alors un modèle dans lequel des boucles de champ magnétique prenant naissance dans le disque turbulent émergent dans la couronne sous l'effet de l'instabilité de Parker (Parker 1966). Là, elles se reconnectent libérant l'énergie nécessaire à la chauffer. Une telle couronne est très inhomogène, constituée des multiples zones d'activité à petite échelle, que sont les tubes de flux émergents (voir figure 6.5). Cette idée, initialement basée sur une analogie avec la couronne solaire, a ensuite largement été reprise, surtout pour les NAG (Liu *et al.* 2002b, Merloni *et al.* 2000, Merloni & Fabian 2001b, di Matteo *et al.* 1999). Toutes les variantes de ce modèle reposent cependant sur deux hypothèses fortes.

Tout d'abord, les boucles magnétiques doivent pouvoir émerger facilement dans la couronne. Les premières estimations de Galeev *et al.* (1979) impliquaient un champ à l'équipartition

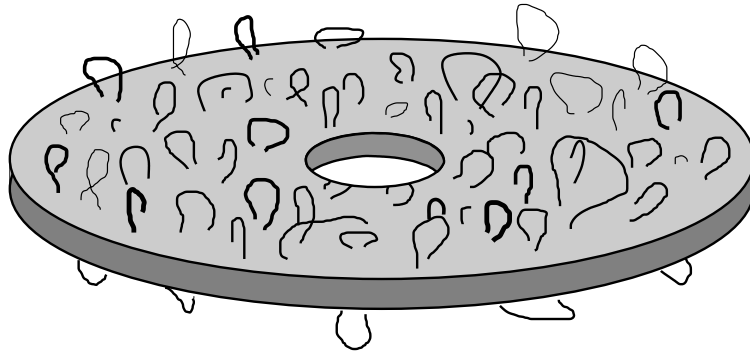


FIG. 6.5 – Image d'une couronne magnétique active, très semblable à la couronne solaire (adapté de Galeev *et al.* 1979).

dans le disque ($\beta \approx 1$). L'émergence stochastique des lignes de champ trouve aujourd'hui une certaine justification car on sait maintenant que le mécanisme qui permet d'amplifier le champ et de faire émerger dans la couronne des tubes de flux est vraisemblablement la MRI. Diverses études, numériques notamment semblent confirmer que les tubes de flux peuvent émerger, mais ils saturent généralement à $\beta \gtrsim 1$ (Balbus *et al.* 1996, Miller & Stone 2000, Tout & Pringle 1992). Le chauffage de la couronne n'est donc possible dans ce modèle que tant que le champ magnétique n'est pas trop fort. En particulier, cette contrainte peut devenir difficile à réconcilier avec les exigences des modèles MHD de jet qui réclament un champ fort ($\beta \lesssim 1$), même dans disque.

Ensuite, pour chauffer la couronne, le mécanisme de reconnection doit être extrêmement efficace. Les modèles précédemment cités supposent que la libération d'énergie s'effectue à la vitesse d'Alfvén $F = v_A B^2 / 8\pi$. Les détails de la reconnection magnétique et de son efficacité sont encore très incompris et il est loin d'être évident que les conditions locales soient réunies pour permettre un tel taux de reconnection.

On peut également citer ici un autre mécanisme de chauffage de la couronne : l'émission d'ondes d'Alfvén dans un disque magnétisé soumis à des ondes spirales (Varnière & Tagger 2002, voir chapitre suivant). Finalement, même si de grands progrès ont été effectués pour comprendre l'origine et le chauffage de la couronne, le problème reste ouvert. Des différents modèles proposés certains peuvent expliquer l'émission à haute énergie dans certaines sources, mais, s'il existe, un modèle général reste encore à trouver.

CHAPITRE 7

L'Instabilité d'Accrétion-Ejection

Sommaire

7.1 Pourquoi cette instabilité ?	103
7.1.1 Problématique	103
7.1.2 Géométrie	104
7.1.3 Une instabilité du disque	104
7.2 Instabilités de <i>swing</i>	105
7.2.1 Spirale auto-gravitantes	105
7.2.2 L'instabilité de Papaloizou-Pringle	108
7.2.3 Spirales magnétisées	108
7.3 L'instabilité d'accrétion-éjection	108
7.3.1 Résonance de corotation	108
7.3.2 Conditions d'instabilité	109
7.3.3 Interaction avec la couronne	110
7.3.4 L'AEI, l'accrétion et les QPO	111

Une partie de mon travail de thèse a consisté à étudier un mécanisme de chauffage que je présenterai dans le chapitre suivant. Celui-ci se base sur les propriétés d'une instabilité caractéristique des disques magnétisés : l'Instabilité d'Accrétion-Ejection. Je présente donc ici les principales propriétés de cette instabilité.

7.1 Pourquoi cette instabilité ?

7.1.1 Problématique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, une grande question à l'heure actuelle est de comprendre la nature et la géométrie de la couronne. Pour reprendre la problématique générale : si les spectres en loi de puissance des états bas/durs dans les microquasars sont bien le résultat d'une comptonisation des photons froids du disque, alors c'est qu'il existe une couronne chaude quelque part.

Jusqu'à présent, les modèles de couronne reflétant avec plus ou moins de succès les observations n'incluaient pas le champ magnétique (ADAF, irradiation...), où le considéraient comme très turbulent (couronne magnétisée...). Or, les signes d'un jet compact sont très souvent observés quand l'émission coronale est forte et les modèles de jet les plus aboutis impliquent un champ magnétique cohérent et structuré à grande échelle. Il est donc intéressant d'étudier les effets d'un tel champ sur la couronne des microquasars.

C'est à ce travail que je me suis intéressé, prenant donc le problème de la couronne dans une optique originale : celle d'une couronne dominée par un champ magnétique à grande échelle.

7.1.2 Géométrie

Les conditions nécessaires au lancement et à la collimation d'un jet sont celles que nous avons déjà mentionnées : un champ magnétique dipolaire, structuré à grande échelle, principalement vertical près du disque et fort dans le disque ($\beta \sim 1$). Les propriétés des différents modèles doivent donc être revues avec ces nouvelles conditions. En particulier, l'explication la plus prometteuse, celle de Galeev *et al.* (1979) où l'émission provient d'une couronne chauffée par la reconnection des boucles de champ issues du disque turbulent devient moins évidente. En champ faible et principalement toroïdal, la matière possède suffisamment d'énergie pour tordre les lignes de champ, créer des boucles qui se soulèvent et émergent dans la couronne. En revanche, en champ fort ($\beta \gtrsim 1$) et géométrie principalement verticale, la situation est différente. D'une part, on sait que la MRI sature lorsque le champ arrive en équipartition avec le gaz. D'autre part, l'énergie nécessaire pour créer des boucles magnétiques en champ vertical, et donc pour inverser la direction des lignes de champ est plus grande que dans le cas d'un champ toroïdal. Les simulations numériques montrent que la turbulence dans les disques peut se développer et chauffer la couronne en stabilisant à $\beta \approx 50$ dans le disque (Miller & Stone 2000). Par contre, en champ vertical, ces simulations n'arrivent pas à suivre l'évolution du système sur plus de quelques temps dynamiques.

Si l'on suppose un champ ordonné ancré dans le disque, deux types de géométrie peuvent être envisagées pour la couronne. Soit jet et couronne correspondent à deux sites spatialement différenciés. La couronne pourrait alors remplir les domaines au-dessus du disque où les conditions d'éjections du type Blandford & Payne (1982) ne sont pas réunies, notamment sur l'inclinaison des lignes de champ. Soit elle constitue la base du jet, c'est-à-dire l'endroit où la vitesse du flot est encore négligeable et où les processus de chauffage peuvent chauffer les particules avant qu'elles ne s'échappent.

En fait, pour l'étude du chauffage, ces deux situations ne sont pas très différentes et il suffit de supposer l'existence d'une couronne peu dense à peu près stable formant une couche supplémentaire au-dessus du disque. Dans la mesure où dans la couronne la matière n'est pas ou peu éjectée, elle n'a pas la force d'enrouler significativement les lignes de champ (on est en dessous du point d'Alfvén) ; dans la suite, je supposerai donc un champ purement poloïdal.

7.1.3 Une instabilité du disque

Les conditions que je viens d'énumérer, à savoir un champ magnétique fort et bipolaire à grande échelle, sont précisément celles nécessaires au déclenchement de l'**Instabilité d'Accrétion-Ejection** (AEI pour *Accretion-Ejection Instability*). Cette instabilité MHD se développe dans le disque et forme une onde spirale d'apparence semblable aux spirales galactiques (voir figure 7.1).

Comme nous allons le voir, cette instabilité, caractéristique des disques magnétisés, possède des propriétés originales qui lui font probablement jouer un rôle important dans le disque d'accrétion où elle se développe, tout comme dans la couronne. En effet, l'AEI est d'une part une instabilité *du disque* et puise son énergie dans le disque lui-même, c'est-à-dire dans l'énergie d'accrétion et d'autre part une instabilité *MHD globale*. Contrairement aux instabilités hydrodynamiques et à la MRI, elle s'étend loin au-dessus du disque et peut donc avoir une influence sur les particules de la couronne. En l'occurrence, elle peut extraire de l'énergie et du moment cinétique du disque et les envoyer dans la couronne.

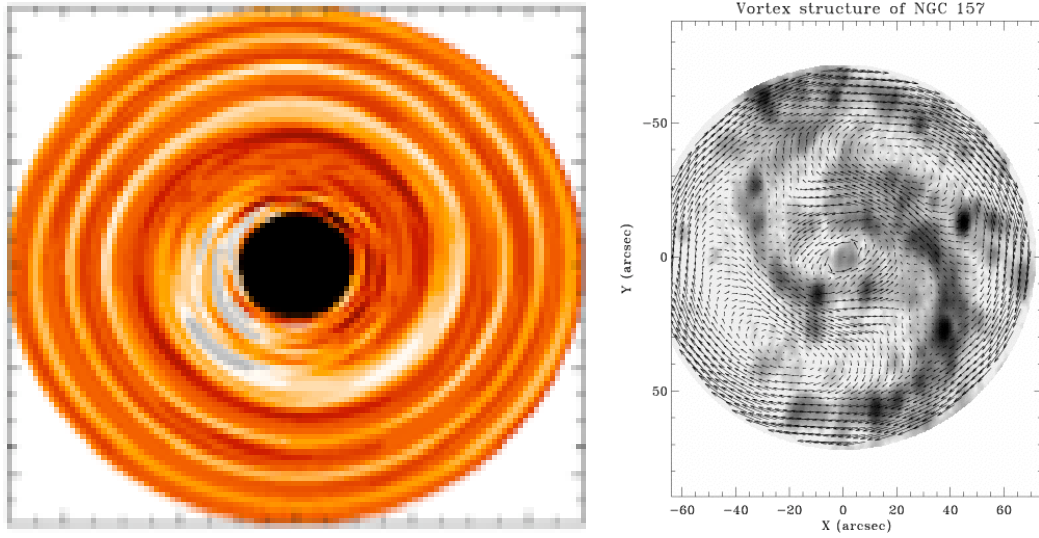


FIG. 7.1 – *A gauche : Simulation 2D de l’AEI (Caunt & Tagger 2001). A droite, NGC157 et son champ de vitesse. On peut entre autres choses observer les vortex de la corotation (Fridman et al. 2001).*

7.2 Instabilités de *swing*

L’AEI tient son origine dans la longue série des instabilités dites de *swing*. Elle leur est très semblable, mais tient ses propriétés particulières de la présence additionnelle d’un champ magnétique et de matière coronale.

7.2.1 Spirale auto-gravitantes

Les premières études ayant été faites pour des disques galactiques auto-gravitants, il est plus simple d’expliquer le principe de ces instabilités par cet exemple.

Analyse locale : modes axisymétriques

L’idée des premières études était de trouver un critère de stabilité locale pour les disques, semblable au fameux critère de *Jeans*. Les premiers travaux concernent des disques en rotation uniforme (Goldreich & Lynden-Bell 1965a), puis en rotation différentielle (Toomre 1964), et enfin en rotation différentielle avec pression (Goldreich & Lynden-Bell 1965b).

Le système est supposé uniquement soumis aux forces de gravité centrale, d’auto-gravité et de pression. En perturbant un disque à l’équilibre, on trouve que des perturbations axisymétriques peuvent se propager si elles vérifient l’équation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = \kappa^2 - 2\pi G \Sigma k_r + k_r^2 c_s^2 \quad (7.1)$$

où ω et k_r sont les fréquences temporelle et spatiale de l’onde étudiée, Σ est la densité de surface du gaz, c_s est la vitesse du son locale, G est la constante de gravitation, Ω est la vitesse de rotation locale et

$$\kappa^2 = \frac{2\Omega}{r} \partial_r (r^2 \Omega) \quad (7.2)$$

est la fréquence épicyclique locale. Si on perturbe le système en imposant un profil spatial donné, on génère un ensemble d’ondes qui vérifient cette équation. Tant que les fréquences ω générées sont réelles, les ondes se propagent simplement. Au contraire, si des ondes sont

excitées avec une fréquence imaginaire, alors, elles sont amplifiées ou amorties. La limite de stabilité se trouve donc en $\omega = 0$ soit :

$$\kappa^2 - 2\pi G \Sigma k_r + k_r^2 c_s^2 = 0 \quad (7.3)$$

Cette équation n'a de solution réelle pour k_r que si : $\kappa c_s = \pi G \Sigma$. Il existe donc des modes instables si le **critère de Toomre** est satisfait :

$$Q = \frac{c_s \kappa}{\pi G \Sigma} < 1 \quad (7.4)$$

Lorsque ce critère est vérifié tous les modes ne sont pas forcément instables. En fait, seuls ceux qui vérifient $k_r > k_c$ sont instables, où dans la limite disque froid ($c_s \rightarrow 0$),

$$k_c = \frac{\kappa^2}{2\pi \Sigma G} \quad (7.5)$$

Lorsque le système est potentiellement instable et que les modes instables sont excités, alors, la matière du disque se condense en anneaux circulaires. La source de cet effondrement est l'autogravité du gaz.

L'étude de modes non-axisymétriques est très semblable. Elle montre néanmoins que ceux-ci sont toujours localement stables (Goldreich & Lynden-Bell 1965b, Julian & Toomre 1966). Les instabilités locales ne permettent donc pas d'expliquer les structures spirales observées dans les galaxies, qui par définition sont non-axisymétriques.

Analyse globale : modes non-axisymétriques

Heureusement, les modes non-axisymétriques sont sujets à des instabilités globales. De manière générale, une perturbation non-axisymétrique s'écrit comme une somme d'ondes spirales. L'équation de dispersion de telles ondes est la suivante :

$$(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 - 2\pi G \Sigma k + k^2 c_s^2 \quad (7.6)$$

où m est le nombre de bras de la spirale, $k^2 = k_r^2 + m^2/r^2$ et k_r est le nombre d'onde radial. Par rapport à la situation axisymétrique, la rotation différentielle joue un rôle majeur dans cette situation.

La première différence est l'existence d'un rayon caractéristique pour lequel $\omega = m\Omega$. Le disque étant en rotation différentielle, il existe en effet un rayon spécifique pour lequel le gaz tourne à la même vitesse que la spirale. Ce point est appelé la **corotation**.

La deuxième différence vient de l'existence de deux points tournants où $k_r = 0$ (au sens WKB). Si on néglige l'auto-gravité et la pression, ces points se trouvent de part et d'autre de la corotation, au niveau des résonances de Lindblad¹ définies par :

$$\omega - m\Omega(r) \approx \pm \kappa(r) \quad (7.7)$$

Entre ces deux rayons, à fréquence ω fixée, aucun k réel ne peut vérifier l'équation de dispersion : dans la région de corotation, les ondes sont amorties. Cette région constitue donc une bande interdite sur laquelle sont réfléchies les ondes venant de l'extérieur (voir figure 7.2).

Cette bande interdite est très importante car c'est le moteur même des instabilités de *swing*. Elle sépare le disque en deux domaines dans lesquels les ondes spirales peuvent se propager : un domaine externe à la corotation qui ne nous intéresse pas outre mesure, et surtout, une région interne. Si la condition au centre du disque est réfléchissante, alors, la région interne constitue une cavité résonnante, au même titre que les cavités *Laser*. Dans le

¹L'expression générale se dérive facilement de l'équation de dispersion 7.6, mais est plus compliquée.

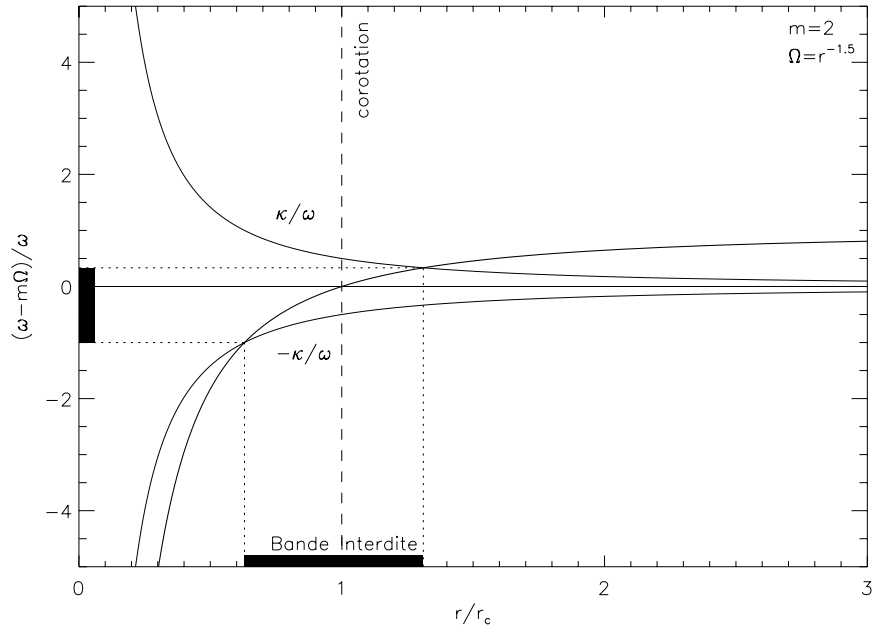


FIG. 7.2 – *Bande interdite et résonance de Lindblad pour une spirale à deux bras ($m = 2$). La courbe épaisse représente $\tilde{\omega}(r)/\omega = 1 - m\Omega/\omega$. Le rayon de corotation r_c est défini par $\tilde{\omega} = 0$. Les deux courbes en trait simple représentent l'évolution de la fréquence épicyclique κ . La bande interdite est définie autour de la corotation par : $-\kappa < \tilde{\omega} < +\kappa$. Le profil de rotation est choisi ici purement képlérien : en $\Omega \propto r^{-3/2}$.*

cas des disques de galaxies, la matière est présente jusqu'au centre de rotation. Les ondes peuvent traverser, ce qui mène effectivement à une condition réfléchissante. Dans le cas des disques de binaires X, la situation est différente et l'on suppose toujours l'existence d'un bord interne. Si ce bord est raide, alors la condition est effectivement réfléchissante. Par contre, le disque autour d'un trou noir peut s'étendre jusque la dernière orbite stable. Le gaz tombe alors sur le trou noir, et les ondes ne sont pas réfléchies (Blaes 1987).

Dans le cas où les ondes sont bel et bien réfléchies au bord interne du disque, la cavité interne sélectionne certains modes (voir les simulations numériques de Caunt & Tagger 2001), et il apparaît que ces modes sont instables. On peut en effet montrer que l'énergie des ondes sous la corotation est négative, si bien que leur présence diminue l'énergie du disque. Pour partir d'une situation d'équilibre, s'effondrer et former ces ondes spirales, il faut donc que la cavité interne perde de l'énergie. C'est là que la région de corotation joue un rôle majeur. Dans cette région, les ondes ne se propagent pas mais sont évanescentes. Elle possèdent donc malgré tout une certaine amplitude qui décroît à mesure que l'onde pénètre dans la bande interdite, mais ne s'annule jamais rigoureusement avant de ressortir de l'autre côté. Elle génère donc par *effet tunnel* une autre onde spirale dans la partie externe du disque. Ce faisant, elle perd de l'énergie, ce qui permet au gaz de la cavité interne de s'effondrer pour former des bras spiraux. Le taux de croissance de cette instabilité est donc en partie gouverné par l'épaisseur de la bande interdite : plus cette dernière est grande, plus il est difficile aux ondes de la cavité interne de céder une partie de leur énergie de l'autre côté, et donc, moins le système est instable.

Ce simple schéma est celui des instabilités gravitationnelles dans les disques. Ces instabilités spirales ont principalement été étudiées dans le cadre des spirales Galactiques car on peut les observer et constater directement qu'elles sont fortes (voir figure 7.1). Dans les disques

d'accrétion en revanche, l'auto-gravité est plus faible et cette force ne contribue probablement que très peu à déstabiliser des modes.

7.2.2 L'instabilité de Papaloizou-Pringle

En fait, plusieurs instabilités fonctionnent exactement sur le même principe que celle que je viens de présenter pour les spirales auto-gravitantes. Ces instabilités sont appelées instabilités de *swing*.

Pour mention, on peut citer l'instabilité de Papaloizou & Pringle (1985). Le principe de cette instabilité est le même que dans le cas auto-gravitant, mais sans l'auto-gravité... Seule reste donc la force de pression, et il a été montré que celle-ci était suffisante à déclencher une instabilité. Cette instabilité de pression a principalement été appliquée aux disques d'accrétion de binaires X, mais le taux de croissance est beaucoup plus faible qu'avec l'auto-gravité. En effet, la gravitation, force à longue portée, franchit relativement facilement la bande interdite, alors que les perturbations de pression s'amortissent exponentiellement au travers de la bande interdite et ne peuvent donc perdre que très peu de leur énergie à chaque cycle. A moins donc de considérer des spirales à très grand m (on sait déjà que ce n'est pas le cas dans les spirales galactiques qui favorisent en général le mode $m = 2$), le taux de croissance de l'instabilité de Papaloizou & Pringle (1985) reste donc très faible. De plus, cette instabilité est en général amortie par la résonance de corotation (voir plus loin).

7.2.3 Spirales magnétisées

Une dernière classe d'instabilités de *swing* est celle des spirales magnétisées. C'est ce type d'instabilités qui nous intéresse et qui conduit naturellement à l'AEI. La présence d'un champ magnétique vertical traversant le disque est responsable d'une force de Laplace sur les éléments de plasma du disque. C'est cette force, à l'instar de l'auto-gravité ou de la pression dans les deux cas que nous avons déjà vus, qui, dans le cas des spirales magnétisées est responsable de l'instabilité (Tagger *et al.* 1990). L'équation de dispersion de telles ondes est en effet :

$$(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 + 2\frac{B^2}{\Sigma}k + k^2c_s^2 \quad (7.8)$$

Cette équation est formellement la même que celle des spirales auto-gravitantes. Les spirales magnétisées ont donc exactement les mêmes propriétés. Une différence notable est cependant le signe de la force : la force magnétique est ici une force répulsive alors que la force gravitationnelle est attractive. Cela se traduit par une efficacité plus faible à traverser la bande interdite et donc des taux de croissance souvent faibles également. A elles seules, les spirales magnétisées ne permettent finalement pas d'obtenir des structures marquées sur quelques temps dynamiques comme le peut l'auto-gravité. Cependant, l'action à longue portée de la force de Laplace les rendent plus instables que l'instabilité de Papaloizou & Pringle (1985), due à l'action locale de la pression.

7.3 L'instabilité d'accrétion-éjection

7.3.1 Résonance de corotation

Si les spirales magnétisées ne sont pas assez instables dans leur version *swing*, un autre élément négligé jusqu'à présent rend ce type d'ondes très instable : la résonance de corotation. Les études de stabilité que je viens de présenter ont toutes été menées dans l'approximation de la couche de cisaillement, *shearing sheet* en anglais. De manière générale cette approximation

n'est pas justifiée car elle ne prend pas en compte de manière cohérente les gradients de vorticité spécifique W :

$$W = \frac{\kappa^2}{2\Omega} = \frac{1}{r} \partial_r (r^2 \Omega) \quad (7.9)$$

Or, si par exemple, le flot est k ep elien, alors : $2W_K = \Omega_K = \kappa_K$ et l'on voit qu'il est abusif de négliger le gradient de W tout en conservant la rotation différentielle. Cette méthode s'est cependant avérée très fructueuse en pratique car elle a permis de simplifier beaucoup l'approche des ondes dans les disques tout en restant suffisamment précise.

Cette approximation devient par contre trompeuse au voisinage de la corotation. Une étude plus appropriée de cette région montre que des ondes de Rossby s'y développent (Tagger 2001). Ces grands vortexes résultant justement d'un gradient de vorticité sont bien connus dans le cadre des atmosphères planétaires ; la grande tâche rouge de Jupiter en est l'exemple le plus frappant. En franchissant la résonance de Lindblad interne et en traversant la bande interdite, les ondes spirales ne sont pas simplement évanescentes comme on peut le trouver dans l'approximation du *shearing sheet* ; elles se couplent au contraire avec les ondes de Rossby. Selon les conditions, elles peuvent alors céder une partie de leur énergie à ces tourbillons, et ce, bien plus efficacement qu'elles ne traversaient la bande interdite. Ces tourbillons sont bien observ es dans les simulations de l'AEI (Caunt & Tagger 2001) et de tels champs de vitesse ont même été observ es dans des galaxies (Fridman *et al.* 2001).

7.3.2 Conditions d'instabilité

La nature des ondes de Rossby qui se développent dans la région de corotation dépend des quantités d'équilibre dans cette zone. En fonction de l'évolution de ces quantités au passage de la corotation, les tourbillons tournent dans un sens ou dans un autre, prenant dans un cas et cédant dans l'autre de l'énergie aux ondes spirales de la cavité interne. L'interaction ondes spirales/ondes de Rossby peut donc être stabilisante ou déstabilisante selon le cas. Le critère d'instabilité est le suivant :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{W\Sigma}{B^2} \right) > 0 \quad (7.10)$$

où la dérivée radiale est prise à la corotation (Tagger & Pellat 1999). Lorsque la dérivée 7.10 est négative, les ondes spirales s'amortissent et disparaissent. Au contraire, lorsqu'elle est positive, les modes sont instables. De même, le taux de croissance est proportionnel à cette quantité. Ce résultat avait en fait déjà été obtenu pour l'instabilité de (Papaloizou & Pringle 1985) et pour les spirales auto-gravitantes (Lynden-Bell & Kalnajs 1972). Dans ce cas purement thermique, le critère est :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{W}{\Sigma} \right) > 0 \quad (7.11)$$

Alors que dans le cas de l'instabilité de Papaloizou & Pringle (1985), il fallait invoquer une densité de surface fortement croissante avec le rayon, le critère d'instabilité des spirales magnétisées est beaucoup plus facilement satisfait. En particulier, un champ magnétique décroissant rapidement avec la distance au centre favorise le déclenchement de l'AEI. Il est intéressant de noter que les modèles de jets auto-similaires satisfont toujours ce critère : $\partial_r (W\Sigma/B^2) = 1/2$ (Varnière & Tagger 2002).

Une fois le critère d'instabilité satisfait, le taux de croissance dépend de l'état de magnétisation du plasma. Pour des champs très faibles ($\beta \gg 1$), la force magnétique est négligeable et le taux de croissance devient excessivement faible. A l'oppos e, dans des plasmas très magn etis es, la taille de la bande interdite devient très grande limitant les échanges avec

les ondes de Rossby. Un champ magnétique trop fort réduit donc aussi le taux de croissance des ondes spirales. Finalement, le taux d'amplification est maximal pour des champs à l'équipartition (Tagger & Pellat 1999) :

$$\beta \approx 1 \quad (7.12)$$

7.3.3 Interaction avec la couronne

Jusqu'ici, le disque était supposé dans le vide. Si maintenant on suppose que le disque est recouvert d'une couronne très peu dense, alors, le champ magnétique peut coupler disque et couronne. Tant que la couronne reste très peu massive en comparaison du disque, on peut négliger son influence directe sur le disque. Le disque se comporte donc comme on vient de le décrire. En revanche, le disque peut, par le biais du champ magnétique, avoir une forte influence sur la matière de la couronne.

Les ondes spirales magnétisées possèdent des propriétés à la fois hydrodynamiques : c'est une onde de densité ; et magnétiques : le champ magnétique est perturbé lui aussi. De manière tout à fait générique, on peut décomposer la perturbation magnétique du disque en deux composantes : une composante de torsion et une composante de compression.

Composante de torsion

La matière du disque entraîne les lignes de champ dans un mouvement en partie torsionnel. Ce cisaillement du pied des lignes de champ génère des ondes d'Alfvén qui se propagent ensuite le long des lignes de champ, c'est-à-dire ici verticalement. Dans la cavité résonante, ces ondes d'Alfvén emportent une fraction de l'énergie d'accrétion. Dans une approche WKB, le flux d'énergie emporté dans les ondes d'Alfvén diverge au niveau de la corotation (Tagger & Pellat 1999).

Une approche plus précise de la corotation montre deux choses (Varnière & Tagger 2002). Elle montre tout d'abord que dans cette zone, les ondes émises vers la couronne ne sont pas exactement des ondes d'Alfvén, mais des ondes de Rossby-Alfvén, possédant certaines caractéristiques des deux types d'ondes. Elle montre ensuite que le flux émis dans cette région reste fini mais peut être important. Le flux F_A emporté par les ondes de Rossby-Alfvén au niveau de la corotation est de l'ordre de :

$$\frac{F_A}{F_0} \sim \left(\frac{\rho_c}{\rho_D} \right)^{1/2} \left(\frac{r_c}{h} \right)^{-3/2} \quad (7.13)$$

où F_0 est le flux d'énergie cédé par les ondes spirales aux ondes de Rossby du disque, ρ_c et ρ_D sont les densités respectives de la couronne et du disque, r_c et h sont le rayon de la corotation et l'épaisseur du disque à cet endroit. On voit que si le rapport de densité est défavorisant, le rapport d'aspect r/h du disque est extrêmement favorisant pour cette émission d'énergie. Un rapport d'aspect de $h/r \sim 0.1$ et un rapport de densité de $\rho_c/\rho_D \sim 10^{-4}$ donne un flux relatif de l'ordre de l'unité.

Par le truchement de la corotation, les ondes spirales magnétisées peuvent donc émettre en ondes d'Alfvén une fraction significative de l'énergie d'accrétion du disque. Cette énergie, si elle est dissipée par des mécanismes qu'il reste à trouver, peut donc servir à chauffer la couronne et peut-être même à énergiser un jet dans cette région. C'est pourquoi l'AEI a été nommée ainsi (Tagger & Pellat 1999, Varnière & Tagger 2002).

On peut enfin noter une dernière chose. La résonance de corotation permet de déstabiliser efficacement les ondes spirales de la cavité interne. Cependant, il a été avancé que de par sa nature mathématiquement semblable à l'amortissement Landau, ce mécanisme devrait saturer

à mesure que l'énergie s'accumule dans les ondes de Rossby (Narayan *et al.* 1987). Si cette saturation risque bien d'exister pour un disque dans le vide, l'énergie accumulée peut être évacuée efficacement en présence d'une couronne, ce qui prévient cette saturation.

Le schéma général de l'AEI tel qu'on peut le dessiner à l'heure actuelle est représenté sur la figure 7.3.

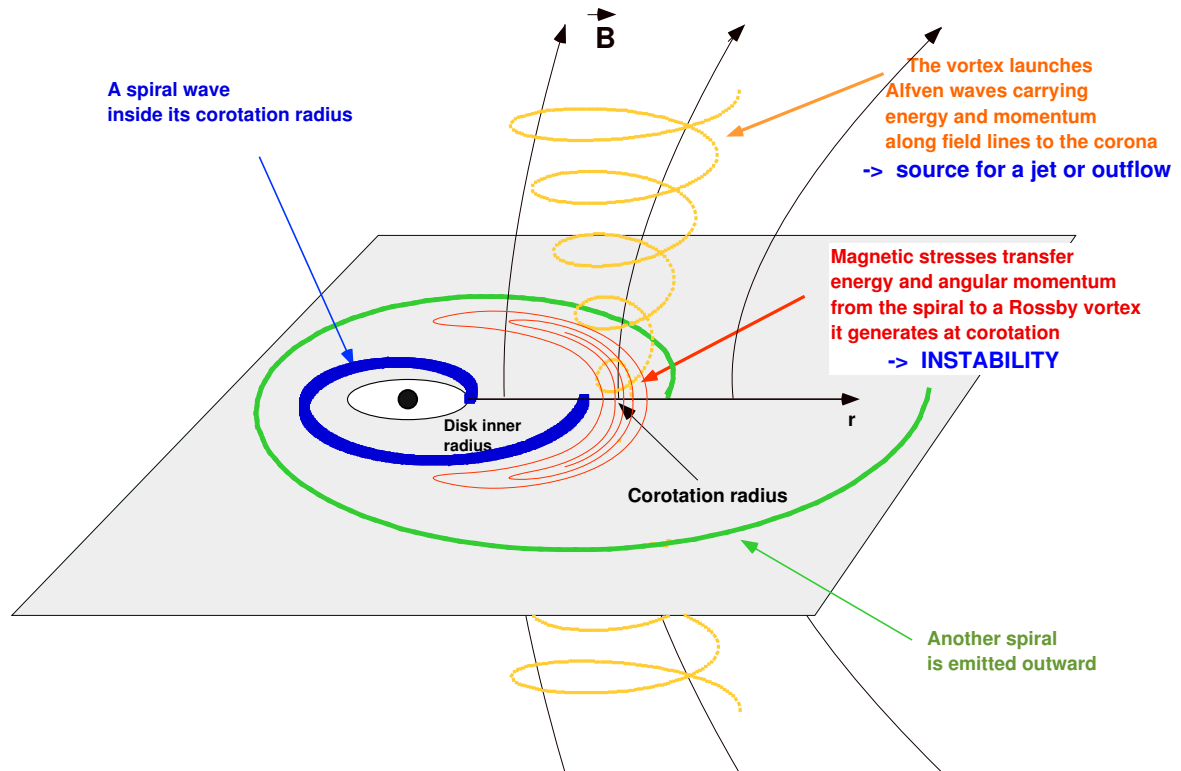


FIG. 7.3 – L'AEI et ses diverses composantes...

Composante de compression

Les mouvements de matière associés au passage de l'onde spirale dans le disque excitent également une composante de compression des lignes de champ : le champ magnétique est plus fort dans les bras spiraux, là où la matière est plus dense (voir figure 7.4). Contrairement aux mouvements torsionnels qui peuvent se propager à l'infini sous la forme d'ondes d'Alfvén, les mouvements compressionnels décroissent avec l'altitude ; typiquement selon une loi :

$$\frac{\delta B}{B} \propto e^{-kz} \quad (7.14)$$

où $k = \sqrt{k_r^2 + m^2/r^2}$. Pour des ondes spirales semblables aux spirales galactiques, $k^{-1} \gtrsim r$.

C'est cette composante de la perturbation que j'ai étudiée pour voir si, parallèlement aux ondes d'Alfvén, elle était capable de fournir de l'énergie à la couronne, cette fois en la chauffant directement. C'est le sujet du chapitre suivant.

7.3.4 L'AEI, l'accrétion et les QPO

Dans cette section, je cite par souci de complétude quelques autres propriétés de l'AEI, qui ne nous concernent pas directement pour ce travail de thèse, mais qui font de l'AEI une in-

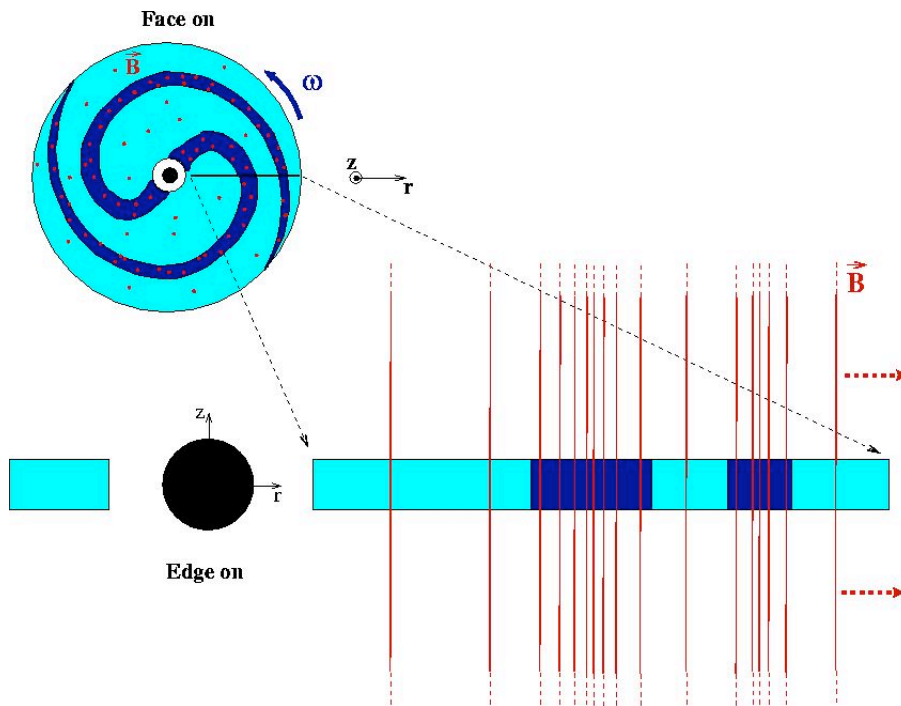


FIG. 7.4 – Vue schématique de la relation entre les perturbations de densité et celle du champ magnétique dans une onde spirale magnétisée.

stabilité intéressante à plusieurs points de vue dans la problématique des disques d'accrétion.

Moment angulaire

Tout d'abord, les ondes spirales magnétiques de l'AEI peuvent transporter le moment angulaire du disque, exactement comme les spirales galactiques. Contrairement à la viscosité turbulente des disques- α qui transportent le moment angulaire radialement jusqu'à l'infini, les ondes spirales magnétisées le transportent jusqu'à la corotation où il est finalement évacué verticalement par les ondes d'Alfvén. L'AEI pourrait donc jouer un rôle dans l'accrétion des régions centrales au même titre que la viscosité turbulente.

L'AEI est la MRI ont en fait peu de chances de pouvoir agir de concert au même moment et dans la même région du disque. La MRI se déclenche en effet dans des plasmas faiblement magnétisés et son efficacité chute lorsque $\beta \gtrsim 1$, ce qui est justement la condition pour une amplification maximale des ondes spirales magnétisées par l'AEI. De même, dans les cas étudiés numériquement la MRI tend toujours à générer un champ turbulent alors que l'AEI se développe en champ ordonné. Si elle ne peuvent agir dans la même configuration, la MRI et l'AEI pourraient par contre agir successivement dans un cycle à long terme, comme il est suggéré dans le scénario de flot magnétique (Tagger *et al.* 2004).

Oscillations quasi-périodiques

Je finis ici cette présentation de l'AEI en notant qu'elle permet d'envisager une explication très simple des QPO basse fréquence. Ces QPO (pour *Quasi-Periodic Oscillations*) sont des variations temporelles à l'échelle du Hz de l'intensité lumineuse de binaires X. Elles sont observées dans l'état bas/dur des sources, c'est-à-dire dans l'état qui nous intéresse. Ces oscillations ne sont encore expliquées par aucun modèle de manière vraiment satisfaisante et

l'idée d'une spirale dans les région centrale du disque pourrait apporter un début de réponse. La spirale peut en effet générer un point chaud dans le disque ; et ce point chaud, orbitant autour de l'objet central pourrait créer une modulation de la luminosité avec les mêmes propriétés que celles de ces QPO, notamment leur fréquence (Varnière *et al.* 2002, Rodriguez *et al.* 2002).

CHAPITRE 8

Pompage magnétique

Sommaire

8.1 Principe	115
8.2 Equilibre cinétique de la couronne	116
8.2.1 De la difficulté d'un équilibre magnétisé	116
8.2.2 La force miroir	117
8.2.3 Le mouvement d'équilibre	119
8.2.4 La couronne chaude	120
8.3 Pompage magnétique	126
8.3.1 Résonance	127
8.3.2 L'équation de Vlasov	128
8.3.3 Calcul simple de résonance d'une population de particules	129
8.3.4 Calcul plus complet	131
8.4 Discussion	135
8.4.1 Chauffage ionique	135
8.4.2 Efficacité	135
8.4.3 Conclusion et perspectives....	136

Cette partie présente un mécanisme de chauffage appelé *pompage magnétique*. Ce mécanisme est caractéristique des milieux non-collisionnels en présence d'un gradient de champ magnétique. Ce mécanisme cinétique est une résonance entre le mouvement individuel de particules de la couronne et l'excitation périodique par le passage de l'onde spirale magnétisée. Après avoir succinctement introduit les grandes lignes de ce mécanisme, j'étudie dans une première section l'influence des effets cinétiques sur le mouvement d'équilibre des particules. Je montre ensuite comment la rotation périodique de l'onde spirale peut fournir de l'énergie à ces particules. Enfin, dans la dernière section, je discute de la faible efficacité et des points faibles de ce mécanisme.

8.1 Principe

Nous avons vu dans le chapitre précédent que lorsque le champ magnétique est suffisamment fort et qu'il possède une structure dipolaire à grande échelle, une forte instabilité MHD se développe dans le disque pour former une onde spirale. La question posée ici est de voir comment la composante compressionnelle de la perturbation magnétique peut influencer et peut-être même chauffer les particules de la couronne.

La couronne des microquasars est très chaude dans l'état bas/dur, typiquement 50 à 150 keV. Comme nous l'avons déjà vu dans le cas du plasma à 8 keV au centre Galactique, de telles températures ralentissent considérablement les collisions de type Coulomb. De plus, la couronne est vraisemblablement très tenue. Dans ces conditions, il est possible que les collisions entre particules ne soient plus suffisantes pour assurer un réel comportement fluide aux particules. Le temps caractéristique du disque et de la couronne est ici le temps de rotation de la matière autour de l'objet central. Du fait de la rotation différentielle, ce temps dépend bien sûr du rayon. Il est généralement admis que les QPO marquent le mouvement périodique du disque dans sa région interne. Ils indiquent alors des temps caractéristiques de l'ordre de :

$$\tau_K \sim 0.1 - 10s \quad (8.1)$$

La compréhension de la couronne, sa géométrie, sa taille, sa localisation étant très incertaine, il est extrêmement difficile de pouvoir estimer avec précision ses caractéristiques thermodynamiques. Si on connaît bien sa température, grâce à la coupure dans le spectre, la densité peut varier sur plusieurs ordres de grandeur. Le temps de collision dans une couronne hypothétique de densité $n = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ est de :

$$\tau_{i-i} \sim 1 \text{ s } n_{13}^{-1} T_{100}^{3/2} \quad (8.2)$$

où la densité est exprimée en 10^{13} cm^{-3} et la température ramenée à 100 keV. Cette densité amène la couronne à la frontière du régime non-collisionnel. Au-delà de cette limite, leur comportement ne peut donc plus être décrit par les lois de la MHD idéale et un autre formalisme doit être utilisé qui permette de rendre compte du caractère *cinétique* des particules. Dans la suite, nous supposons qu'effectivement les conditions sont bien réunies pour atteindre un régime non-collisionnel.

Le caractère cinétique des particules fait apparaître de nouvelles lois d'évolution. En particulier, il fait apparaître une nouvelle force, la *force miroir* qui change les propriétés de l'équilibre dans la couronne. Nous allons voir que cette force autorise un nouveau type de comportement pour les particules de la couronne : elles peuvent encore être confinées dans le disque ou éjectées comme avec l'approche standard MHD, mais toute une population de particules chaudes peuvent également rester dans la couronne et y parcourir des orbites périodiques le long des lignes de champ.

L'onde spirale, lorsqu'elle passe dans le disque excite une perturbation compressionnelle du champ magnétique. Cette perturbation s'étend loin au-dessus du disque (en $\sim e^{-z/r}$) et perturbe périodiquement la force miroir. L'idée du chauffage repose très simplement sur la *résonance* entre le mouvement oscillant des particules de la couronne et l'excitation périodique des lignes de champ par l'onde spirale dans le disque.

L'amplitude de l'onde spirale étant souvent faible, il est plus simple de la considérer comme une petite perturbation et d'étudier la réponse linéaire de la couronne à cette excitation. Nous procéderons donc en deux étapes : la détermination de l'équilibre puis de sa perturbation.

8.2 Equilibre cinétique de la couronne

8.2.1 De la difficulté d'un équilibre magnétisé

L'obtention d'un équilibre stationnaire global est un problème extrêmement complexe. L'advection de la matière, du champ magnétique, l'éjection associée, la rotation différentielle dans le disque, le fort contraste de densité entre la disque et la couronne. Tout ces effets font qu'écrire un équilibre analytique simple est illusoire. Des modèles ont été proposés (Blandford & Payne 1982, Pelletier & Pudritz 1992, Ferreira 1997), la plupart auto-similaires, mais les

structures sont souvent définies de manière implicite ou semi-numérique, et ne sont donc pas facilement utilisables pour l'étude présentée ici.

Notre cas est en fait plus simple que ce cadre général. Nous ne nous intéressons par exemple pas directement à l'accrétion ou l'éjection de matière. Le profil de rotation peut donc être supposé képlérien. De même, nous ne nous intéressons pas à la structure verticale du disque mais aux particules de la couronne. Le disque peut donc être supposé infiniment fin. La difficulté cependant subsiste. Nous tenterons donc de comprendre les ingrédients et les conséquences du pompage de manière assez générale. Puis nous utiliserons une structure très simplifiée du champ magnétique pour essayer de caractériser un peu mieux les résultats.

8.2.2 La force miroir

Traiter un problème de manière totalement cinétique requiert l'utilisation d'une fonction de distribution. C'est un travail long et difficile qu'il n'est pas forcément nécessaire d'effectuer si les phénomènes étudiés ne le nécessitent pas.

Une des manières les plus simples de commencer à introduire des effets cinétiques tout en limitant la difficulté de l'analyse est d'introduire le concept de *moment magnétique*. On sait que le mouvement perpendiculaire¹ d'une particule de charge q et de masse m dans un champ magnétique B est la composition d'un mouvement circulaire périodique à la fréquence cyclotron avec un mouvement de dérive transverse dû aux différentes forces en présence. La fréquence cyclotron s'exprime simplement :

$$\Omega_c = \frac{qB}{m} \quad (8.3)$$

Dans beaucoup de problèmes physiques, la fréquence cyclotron est bien plus grande que les variations temporelles typiques du problème. On peut donc en première approximation moyenner sur le mouvement cyclotron pour finalement de s'intéresser qu'au mouvement du *centre guide* : le point de la ligne de champ autour duquel tourne la particule. Ce faisant, on réduit bien sûr avantageusement le nombre de degrés de liberté du système. Le mouvement du centre guide ne résulte plus que des dérives liées aux différentes forces, principalement la dérive électrique. Dans le repère où le champ électrique s'annule et si on néglige les autres dérives, alors, seul le mouvement parallèle aux lignes de champ subsiste. Il ne reste donc plus qu'un seul degré de liberté.

La moyenne sur la phase du mouvement cyclotron garde cependant une information cruciale sur ce mouvement rapide, information qui se traduit par une nouvelle force appliquée au centre guide. Plus précisément, lorsqu'on réalise cette moyenne, on fait apparaître le moment magnétique² :

$$\mu = m \frac{v_{\perp}^2}{2B} \quad (8.4)$$

où v_{\perp} est la vitesse d'oscillation cyclotron. Il s'agit simplement du moment du dipôle magnétique issu du mouvement circulaire de la particule autour de sa ligne de champ. Dans la limite où les variations temporelles et spatiales sont lentes, cette quantité, qui n'est autre que l'action associée au mouvement cyclotron, est conservée. On dit qu'il s'agit d'un *invariant adiabatique*.

On voit qu'il dépend de la vitesse cyclotron. On peut donc réécrire l'énergie cinétique des particules en le faisant apparaître :

$$E_c = m \frac{v_{\parallel}^2}{2} + \mu B \quad (8.5)$$

¹Dans ce chapitre, par perpendiculaire, on entend toujours, sauf mention contraire, la direction perpendiculaire au champ magnétique local

²Selon les cas, la masse est incluse ou non dans la définition du moment magnétique. J'ai choisi cette notation pour des raisons de simplicité.

Dans la mesure où μ est constant, le terme μB peut être considéré comme une énergie potentielle pour le centre guide qui ne peut se déplacer que sur la direction parallèle. La force qui dérive de cet énergie est la **force miroir** :

$$\vec{F}_\mu = -\mu \partial_{\parallel} B \vec{e}_{\parallel} \quad (8.6)$$

où le signe \parallel désigne la direction parallèle au champ. Il s'agit simplement de la force appliquée à un dipôle magnétique en présence d'un champ magnétique non uniforme. Cette force est un effet purement cinétique : on voit qu'elle est parallèle au champ magnétique alors que la force fluide de Laplace $\vec{J} \times \vec{B}$ est toujours perpendiculaire au champ.

En pratique, les conséquences de la conservation de μ sont assez faciles à appréhender. La force miroir est dirigée dans la direction opposée au gradient du champ magnétique. C'est donc une force répulsive qui s'oppose à la pénétration de particules chargées dans une région de champ fort (voir figure 8.1). Si le champ est suffisamment fort par rapport à l'énergie des

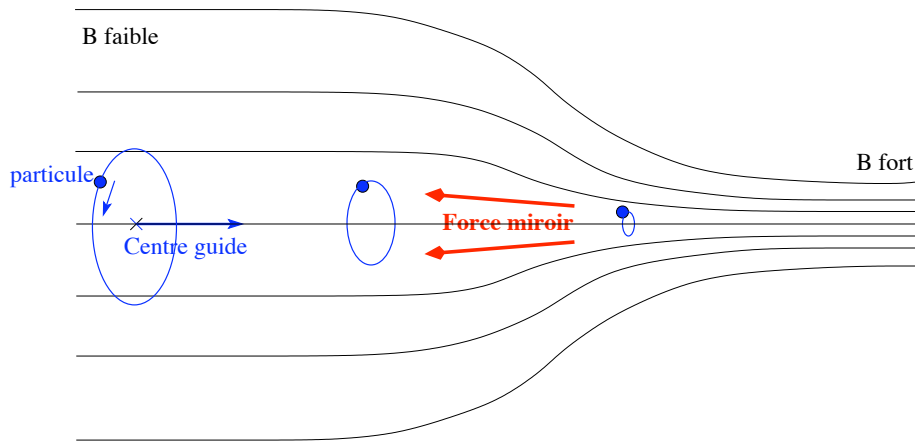


FIG. 8.1 – *Force miroir* : une particule chargée pénètre dans une région de champ fort. Son rayon de Larmor diminue, sa fréquence cyclotron augmente et sa vitesse parallèle diminue au point de pouvoir s'annuler. La particule fait alors demi-tour.

particules, celles-ci peuvent même être contraintes de faire demi-tour. C'est le principe des *bouteilles magnétique* largement utilisé en laboratoire pour confiner des plasmas.

Il faut bien noter que cette force, malgré ses apparences, ne travaille pas : elle ne peut pas changer l'énergie totale de la particule physique. Le résultat général qui stipule qu'un champ magnétique constant ne peut pas changer l'énergie d'une particule reste valide. Il faut en fait bien distinguer la particule physique et le centre guide. La force miroir s'applique sur le centre guide. Elle peut changer son "énergie potentielle magnétique" μB , mais pas celle de la particule. La conservation de μ traduit en fait les échanges d'énergie entre vitesse parallèle et vitesse perpendiculaire au champ. Lorsqu'une particule physique arrive avec une certaine vitesse parallèle et un moment magnétique donné dans une région de champ fort, elle possède une énergie totale $E_0 = mv_{\parallel}^2/2 + \mu B$. Comme nous venons de le dire, cette énergie reste constante. Le moment magnétique μ étant conservé et le champ augmentant au cours du mouvement, la vitesse perpendiculaire du mouvement cyclotron augmente : sa fréquence augmente et son rayon de Larmor diminue. Puisque l'énergie reste constante, la vitesse parallèle doit nécessairement diminuer, jusqu'éventuellement s'annuler si B devient trop fort. Dans ce dernier cas, la particule fait demi-tour.

L'utilisation du moment magnétique et de la force miroir permet donc, dans l'approche centre guide, de conserver de l'information sur le mouvement cyclotron tout en limitant la complexité du problème.

8.2.3 Le mouvement d'équilibre

C'est donc le moyen le plus simple pour étudier le mouvement cinétique des particules de la couronne. Considérons donc un disque traversé par un champ magnétique vertical. La couronne étant très peu dense, elle n'affecte pas la structure magnétique. Cette dernière est entièrement déterminée par des courants dans le disque plus dense ou plus loin. Dans ce sens, on peut considérer la couronne comme sans courant ($\vec{J} = \vec{0}$). De manière plus générale, on pourrait s'intéresser à des équilibres sans force $\vec{J} \times \vec{B} \approx \vec{0}$, *force-free* en anglais.

Dans toutes les géométries réalistes, le champ magnétique est plus fort dans les régions les plus internes. Il peut en effet y avoir été concentré en partie par l'advection de matière (voir section 5.4.2). De plus, aussitôt sorti du disque (en fait au-dessus du point sonique, Casse & Ferreira 2000), il possède nécessairement une composante radiale qui impose une compression des lignes de champ vers le centre, du simple fait de la géométrie cylindrique. Nous supposons donc ici que le champ possède une structure classique de type sablier par exemple. A faible distance du disque (en dessous du point d'Alfvén), l'inertie des particules de la couronne est insuffisante pour enrouler les lignes de champ. Celle-ci restent donc en bonne approximation poloidales et tournent avec le disque de manière rigide.

Approche MHD

Dans une approche MHD standard, le théorème du flux gelé impose aux éléments du fluide d'être attachés aux lignes de champ. Ils ne peuvent donc se déplacer que le long de ces lignes (Henriksen & Rayburn 1971). Tout comme pour des perles enfilées sur un fil, leur comportement est déterminé par la projection des différentes forces en présence sur l'axe du champ magnétique. Ici, seules la gravité et la force centrifuge agissent sur le fluide. Si on fait ce calcul très simple (voir le premier schéma de la figure 8.2), on trouve le fameux résultat de Blandford & Payne (1982). Selon l'angle d'inclinaison θ des lignes de champ avec la vertical, deux types de comportements sont envisageables au pied des lignes de champ :

- Si $\theta < 30^\circ$:
La gravité est plus forte que la force centrifuge. La situation est stable et des éléments de fluide soulevés du disque y retombent.
- Si $\theta > 30^\circ$:
La force centrifuge l'emporte. La situation est instable et des éléments de fluide soulevés légèrement du disque sont éjectés par un effet de fronde.

Plus haut au-dessus du disque, quand les particules fluides commencent à monter le long des lignes de champ, la gravité diminue et la force centrifuge augmente. La situation $\theta > 30^\circ$ est donc définitivement instable et la matière est éjectée à l'infini. Au contraire, la situation $\theta < 30^\circ$ n'est stable qu'au pied des lignes de champ : si du fluide est soulevé suffisamment haut, il finit toujours par être éjecté (voir figure 8.3).

Approche cinétique

Faisons maintenant le même travail en cinétique, ou pour être plus précis, en approche centre guide. Dans cette approche, nous avons vu que le mouvement moyen de la particule pouvait être uniquement décrit le long de la direction parallèle au champ, le mouvement perpendiculaire étant décrit par les dérive liées aux autres forces en présence³. Exactement comme les éléments de fluide étaient attachés à leur ligne de champ en MHD, les centres guides doivent se déplacer le long des lignes de champ entraînées par le disque. L'approche est donc très similaire. Une différence essentielle apparaît cependant : l'ajout, en plus de la gravité et de la force centrifuge, de la force miroir. Suivant les propriétés de cette force, le

³La dérive électrique étant toujours dominante, sauf dans le repère où $E = 0$.

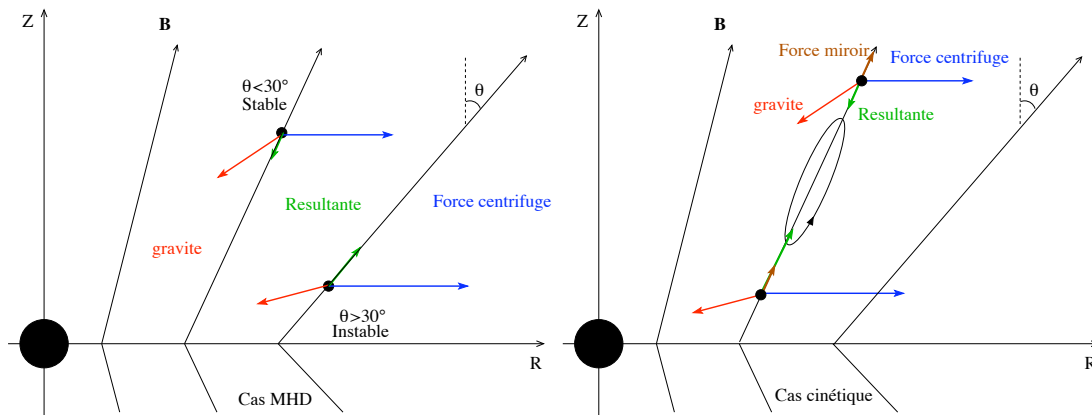


FIG. 8.2 – Bilan des forces et mouvement de la matière dans les cas MHD (à gauche) et cinétique (à droite). Les particules fluides du cas MHD ne connaissent que deux types de comportement : l'équilibre dans le disque ou l'éjection ; alors que les particules du cas cinétique peuvent aussi être en équilibre au-dessus du disque et former la "couronne". Leur mouvement est alors oscillant.

champ magnétique concentré dans les régions centrales exerce une force répulsive le long des lignes de champ qui tend à écarter les particules chargées loin du disque et de l'objet central. La situation peut donc être sensiblement différente.

Dans les cas MHD instables ($\theta > 30^\circ$), la force miroir s'ajoute à la force centrifuge et accentue l'éjection. La situation est donc la même. Dans les cas MHD stables au contraire, la force miroir joue un rôle important. De même que la gravité, elle tend vers zéro à grande distance alors que la force centrifuge augmente. La matière est donc toujours instable à grande distance, comme en MHD. Par contre, dans les régions internes elle aide la force centrifuge à extraire les particules confinées par la gravité. Deux cas sont alors envisageables. Si la force miroir est trop forte, elle peut rendre la situation instable. Ce cas ne nous intéresse pas. Par contre, si elle est plus raisonnable, elle peut être à l'origine d'un comportement intermédiaire où les particules possèdent une position d'équilibre hors du disque, typiquement à une altitude de l'ordre d'une fraction du rayon. L'énergie potentielle totale d'une particule, somme de l'énergie gravitationnelle, l'énergie centrifuge et "l'énergie magnétique" est représentée sur la figure 8.3. On voit qu'en présence de la force miroir, le minimum local initialement dans le disque est déplacé hors du disque pour ce choix de paramètres.

La force miroir permet donc, dans une approche cinétique, à une nouvelle population d'exister : des particules peuvent être piégées à une altitude intermédiaire. Individuellement, ces particules oscillent le long des lignes de champ, avec une certaine fréquence caractéristique, sans retomber dans le disque ni être éjectées (voir figure 8.2).

8.2.4 La couronne chaude

Ce que nous appelons couronne pourrait donc être constitué de ces particules piégées entre deux eaux. Toutes les particules ne sont cependant pas piégées et seules celles qui possèdent un certain nombre de propriétés peuvent ainsi osciller en altitude. Ces critères qui déterminent le comportement des particules sont :

- L'inclinaison des lignes de champ :

Plus les lignes sont inclinées, plus la force centrifuge joue un rôle important. Des particules de moment magnétique donné seront plus facilement éjectées avec des lignes de champ fortement inclinées. En particulier, si elles sont inclinées de plus de 30° , aucune particule ne peut rester

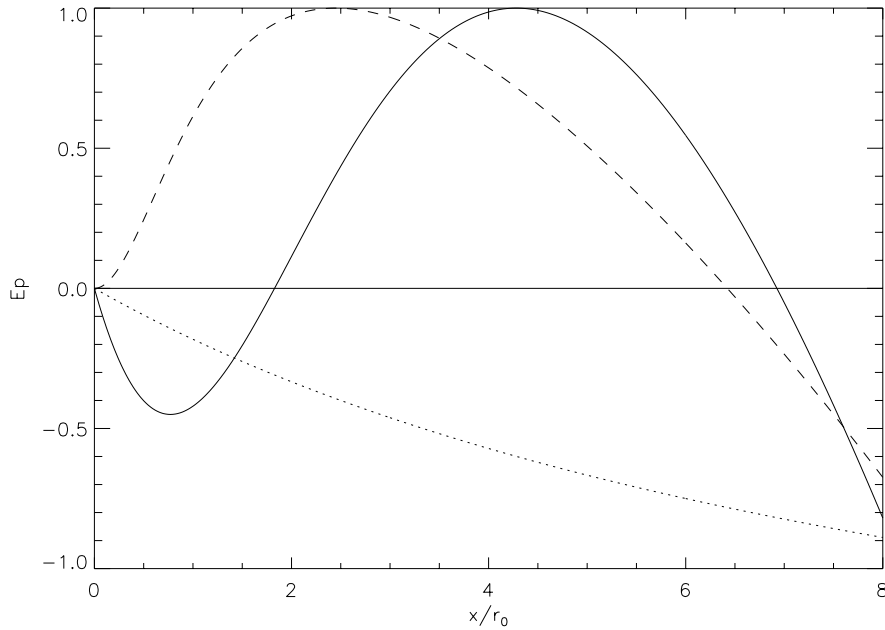


FIG. 8.3 – *Energie potentielle le long de lignes de champ droites pour $\theta = 80^\circ$ (voir annexe D pour la description de la géométrie). La ligne en trait plein représente le potentiel cinétique (normalisé par $E_{p,max} = 0.05m_i\Phi_0$), somme du potentiel MHD (en trait pointillé et normalisé par $E_{p,max} = 0.36m_i\Phi_0$) et du potentiel magnétique μB pour $\eta = 2\mu B/m_i\Phi_G^0 = 2$. On voit que la force miroir permet un équilibre au-dessus du disque, qui n'existait pas avant.*

dans le disque ou dans la couronne. Les particules de la couronne doivent donc se trouver sur des lignes de champ proches de la verticale. De même, la structure à grande échelle du champ magnétique définit l'allure de la force miroir en altitude au-dessus du disque. Elle joue donc sur la position d'équilibre, l'amplitude et la fréquence des oscillations permises. Comme nous l'avons déjà dit, le peu de contraintes observationnelles laisse sur ce point beaucoup de possibilités.

- Le moment magnétique des particules :

La force miroir lui est directement proportionnelle. Les particules de trop grand μ sont sujettes à une force miroir forte qui risque de les éjecter, sans leur laisser la possibilité d'osciller dans la couronne. A l'inverse, des particules de trop faible μ ont un point d'équilibre très peu déplacé, très proche du disque donc, et retombent facilement dans ce dernier. Contrairement au champ magnétique, on peut se faire une idée du moment magnétique de particules. En effet, si on néglige le mouvement parallèle des particules, la température déduite des observations correspond directement au mouvement cyclotron des particules :

$$\mu B = k_B T_c \approx 100 \text{keV} \quad (8.7)$$

Si on suppose que ions et électrons ont même la température, alors ils possèdent les mêmes moments magnétiques. Du fait de leurs masses différentes, ils possèdent des vitesses cyclotron très différentes.

- La masse des particules :

Si à même température les ions et les électrons possèdent le même moment magnétique et donc la même force miroir, ils sont sujets différemment à la gravité et à la force centrifuge. Les électrons sont en particulier beaucoup moins sensibles à ces deux dernières forces, ils sont donc beaucoup plus facilement éjectés par la force miroir. Si maintenant, on considère

les deux populations simultanément dans la couronne, cette différence de comportement se traduit par un potentiel électrostatique de séparation de charge. De même que pour le plasma du centre Galactique, cet effet peut être pris en compte à l'aide d'une gravité effective qui correspond à la gravité exercée sur un couple ion+électron (voir annexe D).

Nous venons donc de décrire qualitativement les propriétés de la couronne. Il est impossible d'aller plus loin dans sa caractérisation sans préciser la structure exacte du champ magnétique. C'est ce que je fais maintenant.

Modèle très simple

L'idée n'est pas ici d'exhiber un équilibre réaliste de structure magnétique. Il s'agit uniquement de reproduire dans une géométrie très simplifiée les éléments caractéristiques que nous venons de présenter de manière qualitative et de les préciser davantage. En l'occurrence, le principe du mécanisme ne repose que sur la concentration des lignes de champ dans les régions internes. Il se peut que les valeurs exactes des résultats que je présente avec ce modèle simple soient légèrement différentes avec une structure plus réaliste, mais les ordres de grandeur doivent rester les mêmes.

Dans le modèle choisi, les lignes de champ sont supposées ancrées dans le disque, droites et inclinées d'un certain angle θ avec la verticale (comme sur la figure 8.2 par exemple). Dans cette configuration, on peut décrire l'espace non plus en terme de hauteur verticale au-dessus du disque et de rayon à l'axe central, mais en terme du rayon r_0 au pied des lignes de champ et de la distance au disque le long des lignes de champ x . Avec la contrainte de lignes de champ droites, la condition $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ impose d'écrire le champ sous la forme générale (voir annexe D) :

$$B_r = \frac{B_r^0(r_0)}{(1 + cx)(1 + ncx)} \quad (8.8)$$

$$B_z = \frac{B_z^0(r_0)}{(1 + cx)(1 + ncx)} \quad (8.9)$$

$$B = \frac{B^0(r_0)}{(1 + cx)(1 + ncx)} \quad (8.10)$$

où $c = \cos(\pi/2 - \theta)$, B_r^0 et B_z^0 sont les composantes du champ en $x = 0^+$, juste au-dessus du disque et

$$n = -\frac{\partial_{r_0}(\tan \theta)}{\tan \theta} \quad (8.11)$$

Si la tangente que font les lignes de champ avec la verticale décroît avec le rayon selon une loi de puissance, alors n est cette puissance. De manière générale, n dépend aussi du rayon. On peut donc choisir arbitrairement deux lois qui caractérisent à elles seules la structure : la loi $\theta(r_0)$ définissant le profil d'inclinaison avec le rayon, et la loi $B^0(r_0)$ définissant le profil d'amplitude du champ dans le disque.

La loi $B^0(r_0)$ décrit comment le champ magnétique évolue d'une ligne à l'autre. Elle n'influence donc pas le comportement des particules le long d'une unique ligne de champ (pas de dépendance en x). Par contre, on voit avec les formules 8.8, 8.9 et 8.10 que la valeur de n influence la manière dont la valeur du champ évolue tout au long des lignes. La loi $\theta(r_0)$ caractérise en fait la manière dont les lignes de champ se concentrent dans la zone centrale et influe donc sur l'intensité de la force miroir et le mouvement des particules.

Avec cette structure pour le champ magnétique, l'énergie potentielle totale des centres

guides et la force totale qui en dérive, projetée sur une ligne de champ sont respectivement :

$$E_p/E_0 = -\frac{1}{(x^2 + 2cx + 1)^{1/2}} - cx\left(1 + \frac{x}{2}\right) + \frac{\eta}{(1 + cx)(1 + ncx)} \quad (8.12)$$

$$F/F_0 = -\frac{c + x}{(x^2 + 2cx + 1)^{3/2}} + c(1 + cx) + \eta \frac{1 + n + 2ncx}{(1 + cx)^2(1 + ncx)^2} \quad (8.13)$$

Le premier terme correspond à la force gravitationnelle, le deuxième à la force centrifuge et le troisième à la force miroir. Dans ces formules, les énergies et forces ont été normalisées par $E_0 = m_i \Phi_0 / 2$ et $F_0 = -m_i \partial_{r_0} \Phi_0$ où Φ_0 est le potentiel gravitationnel au pied des lignes de champ et m_i est la masse des ions. La distance x le long des lignes de champ a été normalisé par le rayon r_0 du pied des lignes de champ. La quantité $c = \cos(\pi/2 - \theta)$ représente l'inclinaison des lignes de champ et dépend en toute généralité du rayon. Enfin, on a noté⁴ :

$$\eta = 2 \frac{\mu B^0}{m_i \Phi_G^0} \quad (8.14)$$

C'est ce paramètre qui caractérise l'intensité relative de la force miroir par rapport aux forces inertielle et de gravitation. Avec c , ils représentent les deux seuls paramètres du problème. L'angle des lignes de champ est inconnu, par contre, la température observée impose un ordre de grandeur pour le paramètre η . On peut en effet écrire celui-ci en fonction du rapport d'aspect du disque et de sa température :

$$\eta \approx \frac{v_{\text{th},c}^2}{r^2 \Omega_K^2} \approx \frac{T_c}{T_D} \left(\frac{h}{r}\right)^2 \quad (8.15)$$

Pour un disque froid de type α , le rapport d'aspect vaut typiquement 0.1 et la température du disque de l'ordre de 1 keV. Le paramètre est donc de l'ordre de :

$$\eta \sim 1 \quad (8.16)$$

Dans cette géométrie, on peut maintenant étudier analytiquement les conditions d'équilibre et en tirer facilement quelques valeurs. Les résultats que je discuterai ici sont ceux obtenus pour $n = 0$, c'est-à-dire dans une région du disque où l'inclinaison des lignes de champ est constante. L'ajout d'une variation de l'inclinaison change légèrement les valeurs critiques mais pas suffisamment pour nécessiter une étude spécifique.

Composition

- La figure 8.3 montre l'allure de l'énergie potentielle totale en fonction de x dans cette géométrie et pour des valeurs des paramètres qui font apparaître une position d'équilibre dans la couronne. On voit clairement apparaître le puits de potentiel dans la couronne. On voit également que pour ce choix de paramètre, si l'énergie parallèle des particules augmente trop, elles finissent par intersecter le disque dense.

- La figure 8.4 présente la localisation de l'équilibre dans la couronne en fonction de l'angle θ , pour plusieurs valeurs de η , c'est-à-dire de la force miroir. On voit que pour chaque valeur de η , il existe un angle critique au-delà duquel il n'existe plus de position d'équilibre. Pour des angles supérieurs, la somme de la force centrifuge et de la force miroir est toujours déstabilisante. Plus le moment magnétique des particules considérées est grand, plus les lignes de champ requises pour un équilibre sont proches de la verticale. Ensuite, lorsque que l'angle est suffisamment faible pour garantir un équilibre, la position d'équilibre est d'autant plus

⁴Le facteur deux vient de la force électrostatique de séparation de charge.

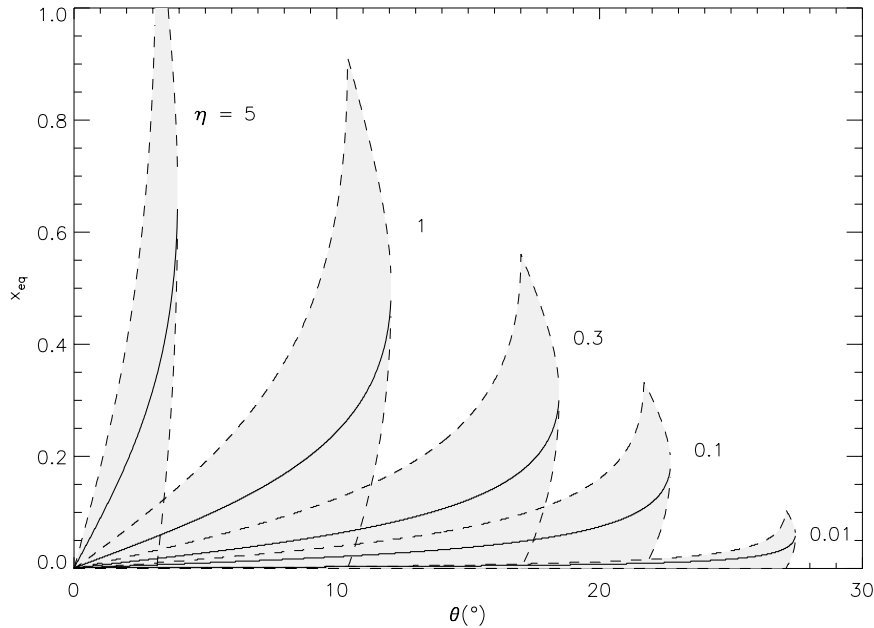


FIG. 8.4 – Position d'équilibre et extension maximale. Les courbes en trait plein représentent la position de l'équilibre le long d'une ligne de champ en fonction de l'inclinaison de celles-ci, pour plusieurs valeurs de $\eta = 2\mu B/m_i\Phi_G^0$. La zone grisée représente pour chaque cas le domaine d'extension autorisé pour les particules qui oscillent autour de cette position d'équilibre.

haute dans la couronne que l'angle est proche de l'angle critique. Enfin, plus η augmente, plus l'angle optimal permet aux particules d'atteindre de hautes altitudes.

On voit que pour $\eta \sim 1$, des particules ne peuvent rester en équilibre et former une couronne que si $\theta \lesssim 10^\circ$. Et lorsque $\theta \approx 10^\circ$, la position d'équilibre se trouve à une altitude d'environ $r_0/2$. La figure 8.4 présente également l'excursion maximale autorisée pour les particules, autour de la position d'équilibre. Cette région détermine l'extension en altitude de la couronne. Quel que soit leur moment magnétique celle-ci est limitée, d'un côté par le disque collisionnel et de l'autre côté par le point centrifuge au-delà duquel la force centrifuge éjecte les particules. On constate que l'extension de la couronne évolue de la même manière que la position d'équilibre, et pour des particules assez énergétiques ($\eta \gtrsim 1$), la couronne peut s'étendre jusqu'à une altitude r_0 . On peut donc qualifier la couronne d'épaisse par opposition au disque.

- Nous venons de voir l'extension maximale de la couronne. Selon leur vitesse parallèle, les particules oscillent tout au fond du puits de potentiel ou au contraire l'occupent tout entier allant même jusqu'à en sortir si leur énergie parallèle est trop grande. Il peut donc être intéressant d'étudier la distribution en vitesse parallèle de ces particules. La figure 8.5 représente l'énergie parallèle maximale que peuvent avoir les particules de la couronne. Si cette énergie est trop importante, leur mouvement d'oscillation les amène à sortir du puits de potentiel local pour franchir une des deux limites définies précédemment : soit retomber dans le disque, soit franchir le point centrifuge. On constate que ces énergies sont typiquement de l'ordre de $(mv_{\parallel}^2)/(m_i\Phi_G^0) \sim 10^{-2}$. Comparée aux valeurs estimées pour l'énergie perpendiculaire, ces énergies sont très faibles : $v_{\parallel}/v_{\perp} \sim 0.1$. La fonction de distribution qui décrit les particules de la couronne est donc très anisotrope.

- Pour aller plus loin dans la description du mouvement d'équilibre, on peut calculer sa fréquence propre d'oscillation. La figure 8.6 représente la fréquence d'oscillation ω_B en fonc-

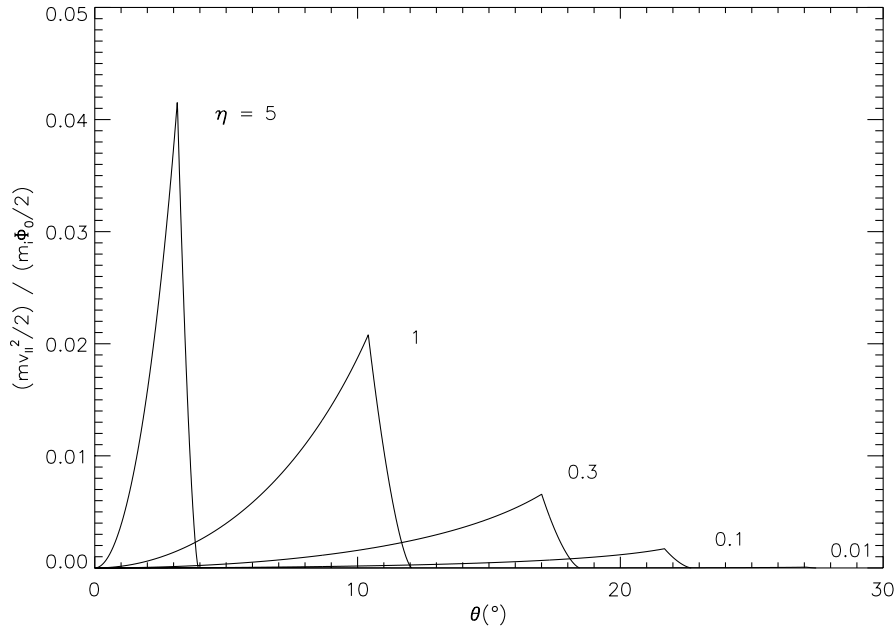


FIG. 8.5 – Valeur maximale de l'énergie parallèle. Lorsque l'angle croît, le puits de potentiel s'écarte du disque et se creuse. L'énergie parallèle maximale augmente donc également. Puis, au voisinage de l'angle critique, la valeur de l'énergie au fond du puits de potentiel (voir figure 8.3) se rapproche de celle au point centrifuge, jusqu'à l'égalité pour l'angle critique. L'énergie parallèle maximale diminue donc, et s'annule pour l'angle critique.

tion de l'inclinaison des lignes de champ, pour plusieurs valeurs de η . En fait, le potentiel n'étant pas parfaitement harmonique, la fréquence réelle dépend de l'amplitude du mouvement et sera donc différente d'une particule à l'autre. La figure 8.6 représente la valeur de la fréquence au fond du puits de potentiel. Cependant, excepté pour les particules sur le point de sortir du puits de potentiel, soit côté disque, soit par le point centrifuge, l'approximation harmonique s'avère en fait une très bonne approximation, si bien que nous ferons cette hypothèse dans la suite. On constate que plus les lignes de champ sont verticales, plus la fréquence d'oscillation des ions tend vers la fréquence képlérienne. Ce résultat est naturel : dans cette limite, la position d'équilibre tend vers le disque, et la fréquence d'oscillations est uniquement due à la force gravitationnelle. Cependant, dans cette situation, les particules retombent très vite dans le disque, si bien qu'il est difficile de former une couronne étendue. A l'opposé, la fréquence tend vers zéro lorsque l'inclinaison des lignes de champ se rapproche de l'inclinaison critique de chaque valeur de η . La fréquence caractéristique est ici :

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{m_i}{m} \frac{\Omega_K}{2}} \quad (8.17)$$

La fréquence maximale des ions est donc la fréquence képlérienne. En revanche, les électrons oscillent beaucoup plus vite dans le puits de potentiel. Comme on a pu le voir précédemment les trajectoires des ions et des électrons sont cependant identiques : elles ne dépendent que de η , identique pour les deux espèces. En particulier, il a été trouvé que l'énergie parallèle maximale des particules pour ne pas sortir du puits de potentielle ne dépend pas de la nature des particules. Alors, à énergie parallèle identique, les électrons sont beaucoup plus rapides.

Ces résultats ont été obtenus dans le cas $n = 0$. Lorsque l'inclinaison des lignes de champ décroît avec le rayon, on retrouve les mêmes résultats généraux. Ils diffèrent bien sûr dans

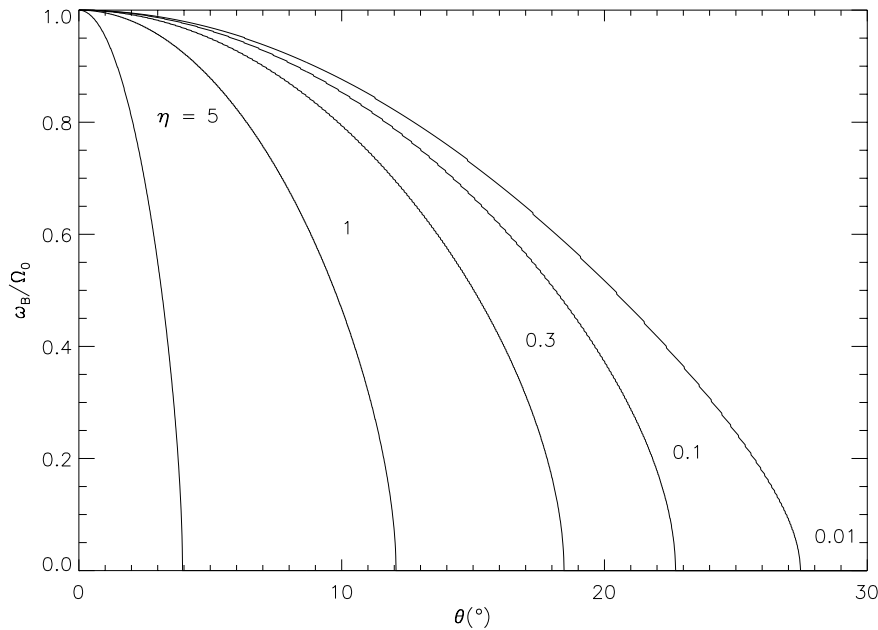


FIG. 8.6 – Fréquence d'oscillation des particules piégées dans la couronne. La normalisation est reliée (égale pour les ions) à la fréquence képlérienne : $\Omega_0 = \sqrt{\frac{m_i}{m} \frac{\Omega_K}{2}}$.

les valeurs précises, et de manière générale, le gradient d'inclinaison favorise légèrement la formation d'une couronne étendue. On peut donc faire le résumé suivant de manière assez général.

- En régime cinétique et en présence d'un gradient de champ magnétique, les particules peuvent former une couronne en équilibre au-dessus du disque. Elles sont alors physiquement découplées de ce dernier.
- L'inclinaison des lignes de champ doit être inférieure à 10° pour permettre à cet équilibre d'exister. Au-delà, les particules sont éjectées.
- La fonction de distribution des particules de la couronne doit être très anisotrope.
- Les ions oscillent avec une fraction de la fréquence de rotation du disque. Les électrons oscillent beaucoup plus vite, dans un rapport $\sqrt{m_i/m_e}$.

Enfin, on peut noter que si la température des particules devient plus élevée, alors les possibilités géométriques de la couronne deviennent drastiques et il faut des lignes presque verticales. Pour un angle donné, il existe une température maximale pour que les particules restent confinées sans être éjectées ni retomber dans le disque. Quel que soit le mécanisme de chauffage, il doit donc dans cette géométrie saturer à cette température précise. Dans le cadre de cette étude, la température observée pourrait donc être non pas liée à une compétition entre chauffage et refroidissement, mais à la structure des lignes de champ.

8.3 Pompage magnétique

Nous venons de montrer qu'une certaine population de particules pouvait être piégée hors du disque dans un mouvement périodique d'oscillation le long des lignes de champ. Ici, nous regardons comment ce mouvement peut entrer en résonance avec le passage répété de l'onde spirale magnétisée dans le disque.

8.3.1 Résonance

La résonance d'une population de particules est un peu complexe. Il peut donc être bon de rappeler le principe de la résonance d'une unique particule.

Particule unique

Prenons donc pour commencer le cas d'une particule soumise à une force harmonique (une masse au bout d'un ressort par exemple). Elle possède une fréquence propre ω_0 . On sait que l'excitation forcée de cette particule avec une force périodique de la forme :

$$\gamma = \gamma_0 \cos(\omega t + \phi) \quad (8.18)$$

donne le mouvement suivant :

$$x(t) = x_0(t) + 2\gamma_0 \sin\left(\frac{\omega + \omega_0}{2}t + \phi\right) \frac{\sin((\omega - \omega_0)t/2)}{\omega^2 - \omega_0^2} \quad (8.19)$$

où

$$x_0(t) = x_0 \cos \omega_0 t + \frac{v_0}{\omega_0} \sin \omega_0 t + \frac{\gamma_0 \sin \phi}{\omega_0(\omega + \omega_0)} \sin \omega_0 t \quad (8.20)$$

est la solution libre qui dépend de la position initiale x_0 , la vitesse initiale v_0 et de la phase initiale de la force. Lorsqu'on est proche de la résonance $\omega = \omega_0$, on peut négliger le mouvement libre et la solution évolue alors comme :

$$x(t) \approx \frac{\gamma_0}{\omega_0} \sin(\omega_0 t + \phi) \frac{\sin((\omega - \omega_0)t/2)}{(\omega - \omega_0)/2} \quad (8.21)$$

A une distance faible de la résonance, la solution consiste en un battement dont l'amplitude et la période d'enveloppe sont d'autant plus grandes que ω est proche de ω_0 . A la résonance exactement, il n'y a plus de battement. Le mouvement est une sinusoïde dont l'amplitude croît linéairement avec le temps :

$$x(t) \approx \frac{\gamma_0}{\omega_0} t \sin(\omega_0 t + \phi) \quad (8.22)$$

Assez rapidement, l'énergie moyennée sur une période croît comme t^2 . Par cette résonance, la force excitatrice fournit donc cette énergie à la particule. C'est le principe même de cette résonance.

Population de particules

C'est également le principe du mécanisme de base dans l'idée du chauffage de la couronne : l'onde spirale fournit de l'énergie aux particules résonnantes de la couronne. La situation est cependant différente. La différence majeure vient du fait qu'on ne considère pas une unique particule mais un ensemble de particules. Toutes ces particules ne possèdent pas les mêmes propriétés et ne réagissent pas de la même manière à une excitation extérieure.

En particulier, la couronne possède à priori une certaine distribution en vitesses, donc en μ . Avec une structure magnétique donnée, elle possède donc également une certaine distribution de fréquences propres ω_B (découle naturellement de la section 8.2). Une excitation donnée ne peut donc a priori faire résonner qu'une partie des particules. En fait, le nombre de particules rigoureusement résonnantes est infiniment petit. Cependant, comme nous allons le voir, les effets collectifs font que toutes les particules dont la fréquence propre est proche de la fréquence excitatrice participent à la résonance, ce qui permet d'apporter globalement de l'énergie à la population.

8.3.2 L'équation de Vlasov

Fonction de distribution et évolution

Ne pouvant traiter toutes les particules individuellement, on en vient naturellement à utiliser le formalisme cinétique. Celui-ci consiste à décrire l'état d'un système par sa fonction de distribution F . Il s'agit d'une fonction de l'espace, du temps et de la vitesse qui représente la densité de particules au temps t , la position x et la vitesse v .

Lorsqu'il n'y a pas de collisions dans le système⁵, l'évolution du système est décrit par une unique équation : l'équation de Boltzmann sans collisions ou équation de Vlasov :

$$\partial_t \mathcal{F} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \mathcal{F} + \vec{\Gamma} \cdot \partial_{\vec{v}} \mathcal{F} = 0 \quad (8.23)$$

où $\vec{\Gamma}$ représente l'ensemble des forces s'exerçant à l'instant t , la position x et la vitesse v , lorsqu'elle en dépend comme c'est le cas de la force de Lorentz,.

Lien avec les équations fluides

Cette équation contient toute l'information sur le système et son évolution. Elle remplace en particulier les équations fluides habituelles. Ces dernières peuvent être obtenues à partir de l'équation de Vlasov en prenant les moments centrés en vitesse : le moment d'ordre 0 donne l'équation de conservation de la masse, celui d'ordre 1 l'équation d'Euler, celui d'ordre 2 l'équation d'énergie... L'équation de Vlasov est équivalente à l'infini des équations fluides sur les moments et donc à une infinité de variables thermodynamiques. Elles supposent en outre généralement l'existence d'une équation de fermeture qui clôt la hiérarchie des moments à un certain ordre et réduit donc le système à un nombre fini de variables et d'équations. Prendre par exemple $d_t(P/\rho^\gamma) = 0$ comme équation de fermeture clôt la hiérarchie des moments à l'ordre 2, ce qui limite le système d'équations à trois variables (ρ, v, P) et trois équations (conservation de la masse, Euler, équation d'énergie).

Perturbation d'une fonction de distribution

L'équation de Vlasov est donc beaucoup plus complète que les équations fluides (et c'est pour cette raison que nous utilisons ici ce formalisme), mais également beaucoup plus lourde à manipuler, que ce soit analytiquement ou bien numériquement. Pour notre cas, nous simplifions le problème en utilisant une méthode perturbative. Dans cette approximation, on suppose l'existence d'un équilibre simple déterminé par une force d'équilibre Γ_0 , et d'une force perturbatrice de faible amplitude γ . On décompose alors la fonction de distribution comme la somme d'une fonction d'équilibre F_0 et d'une petite perturbation f . On développe ensuite toutes les équations et l'on identifie ordre par ordre. A l'ordre 1, la perturbation de la fonction de distribution se déduit de celle d'ordre 0 par la relation :

$$\partial_t f + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) f + \vec{\Gamma}_0 \cdot \partial_{\vec{v}} f = -\vec{\gamma}_1 \cdot \partial_{\vec{v}} F_0 \quad (8.24)$$

Pour trouver f , il faut intégrer cette équation, et l'on trouve formellement une solution de la forme :

$$f = g(x, v, t) \partial_v F_0 \quad (8.25)$$

où g dépend des détails de l'intégration. La fonction de distribution perturbée totale peut donc formellement s'écrire :

$$\mathcal{F}(v) \approx F_0(v) + g \partial_v F_0 \approx F_0(v + g) \quad (8.26)$$

⁵Lorsqu'il y a des collisions, l'équation comporte un terme de source qui dépend de la nature et de la fréquence des collisions.

Une force perturbée implique donc un décalage en vitesse de la fonction de distribution d'équilibre. De manière générale, g dépend de la vitesse, la position et le temps. On voit en particulier que dans le cas où g est simplement proportionnel au temps : $g \propto t$, la fonction de distribution se décale en vitesse avec le temps : toutes les particules sont simplement accélérées.

8.3.3 Calcul simple de résonance d'une population de particules

Repoussons encore un peu l'analyse de la couronne et de sa géométrie complexe. Pour simplifier le calcul, intéressons nous plutôt à un cas à un seul degré de liberté sans aucune force d'équilibre. Les particules se déplacent donc toutes selon le même axe x , avec une certaine distribution en vitesse. On suppose le milieu uniforme, si bien que la fonction de distribution d'équilibre des particules ne dépend que d'une seule variable, la vitesse : $F_0(v)$. En l'absence de force, chaque particule individuelle possède sa vitesse et la conserve.

Excitons maintenant dans cette population de particules une onde de fréquence temporelle ω_e et de fréquence spatiale k . Cette onde se propage à la vitesse ω_e/k et peut donc interagir de manière cohérente avec les particules ayant justement cette vitesse. Il y a une interaction résonante avec les particules de vitesse $v = \omega_e/k$. C'est ce qu'on cherche à caractériser ici. La méthode employée ici est la même que pour le calcul classique de l'effet Landau, sauf qu'ici, la rétroaction des particules sur la force excitatrice n'est pas prise en compte.

Mathématiquement, on perturbe donc la distribution d'équilibre avec la force sinusoïdale de faible amplitude suivante :

$$\gamma = \gamma_0 \cos(\omega_e t - kx + \phi_0) \quad (8.27)$$

Dans la mesure où la force est de faible amplitude, on peut chercher la fonction de distribution correspondante par perturbation et développer $F = F_0 + f$.

L'équation de Vlasov linéarisée donne donc :

$$d_t f = -\partial_v F_0 \gamma_0 \cos(\omega_e t - kx) \quad (8.28)$$

où on a noté $d_t = \partial_t + v\partial_x$ la dérivée totale le long de la trajectoire des particules.

Pour trouver la fonction de distribution perturbée, il faut donc intégrer cette équation le long des trajectoires non perturbées. Dans ce cas simple, on peut faire cette intégration par la méthode des caractéristiques ou bien par intégration dans le plan complexe. Cependant, comme nous le verrons plus tard, dans les cas plus complexes, l'utilisation des transformées de Laplace, du plan complexe et de manière générale du formalisme canonique de l'effet Landau deviennent indispensables. Ici, en imposant $f(t=0) = 0$, on trouve finalement assez facilement que :

$$f = -\partial_v F_0 \gamma_0 \cos\left(kx - \phi_0 - \frac{\omega_e + kv}{2}t\right) \frac{\sin(\omega_e - kv)t/2}{(\omega_e - kv)/2} \quad (8.29)$$

Cette fonction de distribution contient toute l'information sur l'évolution du système résultant de la petite perturbation sinusoïdale. Elle possède en particulier certaines propriétés remarquables. Tout d'abord, elle conserve bien le nombre de particules. En effet, elle est périodique et de moyenne nulle en x . Ensuite, on constate que s'il existe des particules résonantes, vérifiant

$$\omega_e = kv \quad (8.30)$$

alors, l'amplitude de la perturbation de la fonction de distribution croît linéairement avec le temps :

$$f(v = \omega_e/k) = -\gamma_0 \partial_v F_0|_{\omega_e/k} t \cos(\omega_e t - kx + \phi_0) \quad (8.31)$$

D'après la remarque associée à la relation 8.26, on constate que les particules résonantes sont simplement accélérées. L'amplitude de leur mouvement individuel et leur énergie individuelle croissent bien en t et t^2 respectivement, ce qui rejoint bien les résultats pour les particules individuelles rappelés en section 8.3.1. Cependant, l'énergie globale fournie à la population est une notion un peu plus délicate. En effet, si ce mécanisme donne bien de l'énergie aux particules résonantes de la couronne, le nombre de particules rigoureusement résonantes est nul : dans cette approche continue où les particules occupent l'ensemble des vitesses possibles ; on peut définir une densité de particules à une certaine vitesse, mais pas le nombre de particules ayant une vitesse donnée. On ne peut donc pas compter sur les seules particules résonantes pour prendre l'énergie à la source excitatrice et il faut sommer sur l'ensemble de la population.

L'énergie qui nous intéresse ici est l'énergie cinétique des particules. L'énergie cinétique totale de la population, somme des énergies cinétiques individuelles des particules, se calcule par simple intégration de la fonction de distribution :

$$E = \int \frac{1}{2} v^2 \mathcal{F}(v) dv dx \quad (8.32)$$

A l'ordre 0, on retrouve l'énergie cinétique du système à l'équilibre, sans force perturbatrice. A l'ordre 1, la fonction de distribution perturbée f étant périodique en x l'énergie cinétique se moyenne à zéro. Il faut donc aller chercher l'ordre 2 pour trouver l'énergie perturbée. Ce pourrait être fait⁶. Néanmoins, il est plus simple d'écrire que la variation d'énergie cinétique des particules est égale au travail de la force excitatrice :

$$\partial_t \int \frac{v^2}{2} \mathcal{F}(v) dv = \int \mathcal{F}(v) v \gamma dv \quad (8.33)$$

Par cette relation, on voit qu'il suffit pour exprimer la puissance reçue par la population de particules, d'intégrer sur la fonction de distribution perturbée à l'ordre 1 :

$$P = \int \gamma v f(v) dv dx \quad (8.34)$$

En remplaçant par la fonction de distribution perturbée telle qu'elle a été calculée en 8.29, on trouve la puissance fournie aux particules de la couronne suivante (après avoir effectué les moyennes spatiales qui s'imposent) :

$$P = -\frac{1}{2} \gamma_0^2 \int v \partial_v F_0 \frac{\sin(\omega_e - kv)t}{(\omega_e - kv)} dv dx \quad (8.35)$$

La compétition entre deux effets se voit ici clairement. D'une part, on retrouve que très près de la résonance, quand $(\omega_e - kv)t \ll 1$, l'énergie des particules résonantes croît comme t^2 . D'autre part, on constate que, lorsque t augmente, la quantité de particules résonantes, c'est-à-dire celles qui justement vérifient $(\omega_e - kv)t \ll 1$ tend vers zéro, typiquement comme t^{-1} . Finalement, l'énergie de la population croît asymptotiquement comme t et la puissance tend vers une constante. Ce comportement est illustré sur la figure 8.7.

En fait, on peut facilement estimer cette puissance asymptotique. En effet, à grands t :

$$\frac{\sin \omega t}{\omega} \rightarrow \delta(\omega) \quad (8.36)$$

où δ est le delta de Dirac. On en déduit donc très simplement que la puissance tend vers :

$$P = -\gamma_0^2 \frac{\omega_e}{2k^2} \int dx \partial_v F_0 |_{v=\omega_e/k} \quad (8.37)$$

⁶Effectivement, j'ai vérifié que les deux méthodes donnaient le même résultat.

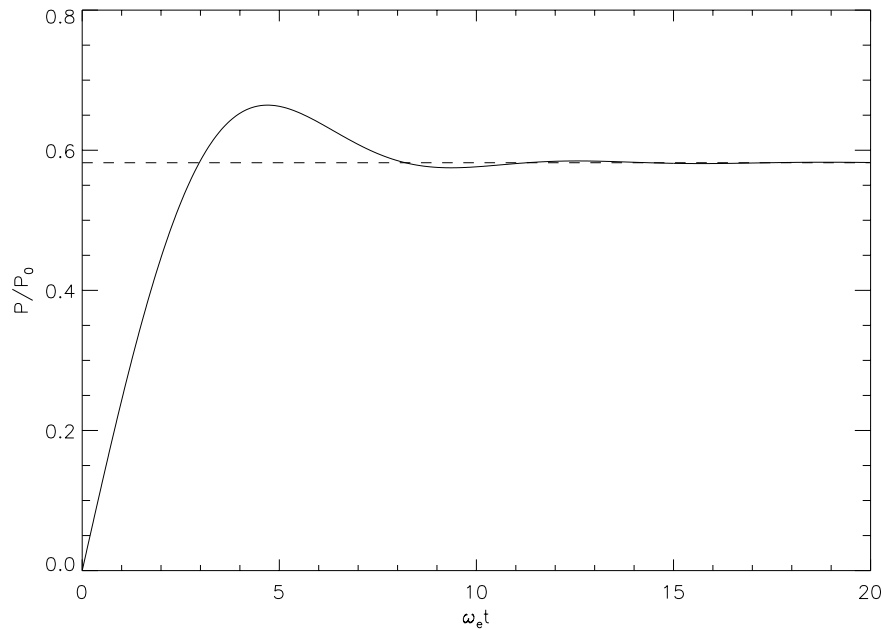


FIG. 8.7 – Evolution temporelle de la puissance. Cette courbe a été obtenue avec d’une fonction de distribution d’équilibre Maxwellienne : $F_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp(-v^2/2\sigma_v^2)$. Quand $t \gg 1/(k\sigma_v)$, la puissance tend vers $P/P_0 = \frac{\omega_e^3}{2\sqrt{2\pi}k^3\sigma_v^3} \exp(-\frac{\omega_e^2}{2k^2\sigma_v^2})$, avec $P_0 = \gamma_0^2/2\omega_e$. Ici la résonance est choisie dans la partie $v > 0$ de la fonction de distribution, non loin du maximum : $v_{\text{res}} = \omega_e/k = 2.2\sigma_v$.

Selon le signe de $\partial_v F_0|_{v=\omega_e/k}$, la force peut donc fournir ou au contraire prendre de l’énergie⁷. Dans une situation réaliste, le nombre de particules décroît avec leur énergie. La population de particules gagne donc bien de l’énergie dans cette interaction résonante.

8.3.4 Calcul plus complet

Maintenant que nous avons fait nos armes sur le cas le plus simple qu’on puisse trouver qui contienne la même physique, on peut essayer d’appliquer la même méthode à l’étude de la couronne dont nous avons déterminé les propriétés.

Complications

La perturbation du mouvement périodique de la couronne par l’AEI est en fait un peu plus compliquée.

Tout d’abord, le problème possède plus d’un degré de liberté. La fonction de distribution est fonction de la position et la vitesse le long de la ligne de champ, mais aussi du moment magnétique des particules par exemple ou de la direction radiale. A cette complication, point de recours, il faut faire le calcul complet.

Ensuite, contrairement au problème précédent, les particules à l’équilibre ne se déplacent pas selon un mouvement balistique. L’équilibre est déterminé par des forces plus complexes. Heureusement, les particules qui nous intéressent ici ont un mouvement périodique ; et dans

⁷Le problème étant très similaire à celui de l’effet Landau classique, le résultat l’est également. La seule différence est ici que la rétroaction de la population excitée sur la force excitatrice n’est pas prise en compte. Cela se traduit donc par une croissance linéaire de l’énergie et non une croissance exponentielle.

ce cas, on peut, avec un jeu de variables appropriées, décrire de manière simple les équations perturbées.

Variables angle-action

Un système de particules se décrit a priori dans l'espace des phases $(\vec{x}; \vec{v})$ par la fonction de distribution $\mathcal{F}(t, \vec{x}, \vec{v})$. On peut cependant le décrire de manière équivalente par un autre jeu de variables. Lorsque les trajectoires des particules individuelles sont de orbites périodiques, le jeu de variables le plus adapté regroupe les variables dites *angle-action* : $(\vec{\theta}; \vec{J})$.

Celles-ci sont définies pour une particule individuelle dans le formalisme de Hamilton (Morse & Feshbach 1953). Un oscillateur harmonique à une dimension décrit par exemple des cercles parfaits dans l'espace des phases. Sa trajectoire peut bien sûr être décrite par les variables x et v , mais dans ces variables, les trajectoires sont complexes. Elles peuvent aussi être décrites par leur rayon et leur phase. Le rayon est une constante du mouvement et la phase croît linéairement avec le temps. Ces deux variables sont les variables d'action et d'angle respectivement. Que les orbites soient simples ou extrêmement compliquées, l'idée est toujours de chercher, un système de variables telles que l'une est une constante du mouvement et l'autre évolue linéairement avec le temps. Si \mathcal{H} est le Hamiltonien du système, de telles variables doivent donc vérifier :

$$d_t J = 0 = -\partial_\theta \mathcal{H} \quad (8.38)$$

$$d_t \theta = \omega_B = \partial_J \mathcal{H} \quad (8.39)$$

où ω_B n'est une fonction que de J et est donc également une constante du mouvement. Physiquement, cette quantité ω_B est simplement la fréquence du mouvement périodique.

Le problème est ici à trois dimensions d'espace et autant de vitesses. Mais on peut décomposer le mouvement en trois mouvement périodiques.

1- Le mouvement d'équilibre de particules suit celui des lignes de champ. Il est donc périodique dans son mouvement autour de l'axe de rotation du système.

2- On vient de montrer que les particules peuvent avoir un mouvement périodique le long des lignes de champ.

3- Dans l'approximation centre guide, le mouvement cyclotron autour des lignes de champ est lui aussi périodique.

On peut donc définir trois couples de variables angle-action : $(\theta; L)$ pour le mouvement képlérien, (χ, J) pour le mouvement le long des lignes de champ et $(\phi; \mu)$ pour le mouvement cyclotron. La variable d'action du mouvement képlérien est le moment cinétique. La variable d'action du mouvement cyclotron n'est autre que le moment magnétique. Dans l'approximation centre guide, les quantités ne dépendent pas de ϕ . Cette variable n'apparaîtra donc jamais dans les calculs. Les fréquences de ces trois mouvement périodiques sont respectivement la fréquence képlérienne Ω_K , la fréquence d'oscillation obtenue précédemment ω_B et la fréquence cyclotron Ω_c .

Equation de Vlasov

Dans le formalisme Hamiltonien, l'équation de Vlasov s'écrit formellement de la manière suivante :

$$\partial_t \mathcal{F} + \partial_\theta \mathcal{H} \partial_L \mathcal{F} + \partial_\chi \mathcal{H} \partial_J \mathcal{F} + \partial_L \mathcal{H} \partial_\theta \mathcal{F} + \partial_J \mathcal{H} \partial_\chi \mathcal{F} = 0 \quad (8.40)$$

Si maintenant suivant notre idée de perturbation d'un équilibre, on écrit $\mathcal{F} = F_0 + f$ et $\mathcal{H} = H_0 + h$, on peut développer cette équation. Par construction, l'équation à l'ordre 0 est

vérifiée. Si ensuite on perturbe l'équation 8.40, on obtient pour la fonction de distribution perturbée :

$$\partial_t f + \Omega_K \partial_\theta f + \omega_B \partial_\chi f = -(\partial_\theta h \partial_L F_0 + \partial_\chi h \partial_J F_0) \quad (8.41)$$

Cette équation est formellement identique à l'équation 8.28 obtenue dans le cas balistique à un degré de liberté, mais avec ici plus de degrés de liberté. En particulier, ω_B est une fonction de μ . A priori, ω_B est aussi fonction de J^8 .

D'autre part, l'excitation par l'onde spirale est bien sinusoïdale en θ et en temps, mais elle ne l'est pas le long des trajectoires, le long des lignes de champ. Elle reste néanmoins périodique, mais avec un spectre plus riche de fréquences. Il faut donc a priori sommer sur toutes ces fréquences.

Ce calcul plus général est présenté en annexe E. On y établit que le disque peut fournir à la couronne l'énergie suivante :

$$P = -\frac{1}{2} \int \sum_n |\mu b_n|^2 D_{nm} \delta(\omega_e - m\Omega_K - n\omega_B) d\mu dJ dL \quad (8.42)$$

où la somme porte sur toutes les résonances et

$$D_{nm} = n^2 \omega_B \partial_J F_0 + m^2 \Omega_K \partial_L F_0 \quad (8.43)$$

La résonance

Cette formule est très similaire à l'équation 8.35 et contient toute l'information sur les résonances. Ces dernières apparaissent par la fonction δ : seules les particules qui vérifient :

$$\omega_e - m\Omega_K - n\omega_B = 0 \quad (8.44)$$

sont concernées par le chauffage. La contribution de toutes les autres dans cette intégrale est nulle. Essayons donc de caractériser ces particules résonnantes. La fréquence temporelle ω_e étant fixée, la résonance est influencée par deux effets :

- La rotation différentielle :

La rotation étant différentielle, la fréquence de l'onde spirale dans le repère tournant : $\omega_e - m\Omega_K$ dépend du rayon. Dans l'expression 8.42, cela se traduit par une dépendance en L . A tout autre paramètre fixé, il existera donc un rayon privilégié où les particules sont résonnantes.

- L'oscillation le long des lignes de champ :

La fréquence d'oscillation des particules dans la couronne, comme nous l'avons vu, dépend de l'inclinaison des lignes de champ et du moment magnétique des particules considérées : $\omega_B(\theta, \mu)$. L'inclinaison des lignes de champ peut dépendre du rayon. Son influence dans la sélection de particules résonnantes rejoint donc celle de la rotation différentielle. Mais ω_B dépend aussi de μ , ce qui implique qu'à tout autre paramètre fixé, seules les particules de bon μ peuvent résonner. La fréquence ω_B dépend aussi de J , c'est-à-dire de la distribution en vitesse parallèle. Mais en bonne approximation, le potentiel peut être considéré comme harmonique, et ω_B donc indépendant de J .

- Au bilan :

La question est donc de savoir, étant donné une fonction de distribution et une structure magnétique, combien de particules satisfont aux conditions de résonance. Dans la région

⁸C'est vrai dans le cas général. Cependant, nous avons vu que le puits de potentiel dans lequel les particules de la couronne oscillent est quasiment périodique. Dans cette limite et à μ donné, toutes les particules oscillent donc avec la même fréquence, quelle que soit leur vitesse parallèle v_{\parallel} et donc quelle que soit J_{\parallel} . Dans ce cas, ω_B ne dépend donc pas de J_{\parallel} , ce qui modifie légèrement l'analogie avec le cas simple.

où se développe l'AEI, c'est-à-dire la région interne entre le bord interne du disque et la corotation, la fréquence de l'onde vérifie :

$$0 \leq \omega_e - m\Omega_K \leq \Omega_K^{\text{in}} \quad (8.45)$$

respectivement à la corotation et au bord interne du disque. Entre ces deux rayons, la fréquence prend toutes les valeurs. D'un autre côté on a vu que la fréquence d'oscillation des ions dépend de l'inclinaison des lignes de champ et qu'elle vérifie toujours :

$$0 \leq \omega_B \leq \Omega_K/2 \quad (8.46)$$

Quelle que soit l'inclinaison des lignes de champ, il existe donc un rayon r_r où les particules peuvent résonner. La position exacte de ce rayon de résonance dépend par contre de la géométrie des lignes de champ et de la distribution en μ des particules.

Reste à intégrer l'équation 8.42.

Approximations

Les deux termes de D_{nm} ont beau être différents, ils donnent des valeurs du même ordre de grandeur. Dans la suite, nous nous intéresserons donc uniquement à un de ces termes, le terme en $\partial_J F_0$.

De manière assez générale, les résonances d'ordre le plus bas sont les plus importantes. En particulier ici, la force excitatrice étant la force miroir, il faut que le champ magnétique soit perturbé différemment au pied des lignes de champ et plus haut : il faut modifier le gradient de B au passage de l'onde. Si la perturbation générée par l'AEI était homogène en altitude, la force miroir resterait inchangée. Dans l'hypothèse sans courant de l'AEI, le champ magnétique découle d'un potentiel magnétique qui vérifie : $\Delta\Phi_B = 0$. Les perturbations dans le disque étant en e^{ikx} (x étant la direction de propagation de l'onde spirale et k son nombre d'onde), celles dans la couronne doivent décroître avec l'altitude en : e^{-kz} . Le passage de l'onde spirale perturbe donc bien la force miroir de la couronne. Et naturellement c'est la composante b_1 de la série de Fourier en χ qui est la plus importante. Pour nos estimations, nous nous restreindrons donc à la résonance de plus bas ordre $n = 1$. En bonne approximation :

$$b_1 \approx b_0 k \Delta z \approx b_0 k \sqrt{\frac{J}{\omega_B}} \approx b_0 k \sqrt{\frac{J}{\Omega_K}} \quad (8.47)$$

où b_0 est l'amplitude de la perturbation magnétique dans le disque. Cette valeur est exacte dans le cas d'un oscillateur harmonique parfait. C'est une très bonne approximation ici, tant que la couronne peut s'étendre significativement en altitude. En particulier, elle perd de sa validité dans le voisinage immédiat des angles critiques où ω_B et J_{max} tendent vers 0. La puissance s'écrit donc

$$P \approx - \int \mu^2 b_0^2 k^2 J \partial_J F_0 \delta \, dJ d\mu dL \quad (8.48)$$

$$\approx \int \mu^2 b_0^2 k^2 F_0 \delta \, d\mu dL \quad (8.49)$$

où on a intégré sur J en supposant que ω_B ne dépendait pas de J , hypothèse naturelle vu la forme harmonique du potentiel. On peut maintenant intégrer sur L , c'est-à-dire physiquement sur r , ce qui fait apparaître le rayon de résonance ; et l'on trouve :

$$P \approx - \int \mu^2 b_0^2 k^2 F_0(r_r) \left. \frac{\partial \Omega_K}{\partial L} \right|_{r_r}^{-1} d\mu \quad (8.50)$$

Or, pour un profil de rotation Keperien,

$$\frac{\partial \Omega_K}{\partial L} = -3r^{-2} \quad (8.51)$$

Donc,

$$P \approx 3 \int \mu^2 b_0^2 k^2 r_r^2 F_0(r_r) d\mu \quad (8.52)$$

D'autre part, les observations montrent que $\eta \sim 1$. Si donc on considère que toutes les particules ont cette même température, alors la fonction de distribution en μ est simplement un dirac et l'on trouve :

$$P \approx 3\mu^2 b_0^2 k^2 r_r^2 F_0(r_r) \quad (8.53)$$

La densité dans le disque suivant une loi simple, on a $F(r_r) \approx N/L_r \approx N/(r_r^2 \Omega_K)$, où N est le nombre total de particules dans la couronne. De plus, en écrivant $\mu b_0 = kT_e b_0/B_0$, en utilisant le résultat sur les modes excités de l'AEI : $kr \sim 1$, et en utilisant le fait que $k_B T_e \sim r^2 \Omega_K^2$, on trouve enfin (!) :

$$P \sim N \left(\frac{b_0}{B_0} \right)^2 k_B T_e \Omega_K \quad (8.54)$$

8.4 Discussion

8.4.1 Chauffage ionique

Dans le paragraphe précédent, il a été montré que la fréquence d'oscillation des ions coronaux était du même ordre de grandeur que la fréquence de rotation du disque, donc aussi de la spirale. C'est bien le cas pour les ions. En revanche, nous avons vu que les électrons oscillaient $\sqrt{m_i/m_e} \approx 40$ fois plus vite. A part pour des inclinaisons très proches de l'angle critique de 10° , ils oscillent beaucoup trop vite pour pouvoir entrer en résonance avec la spirale du disque. Le pompage magnétique ne concerne donc que les ions.

Or, la coupure dans le spectre Compton traduit la haute température des électrons. Il faut donc que les ions puissent transférer leur énergie aux électrons. Nous avons supposé dès le début de cette étude que le milieu était non-collisionnel. Dans la limite totalement sans collision, il doivent garder leur énergie. Ce faisant, il n'y a aucune raison que les deux populations de particules aient les mêmes températures. Au contraire, les ions pourraient avoir des températures beaucoup plus élevées que les électrons, comme dans les modèles de Shapiro *et al.* (1976) ou d'ADAF épais. Nous avons cependant supposé deux températures semblables, ce qui nécessite un minimum de collisions.

Pour garder deux températures identiques et permettre aux ions de transférer leur énergie aux électrons, il faut donc finalement un régime intermédiaire dans lequel les collisions sont suffisamment rares pour ne pas affecter le caractère cinétique du comportement des particules, mais suffisamment fréquentes pour permettre le transport de l'énergie des ions vers les électrons.

8.4.2 Efficacité

Etant donnée la grande incertitude sur les paramètres de la couronne, comparer la puissance fournie à la couronne par le pompage magnétique aux grandeurs observationnelles n'est pas une tâche aisée. Le résultat 8.54 montre plusieurs choses.

- Tout d'abord, on constate évidemment que l'amplitude de la perturbation à l'origine de la résonance contrôle directement l'efficacité du chauffage. Typiquement d'après les simulations

numériques, l'amplitude de la perturbation dans le disque est de l'ordre de $b_0/B_0 \sim 0.1 - 0.3$ (Caunt & Tagger 2001).

• Ensuite, la puissance prise au disque par l'AEI pour chauffer la couronne dépend de la masse de la couronne. En effet, dans la limite où la couronne possède une faible influence sur le disque, la perturbation magnétique est indépendante de la masse de la couronne. Toutes les particules résonnantes sont chauffées, indépendamment de leur nombre, contrairement à un chauffage qui apporterait une énergie donnée à se partager parmi toutes les particules de la couronne. La masse de la couronne est peu contrainte. Si cependant, on lui suppose une densité de $n = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et une extension de 1000 km, alors, trouve que $P \sim 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$, soit une puissance 5 ordres de grandeur plus faible que celle rayonnée par la couronne dans l'état dur. Le mécanisme de pompage est donc parfaitement insuffisant à chauffer la couronne. • En fait, ce résultat étant en partie prévisible dès l'obtention des caractéristiques du mouvement d'équilibre des particules de la couronne. En effet, il est clair que le temps caractéristique de chauffage ne peut être plus court que la période d'oscillation des particules de la couronne. Celle-ci étant de l'ordre du temps dynamique un temps minimal pour le chauffage est donc le temps képlérien. En effet, on trouve après ces longs calculs que :

$$\tau \sim \left(\frac{b_0}{B_0} \right)^{-2} \Omega_K^{-1} \quad (8.55)$$

Le temps de chauffage est typiquement de l'ordre de 30 à 100 temps dynamiques. Ce temps est certes compatible avec les temps de collision entre ions et électrons. En effet, toujours avec cette densité de couronne, les ions perdent leur énergie en environ 60 s. Ils la perdent donc sur la même échelle de temps que celle avec laquelle ils sont chauffés. On peut donc considérer que les électrons sont chauffés dans le même temps, sans toutefois altérer le caractère cinétique du système. En revanche, ce temps est incroyablement long devant le temps de refroidissement Compton. Celui-ci dépend bien sûr des caractéristiques de la couronne, mais de manière générale, il reste toujours inférieur à 10^{-3} s.

8.4.3 Conclusion et perspectives....

L'idée de ce chauffage était intéressante. Les modèles actuels ne représentent en effet que partiellement les observations liées à la couronne, signe qu'il manque probablement un ingrédient majeur. Etant donnée la haute température de la couronne et sa faible densité, les effets cinétiques pourraient être un élément important à prendre en compte. Ce mécanisme de chauffage semblait prometteur car il repose sur un transfert direct de l'énergie d'accrétion du disque dans la couronne.

Nous avons finalement pu montrer que le pompage magnétique, dans la forme qui vient d'être présentée, est très loin de pouvoir chauffer suffisamment la couronne. Avec le recul, le résultat semble naturel et découle immédiatement d'une sous-estimation de l'efficacité du refroidissement Compton. Cette efficacité est un vrai défi pour tous les modèles de couronne et a déjà mis en défaut certains modèles par le passé (voir Liu *et al.* 2002a, par exemple).

L'étude a cependant permis de comprendre les premiers effets du caractère cinétique des particules sur l'évolution et les propriétés de la couronne. Dans une géométrie bipolaire classique, la force miroir est répulsive. Les conditions nécessaires à l'équilibre de la couronne sont donc plus délicates à obtenir que dans le cadre de la MHD (il faut maintenant des angles typiques de 10° contre 30° dans l'approche de Blandford & Payne (1982)). Cependant, nous avons en particulier pu mettre en évidence l'existence possible d'une population de particules physiquement découplées du disque, en oscillation dans la couronne. Lorsque ces conditions sont réunies, le temps de collisions n'est donc plus limité par leur retour dans le disque, et peut en principe s'étendre sur plusieurs temps dynamiques si la densité le permet.

Enfin, si l'application aux microquasars s'avère inefficace, le centre Galactique semble être un cas prometteur. Le centre Galactique abrite en effet en son coeur un trou noir supermassif autour duquel gravite un disque d'accrétion très semblable à celui des microquasars. Il alterne des périodes de calme et d'intense activité. Dans ces derniers cas, un modèle récent prévoit qu'une instabilité très proche de l'AEI pourrait se développer dans le disque (Tagger & Melia 2006). D'autre part, les températures sont comparables à celle de la couronne des microquasars et les densités sont bien plus faibles, garantissant un régime cinétique. Les conditions sont donc réunies pour le pompage magnétique et deux éléments pourraient avantageusement en augmenter l'efficacité. Tout d'abord, l'amplitude de l'instabilité qui s'y développe est très grande : $b_0/B_0 \gtrsim 1$. Ensuite, les échelles de temps sont très différentes : le temps de refroidissement par rayonnement synchrotron auto-Compton est justement du même ordre de grandeur que le temps dynamique (10 min). Dans ces conditions, le pompage magnétique pourrait être beaucoup plus efficace et jouer un rôle.

CHAPITRE 9

Forme variationnelle cinétique

Sommaire

9.1 Principe	139
9.1.1 L'analyse linéaire des instabilités	139
9.1.2 Lagrangien et Action	141
9.2 Formes variationnelles fluides	142
9.2.1 Lagrangien d'un système isolé	142
9.2.2 Stabilité d'un système isolé	144
9.2.3 Systèmes non isolés	147
9.3 Application aux disques	147
9.3.1 Disque sans couronne	147
9.3.2 Disque avec couronne	148
9.4 Forme variationnelle cinétique	150
9.4.1 Variables variationnelles	150
9.4.2 Réécriture de la forme fluide	151
9.4.3 Forme cinétique	152
9.5 Approche dérive-cinétique	153
9.5.1 Développement drift-cinétique	153
9.5.2 Application aux disques	155
9.5.3 Bilan	160
9.6 Conclusion	160

Ce chapitre, un peu mathématique, est dédié à l'étude d'un outil extrêmement puissant d'analyse des instabilités : les formes variationnelles. Dans une première section, je situe brièvement cette méthode dans le contexte des instabilités (sec. 9.1). Je présente ensuite le principe des formes variationnelles MHD (sec. 9.2) ainsi que deux premières applications aux disques d'accrétion (sec. 9.3). Enfin, je pose les premiers jalons de la dérivation d'une forme équivalente en formalisme cinétique (sec. 9.4 et 9.5).

9.1 Principe

9.1.1 L'analyse linéaire des instabilités

L'étude des instabilités est primordiale en astrophysique. La question de la stabilité d'un système se pose dès qu'un équilibre est trouvé : si de petites fluctuations, inévitables dans des situations réelles, écartent légèrement le système de la position d'équilibre, va-t-il revenir

et se stabiliser à la position de départ sous l'effet de forces de rappel ou bien au contraire va-t-il s'en écarter de plus en plus de manière instable ?

L'analyse complète, c'est-à-dire non-linéaire, est toujours, ou presque, extrêmement complexe. On se restreint donc souvent à une analyse locale de la stabilité consistant à travailler sur les équations linéarisées au voisinage des valeurs d'équilibre. Bien sûr, la réponse du système à des perturbations d'amplitude finie peut être très différente de celle à des perturbations d'amplitude infinitésimale. Considérons en effet une bille roulant sous l'effet de son propre poids sur une surface donnée (voir figure 9.1). Lorsque la bille se trouve dans un

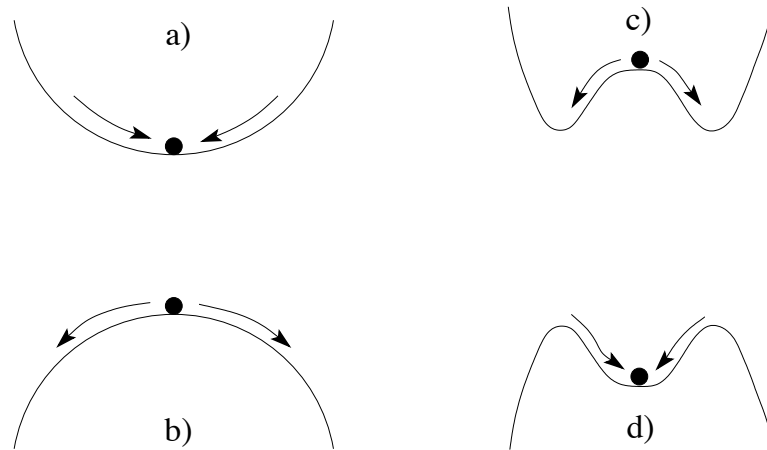


FIG. 9.1 – Cette figure représente 4 situations différentes. Les schémas a) et b) correspondent respectivement à des situations stable et instable, que ce soit pour des perturbations infinitésimales ou bien d'amplitude finie. Les deux autres schémas c) et d) représentent respectivement une situation localement instable mais qui peuvent se stabiliser dans un équilibre voisin et au contraire, et un équilibre localement stable mais instable à des perturbations d'amplitude finie.

extremum local, elle est à l'équilibre. Selon la nature de cet extremum, cet équilibre peut être stable ou instable : un maximum est instable (cas b) et un minimum stable (cas a). Cependant, on voit clairement que l'analyse locale ne permet pas de décrire la stabilité globale du système : si on perturbe la bille avec une amplitude suffisamment grande son comportement peut être complètement différents de celui prédit à partir de l'analyse locale. Dans le cas d'un minimum local, une bille poussée suffisamment fort peut finalement posséder un comportement instable (cas d) ; et inversement, une bille initialement située en un extremum local peut se stabiliser lorsque l'amplitude de son déplacement devient plus grande (cas c). On peut alors parler de saturation. Au vue des connaissances actuelles, un système ne peut posséder une énergie cinétique ou potentielle infinie ; il ne peut donc pas être instable de manière parfaitement globale : toute instabilité locale doit finir par stopper sa croissance à un moment ou à un autre, sous l'action d'effets non-linéaires.

Dans la plupart des cas, une instabilité locale modifie cependant significativement les propriétés du système avant que les phénomènes non-linéaires et la saturation n'entrent en jeu. Dans le cas des instabilités spirales des disques par exemple, l'analyse linéaire prédit une croissance exponentielle du contraste de densité entre les bras spiraux et les zones d'entre-bras. Cette croissance ne s'effectue pas ad vitam aeternam et des processus non-linéaires finissent par saturer l'amplitude des bras spiraux. Le contraste de densité atteint cependant un niveau suffisamment fort pour être observable. Dans ce cas, l'étude locale de la stabilité permet donc de bien comprendre la formation de ces systèmes. L'analyse linéaire est finalement devenue

une méthode extrêmement utilisée pour comprendre l'origine des structures observées.

On peut distinguer deux types d'instabilités linéaires différentes : les instabilités linéaires dites *locales* et celle dites *globales*¹. Les premières correspondent à des instabilités qui se développent en un lieu donné en fonction des valeurs locales (et éventuellement de leurs dérivées), indépendamment des conditions aux limites. Les instabilités de Parker, de Kelvin-Helmoltz, de Rayleigh-Taylor et la MRI sont par exemple des instabilités locales. Les deuxièmes au contraire dépendent essentiellement des variations à grande échelle des quantités d'équilibre et des conditions aux limites. Les instabilités spirales de swing et l'AEI sont des instabilités globales : elles dépendent de la structure à grande échelle des différentes quantités, et en particulier des conditions aux limites pour la formation de la cavité interne.

Les instabilités locales sont le plus souvent étudiées directement à partir des équations différentielles dans une approche WKB. La même analyse pour les modes globaux est par contre beaucoup plus complexe et d'autres méthodes sont souvent employées. Parmi les méthodes d'analyse linéaire des instabilités globales, l'écriture de formes variationnelles est un outil extrêmement puissant. Elle est bien sûr équivalente à résoudre les équations différentielles linéarisées, mais son écriture très formelle est beaucoup plus simple et générale. Elle permet des comparaisons évidentes entre des problèmes en apparence différents. Et surtout, elle permet, pour une géométrie donnée de placer sur un même niveau toutes les conditions d'instabilités, de pouvoir les interpréter et les comparer très facilement. Enfin, lorsque les problèmes deviennent intrinsèquement très complexes, les formes variationnelles permettent également d'employer des moyens d'approximation très efficaces. Du point de vue numérique notamment, elles permettent, par l'utilisation de fonctions-test, de pouvoir perturber très facilement un système par avec effets additionnels de faible amplitude.

L'Instabilité d'Accrétion-Ejection dont nous avons déjà parlé abondamment dans le chapitre 7 a été étudiée avec cette approche dans la littérature. Afin de pouvoir comparer le pompage magnétique aux autres effets, nous avons donc entrepris de le décrire également au travers d'une formulation variationnelle. Le pompage magnétique étant un effet cinétique, la forme variationnelle permettant de le décrire doit être cinétique elle aussi. Si les formes variationnelles fluides sont parfois utilisées en astrophysique, il semble que leur version cinétique n'ait pas encore été utilisée. Au travers de cet exemple lié à l'AEI, nous présentons donc dans ce chapitre un moyen de dériver une forme variationnelle cinétique générale qui peut être utilisée dans d'autres problèmes astrophysiques.

9.1.2 Lagrangien et Action

Le principe des formes variationnelles repose sur deux concepts fondamentaux : le **Lagrangien** et l'**action** d'un système.

Dans beaucoup de problèmes physiques, le système se comporte de manière à extrémiser une certaine quantité. La trajectoire des rayons lumineux suit par exemple le trajet le plus court. De manière similaire, la distribution de courant dans un système de résistances en parallèles s'effectue de manière à minimiser la puissance dissipée. En fait, de manière tout à fait générale, toute situation physique peut être définie comme extrémalisant une certaine quantité. Du point de vue mathématique, elle extrémalise une fonction \mathcal{A} , caractéristique du système, intégrée sur tous les paramètres dont il peut dépendre :

$$\mathcal{A} = \int L(\vec{\phi}, \partial_{\vec{x}}\vec{\phi}, \vec{x}) d\vec{x} \quad (9.1)$$

¹Les termes sont ici ambigus : il ne faut pas confondre l'étude locale ou linéaire des instabilités qui consiste à linéariser en tout point de l'espace les équations autour des valeurs d'équilibre, et les instabilités dites locales/globales ainsi nommée par leur comportement spatial.

La quantité extrémale est l'*action* du système. L'intrégrande L est appelée la *densité de Lagrangien*. Elle est fonction d'un certain nombre de variables indépendantes ϕ (amplitude des champs, c'est-à-dire pour ce qui nous intéresse : position, densité, pression, champ magnétique... ainsi que les coordonnées) et de leur dérivées $\partial_x \phi$ par rapport aux paramètres de l'intégration (gradients de champ, vitesses). Les paramètres x sont le plus souvent les variables d'espace ou de temps. La densité de Lagrangien intégrée sur les variables d'espace donne le *Lagrangien* \mathcal{L} du système.

Par définition, les solutions $\vec{\phi}_s$ du problème sont celles qui extrémalisent \mathcal{A} à des conditions aux limites données. Formellement, au niveau des solutions :

$$\left. \frac{\partial \vec{\mathcal{A}}}{\partial \vec{\phi}} \right|_{\vec{\phi}=\vec{\phi}_s} = \vec{0} \quad (9.2)$$

En mécanique classique par exemple, temps et espace sont découplés. Si les conditions aux limites spatiales peuvent varier d'un problème à l'autre, on perturbe toujours le système avec des perturbations qui s'annulent à instant initial t_1 et l'instant final t_2 . Après une intégration par partie naturelle, on trouve en faisant la variation de \mathcal{A} avec les conditions aux limites temporelles $\delta\phi(t_1) = \delta\phi(t_2) = 0$, que le Lagrangien \mathcal{L} doit vérifier pour chaque champ ϕ_j l'équation suivante :

$$\sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_{x_i} \phi_j)} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi_j} \quad (9.3)$$

En précisant des conditions aux limites spatiales, on pourrait préciser davantage les équations et obtenir un jeu complet d'équations différentielles sur la densité de Lagrangien L , gouvernant l'évolution des différents champs en tout point de l'espace. Ces équations sont généralement appelées équations d'Euler-Lagrange, et dans le cas fluide correspondent bien aux équations d'Euler habituelles.

Tout le jeu de l'approche variationnelle consiste en fait à déterminer le Lagrangien et l'action associée qui représentent le système, c'est-à-dire le Lagrangien et l'action dont les équations d'Euler correspondent bien aux équations différentielles constitutives du système². Si pour certains problèmes, la nature du Lagrangien et de l'action associée est intuitive, leur construction est en général un travail délicat. C'est tout l'enjeu de ce chapitre.

9.2 Formes variationnelles fluides

Afin d'adapter cette méthode à la physique cinétique des plasmas, il convient dans un premier temps de bien comprendre son principe en fluide. Nous nous attachons donc ici à décrire un système régi par les équations de la MHD et un jeu de conditions aux limites.

9.2.1 Lagrangien d'un système isolé

Lorsqu'on effectue la variation de l'action, on le fait en respectant les conditions aux limites. Deux systèmes régis par les mêmes équations constitutives mais possédant des conditions aux limites différentes ont donc a priori des actions et des Lagrangiens différents. Il n'existe donc pas de forme générique indépendante des conditions aux limites. Dans cette sous-section, nous nous intéressons à un type de conditions très courantes, celles correspondant à un système isolé, confiné par des parois rigides.

²Le jeu des intégrations par partie montre en fait qu'avec des conditions aux limites données, le Lagrangien n'est pas unique et qu'il en existe une infinité pouvant décrire le même système. En particulier, en mécanique classique, si \mathcal{L} est un Lagrangien intégré sur le volume, $\mathcal{L} + d_t F$ en est un aussi, où $d_t F$ marque une dérivée par rapport au temps d'une fonction quelconque, le long des trajectoires.

Lagrangien

Dans ce cas, on peut facilement montrer (et c'est un résultat très classique), que le Lagrangien est simplement la différence entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du système :

$$\mathcal{L} = \mathcal{K} - \mathcal{W} \quad (9.4)$$

$$L = K - W \quad (9.5)$$

Dans un système MHD idéal, soumis en outre à la gravité, les énergies cinétique et potentielle spécifiques sont simplement :

$$K = \frac{1}{2}\rho v^2 \quad (9.6)$$

$$W = \frac{1}{\gamma-1}P + \frac{1}{2}B^2 + \rho\Phi_G \quad (9.7)$$

Extrémalisation

Pour vérifier que ce Lagrangien décrit bien le système d'équations MHD et les conditions aux limites, il faut extrémaliser l'action correspondant à ce Lagrangien. Pour cela, il faut se définir un jeu de champs décrivant le système. On peut a priori en définir autant qu'on veut, résultant après variation en d'autant d'équations. Le plus souvent, les variables utilisées sont les trois variables décrivant la position des éléments fluides en fonction du temps. Les équations obtenues par la variation de l'action sont donc au nombre de 3 également : les trois composantes de l'équation d'Euler. Avec ces champs, la variation consiste à perturber la position des éléments de fluide d'une quantité arbitraire $\vec{\xi}$ appelée **déplacement Lagrangien** : $\vec{x} \rightarrow \vec{x} + \vec{\xi}$.

En supposant ce déplacement infinitésimal, on peut linéariser toutes les grandeurs par rapport à lui. La densité de Lagrangien au premier ordre en $\vec{\xi}$ est alors :

$$L_1 = \frac{1}{2}\rho_1 v_0^2 + \rho_0 \vec{v}_1 \cdot \vec{v}_0 - \frac{1}{\gamma-1}P_1 - \vec{b}_1 \cdot \vec{B}_0 - \rho_1 \Phi_G \quad (9.8)$$

Les quantités perturbées de la vitesse, du champ magnétique, de la densité et de la pression sont respectivement obtenues par la définition de la vitesse, l'équation d'induction, l'équation de conservation de la masse et l'équation d'état qui composent le système :

$$\vec{v}_1 = \partial_t \vec{\xi} + (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{\xi} - (\vec{\xi} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_0 \quad (9.9)$$

$$\vec{b}_1 = \vec{\nabla} \times (\vec{\xi} \times \vec{B}_0) \quad (9.10)$$

$$\rho_1 = -\vec{\nabla} \cdot (\rho_0 \vec{\xi}) \quad (9.11)$$

$$P_1 = -(\vec{\xi} \cdot \vec{\nabla}) P_0 - \gamma P_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{\xi} = -\frac{\gamma P_0}{\rho_0} \vec{\nabla} \cdot (\rho_0 \vec{\xi}) \quad (9.12)$$

L'action est simplement l'intégrale de L_1 sur l'espace et le temps. Pour effectuer la variation, les conditions aux limites sont nécessaires. Ici, les parois étant rigides, ces conditions sont simplement : $\vec{\xi} \cdot \vec{n} = 0$, où \vec{n} est la normale à la surface. Grâce à ces conditions et quelques intégrations par partie, on trouve finalement l'expression suivante pour l'action linéarisée :

$$\mathcal{A} = \int dt \int d^3x \vec{\xi} \cdot \left(\rho_0 (\partial_t \vec{v}_0 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_0) + \vec{\nabla} P_0 - \vec{J}_0 \times \vec{B}_0 - \rho_0 \vec{\nabla} \Phi_G \right) \quad (9.13)$$

Sous cette forme, l'extrémalisation de \mathcal{A} par rapport à un déplacement $\vec{\xi}$ quelconque est immédiate et donne directement l'équation d'Euler du système :

$$\rho_0(\partial_t \vec{v}_0 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_0) = -\vec{\nabla} P_0 + \vec{J}_0 \times \vec{B}_0 + \rho_0 \vec{\nabla} \Phi_G \quad (9.14)$$

Ce résultat justifie la forme du Lagrangien 9.4 pour un système isolé. Il pose en outre pour nous les principaux éléments de compréhension qui nous permettront ensuite d'appréhender la stabilité d'un système par la méthode variationnelle.

9.2.2 Stabilité d'un système isolé

La variation de l'action linéarisée permet de trouver l'évolution d'un système sans perturbation. En particulier, elle permet d'obtenir des équilibres stationnaires ($\partial_t \vec{v}_0 = \vec{0}$). Elle ne permet cependant pas de connaître la stabilité de ces équilibres : rien dans ce qu'on vient de voir ne permet de déterminer si la solution ainsi trouvée est stable ou non.

Action et Lagrangien

Comme nous l'avons vu, étudier la stabilité linéaire d'un problème c'est chercher l'évolution temporelle d'une petite perturbation autour d'un équilibre donné : s'amplifie-t-elle ou au contraire s'amortit-elle ? Les grandeurs d'équilibre sont donc supposées fixées et on peut chercher l'évolution d'une perturbation en écrivant un principe variationnel, non plus pour les champs d'équilibre, mais pour les champs perturbés.

Mathématiquement, cela revient donc à écrire une forme variationnelle pour le déplacement Lagrangien $\vec{\xi}$, les champs d'équilibre étant fixés. Comme on peut le voir sur la définition de l'action linéarisée 9.13, celle-ci est par définition nulle lorsque les conditions d'équilibre sont satisfaites. Pour obtenir l'information sur l'évolution de $\vec{\xi}$, il faut donc développer la densité de Lagrangien à l'ordre 2. La densité de Lagrangien L_2 ainsi trouvée est une **forme quadratique** en $\vec{\xi}$. Le déplacement Lagrangien solution $\vec{\xi}_s$ est donc celui qui rend stationnaire l'action développée à l'ordre 2 :

$$\partial_{\vec{\xi}} \mathcal{A}_2 |_{\vec{\xi}=\vec{\xi}_s} = 0 \quad (9.15)$$

Le Lagrangien et l'action pourraient à nouveau être obtenus en développant à l'ordre 2, par rapport à $\vec{\xi}$, les grandeurs \vec{B} , \vec{v} , ρ et P et les équations correspondantes. Cependant, cette méthode est lourde et délicate (Newcomb 1962). Dans le cas d'un système isolé confiné par des parois rigides, une méthode beaucoup plus simple permet d'obtenir le Lagrangien.

L'opérateur de force

Celle-ci se base sur les propriétés des équations d'Euler linéarisées. Ces équations font intervenir l'opérateur de force linéarisé :

$$\vec{F}(\vec{\xi}) = \vec{\nabla} \left(\gamma P_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{\xi} + (\vec{\xi} \cdot \vec{\nabla}) P_0 \right) \quad (9.16)$$

$$- \vec{B}_0 \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times (\vec{\xi} \times \vec{B}_0) \right) + \vec{J}_0 \times \vec{\nabla} \times (\vec{\xi} \times \vec{B}_0) \quad (9.17)$$

$$+ \vec{\nabla} (\Phi_G) \vec{\nabla} \cdot (\rho_0 \vec{\xi}) \quad (9.18)$$

où on reconnaît sur les trois lignes respectivement les termes de pression, magnétiques et de gravité.

Une propriété fondamentale de cet opérateur, lorsque $\vec{\xi}$ s'annule aux frontières du domaine d'intégration, est d'être **auto-adjoint**³. En termes mathématiques, cela signifie que pour toutes fonctions $\vec{\eta}$ et $\vec{\xi}$, il vérifie la relation suivante :

$$\langle \vec{\eta} | \vec{F} | \vec{\xi} \rangle = \langle \vec{\xi} | \vec{F} | \vec{\eta} \rangle^* \quad (9.19)$$

où $\langle \vec{\eta} | \vec{\xi} \rangle = \int \vec{\eta}^* \cdot \vec{\xi} d^3x$ est le produit scalaire défini dans l'espace des fonctions. En termes physiques, cette propriété traduit la conservation de l'énergie du système.

La démonstration de cette propriété est extrêmement longue et sans vraiment d'autre intérêt autre que son résultat. Le lecteur intéressé peut se référer à l'article fondateur de Bernstein *et al.* (1958) ou au livre très pédagogique de Goedbloed & Poedts (2004). Ce résultat très important simplifie beaucoup la construction du Lagrangien.

Equilibre statique

L'obtention de la forme variationnelle pour un équilibre statique est plus simple que celle d'un équilibre dynamique. Nous présentons donc la méthode dans ce cadre, puis nous présenterons les résultats pour un équilibre dynamique.

Lorsque le flot d'équilibre est au repos : $\vec{v}_0 = \vec{0}$, l'énergie cinétique à l'ordre 2 s'écrit simplement :

$$K_2 = \frac{1}{2} \rho_0 |\partial_t \vec{\xi}|^2 \quad (9.20)$$

La difficulté peut par contre venir de l'expression de l'énergie potentielle W_2 . Mais un moyen simple de l'obtenir est d'écrire la conservation de l'énergie totale du système :

$$\partial_t W_2 = -d_t K_2 \quad (9.21)$$

$$= -\rho_0 \partial_t \vec{\xi}^* \cdot d_{t^2}^2 \vec{\xi} \quad (9.22)$$

$$= -\partial_t \vec{\xi}^* \cdot \vec{F}(\vec{\xi}) \quad (9.23)$$

$$= -\frac{1}{2} \partial_t \vec{\xi}^* \cdot \vec{F}(\vec{\xi}) - \frac{1}{2} \rho_0 \vec{\xi}^* \cdot \vec{F}(d_t \vec{\xi}) \quad (9.24)$$

$$= \partial_t \left(-\frac{1}{2} \vec{\xi}^* \cdot \vec{F}(\vec{\xi}) \right) \quad (9.25)$$

$$W_2 = -\frac{1}{2} \vec{\xi}^* \cdot \vec{F}(\vec{\xi}) \quad (9.26)$$

La troisième ligne est la simple traduction de l'équation d'Euler, la quatrième ligne utilise directement la propriété autoadjointe de l'opérateur de force linéarisé pour les fonctions $\vec{\xi}$ et $\partial_t \vec{\xi}$, et la cinquième ligne découle de la linéarité de \vec{F} par rapport à $\vec{\xi}$. La dernière ligne donne une expression pour l'énergie potentielle qui ne dépend que des quantités développées à l'ordre 1. Elle est bien sûr définie à une constante par rapport au temps près, mais qui ne joue aucun rôle puisque le Lagrangien d'un système est lui même défini à une constante près.

Après une rapide intégration par partie sur le temps de l'énergie cinétique, on voit finalement que la densité de Lagrangien peut s'écrire simplement comme le produit du déplacement Lagrangien avec l'équation d'Euler :

$$L_2 = -\frac{1}{2} \vec{\xi}^* \cdot \left(\rho_0 d_{t^2}^2 \vec{\xi} - \vec{F}_1(\vec{\xi}) \right) \quad (9.27)$$

³Rigoureusement, l'opérateur F est ici **Hermitien** puisque l'on travaille implicitement dans un espace Hermitien, c'est-à-dire un espace de fonction complexe de norme finie. Mais la nuance est subtile et nous emploierons indépendamment l'un ou l'autre de ces deux qualificatifs.

Ce résultat est très important car il permet de définir le Lagrangien du système linéarisé de manière simple. Avec cette densité de Lagrangien, le déplacement solution du système vérifie l'équation d'Euler si bien que l'action est nulle au niveau de la solution en plus d'être stationnaire.

Principe d'énergie

Une manière simple d'aborder la stabilité d'équilibres statiques est de décomposer le déplacement Lagrangien en modes normaux :

$$\vec{\xi} = \vec{\tilde{\xi}} e^{-i\omega t} \quad (9.28)$$

alors, l'action précédemment citée présentant en sus la particularité de s'annuler au niveau des solutions, l'équation 9.27 prise pour les déplacements solution donne directement :

$$\omega^2 = - \frac{\int \vec{\tilde{\xi}}^* \cdot \vec{F}(\vec{\tilde{\xi}}) d^3x}{\int \rho_0 |\vec{\tilde{\xi}}|^2 d^3x} \quad (9.29)$$

Autrement dit, $\omega^2 \propto \mathcal{W}_2$. Cette remarque mène directement au *principe d'énergie* qui stipule qu'un système isolé en équilibre statique est stable si et seulement si

$$\int W[\vec{\xi}, \vec{\xi}^*] d^3x > 0 \quad (9.30)$$

quel que soit le déplacement $\vec{\xi}$ (Bernstein *et al.* 1958). Si par contre un seul déplacement est trouvé qui permette à l'énergie potentielle totale d'être négative, alors il existe des modes instables. C'est une technique très puissante pour déterminer numériquement la stabilité d'un système à l'aide de fonctions d'essai ; elle est très utilisée pour la physique de la fusion et des tokamaks dans lesquels les instabilités empêchent le confinement sur des échelles de temps très courtes et où un grand enjeu est donc la recherche de configurations stables. A moins de connaître exactement les déplacement solutions $\vec{\xi}$, cette technique ne permet cependant pas de déterminer avec précision le taux de croissance des instabilités.

Equilibre dynamique

Le cas d'équilibres dynamiques, c'est-à-dire avec une vitesse d'équilibre non nulle ($\vec{v}_0 \neq \vec{0}$) est plus complexe. Cependant, leur étude s'avère indispensable lorsqu'il s'agit de disques d'accrétion en rotation. Dans ce cas, on peut montrer que les forces additionnelles d'entraînement liées à la vitesse d'équilibre sont auto-adjoints aussi et que la densité de Lagrangien peut s'écrire (Frieman & Rotenberg 1960) :

$$L_2 = \vec{\xi}^* \cdot \left[\rho_0 \partial_{t^2}^2 \vec{\xi} + 2\rho_0 (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) (\partial_t \vec{\xi}) - \vec{\nabla} \cdot \left(\rho_0 \vec{\xi} (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_0 - \rho_0 \vec{v}_0 (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{\xi} \right) - \vec{F}_1(\vec{\xi}) \right] \quad (9.31)$$

Cette équation est très semblable à l'équation 9.27, avec des termes d'entraînement en plus. Encore une fois, il s'agit du produit de $\vec{\xi}^*$ avec l'équation d'Euler linéarisée.

Un principe d'énergie existe également pour les équilibres dynamiques, mais moins pratique d'utilisation que celui des équilibre statiques (Frieman & Rotenberg 1960). En particulier, aucune condition nécessaire et suffisante ne peut être obtenue pour déterminer la stabilité comme pour le cas statique.

Forme générale

Le résultat très important est que de manière générale, la stabilité de l'équilibre d'un système isolé peut être étudiée par l'écriture de la forme variationnelle obtenue en faisant le produit du déplacement lagrangien avec l'équation d'Euler linéarisée :

$$\mathcal{A} = \int_{t_1}^{t_2} \int \vec{\xi}^* \cdot \overrightarrow{\text{Euler}}_1(\vec{\xi}) d^3x dt \quad (9.32)$$

Il existe d'innombrables façons d'exprimer l'énergie potentielle et l'énergie cinétique dépendant de la manière dont on regroupe les termes ou au contraire dont on les élimine grâce aux relations d'ordre 0. Je préfère donc ne pas en donner ici, mais nous en verrons quelques exemples un peu plus tard.

D'autre part, cette action n'est pas unique. Beaucoup d'autres peuvent être dérivées, exprimées en fonction d'autres variables. La plupart peuvent cependant être déduites de celle-ci par des transformations plus ou moins lourdes.

9.2.3 Systèmes non isolés

La forme variationnelle 9.32 n'est valide que pour des conditions aux limites rigides. Si par contre, on s'intéresse à un système non isolé avec des conditions aux limites différentes, les intégrations par partie que nous avons menées à plusieurs reprises donnent des termes de surface non nuls, impliquant que le Lagrangien utilisé ne représente pas le système. Il faut donc dans ce cas en définir un autre.

Si ces conditions sont bien justifiées dans le cas de plasmas de laboratoires confinés par une paroi rigide, elles le sont beaucoup moins pour l'étude des disques d'accrétion. Pour le bord interne du disque, nous avons vu que cette condition pouvait effectivement être vérifiée, mais il en va différemment des conditions au-dessus du disque et au bord externe, où des flux d'énergie et de moment angulaire sont incompatibles avec des telles conditions aux limites. La forme 9.32 ne représente donc a priori pas la physique des disques.

Cependant, on peut souvent en première approximation considérer que les flux d'énergie aux frontières sont faibles devant les énergies et les temps caractéristiques mis en jeu dans la physique des disques. Dans cette limite, les résultats obtenus pour un système isolé sont donc applicables.

9.3 Application aux disques

Nous venons donc de présenter la construction d'un Lagrangien pour un système pseudo-isolé à l'équilibre. Le résultat est résumé dans la relation 9.32. Nous allons maintenant tenter d'appliquer ce Lagrangien à deux cas de disques d'accrétion et comparer les résultats aux précédentes études. Pour ces deux cas, nous considérons un disque infiniment mince, dans le vide, traversé par un champ magnétique purement vertical. Dans le premier modèle, le disque est supposé dans le vide; dans le deuxième, il est supposé entouré d'une couronne peu dense. Ces conditions correspondent à celles utilisées dans les différentes descriptions de l'AEI (Tagger *et al.* 1990, Tagger & Pellat 1999, Varnière & Tagger 2002).

9.3.1 Disque sans couronne

Intéressons nous dans un premier temps au problème étudié dans Tagger & Pellat (1999), c'est-à-dire celui d'un disque dans le vide. Supposons que les courants ne jouent pas de rôle dans le système à l'équilibre $\vec{J}_0 = \vec{0}$.

Avec quelques manipulations on peut alors écrire l'énergie potentielle 9.26 sous la forme suivante :

$$W_2 = \frac{1}{2} \frac{\gamma P_0}{\rho_0^2} |\rho_1(\vec{\xi})|^2 + \frac{1}{2} |\vec{b}_1(\vec{\xi})|^2 + \frac{1}{2} (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_0 \cdot \left(\vec{\xi}^* \vec{\nabla} \cdot (\rho_0 \vec{\xi}) + \vec{\xi} \vec{\nabla} \cdot (\rho_0 \vec{\xi}^*) \right) \quad (9.33)$$

Les deux premiers termes correspondent à l'énergie interne et l'énergie magnétique. Les autres termes, liés à la géométrie d'équilibre, principalement la rotation différentielle, sont un peu compliqués à traiter. Concentrons nous donc dans un premier temps sur les deux premiers.

Le disque étant mince, la densité du milieu peut s'écrire $\rho_0 = \Sigma_0 \delta(z)$. La densité perturbée se définit de manière similaire : $\rho_1 = \sigma \delta(z)$. De même, dans la géométrie utilisée, on peut écrire la perturbation magnétique comme : $\vec{b}_1 = -\text{sign}(z) \vec{\nabla} \Phi_M$ où Φ_M est un potentiel magnétique (Tagger *et al.* 1990). Ce dernier vérifie alors : $\Delta \Phi_M = -2b_{1,z}^D \delta(z)$, où $b_{1,z}^D$ est la composante verticale de la perturbation magnétique dans le disque. Avec ces notations, les deux premiers termes de l'énergie potentielle s'écrivent :

$$\frac{1}{2\pi} \int W_{1+2} d^3x = \int \left(c_s^2 \delta(z) \frac{|\sigma|^2}{\Sigma} + |\partial_z \Phi_M|^2 \right) \delta(z) r dr dz \quad (9.34)$$

$$= \int \left(c_s^2 \frac{|\sigma|^2}{\Sigma} + 2\Phi_M^* b_{1,z}^D \right) r^2 ds \quad (9.35)$$

Ces deux termes sont bien ceux qui apparaissent dans la formule A.2 de Tagger & Pellat (1999). Ils sont simplement exprimés par rapport à d'autres variables : σ et Φ_M au lieu de $\vec{\xi}_\perp$. On peut également vérifier par des calculs fastidieux que les autres termes d'énergie potentielle et ceux d'énergie cinétique obtenus grâce à la relation 9.32 correspondent bien à ceux de l'article Tagger & Pellat (1999).

Si les termes de surface peuvent être négligés, la forme quadratique utilisée par Tagger & Pellat (1999) est donc bien une forme variationnelle du problème, au sens où sa variation par rapport aux champs σ et Φ_M redonne bien les équations constitutives du système fluide. Bien qu'étant désignée, à juste titre finalement, par le terme "forme variationnelle", la nature variationnelle de cette forme quadratique n'est pas utilisée dans cet article. Seules les propriétés Hermitiennes des termes de volume sont utilisées afin d'estimer un taux de croissance de l'instabilité. Il ne s'agit donc pas d'une approche variationnelle.

9.3.2 Disque avec couronne

Pour deuxième application, considérons le cas étudié par Varnière & Tagger (2002). Il s'agit du même disque infiniment fin, en rotation différentielle et traversé par un champ magnétique vertical et homogène, mais cette fois entouré d'une couronne peu dense. Dans cet article, une forme quadratique est présentée (eq. 17).

Avec quelques calculs, on montre que la variation de cette forme ne redonne pas les équations de départ. En effet, même en négligeant les termes de surface, l'opérateur utilisé n'est pas auto-adjoint. La forme quadratique présentée dans Varnière & Tagger (2002) n'est donc pas une forme variationnelle du problème physique. Cependant, de même que dans le cas précédent, les propriétés variationnelles qu'aurait pu avoir cette forme ne sont pas utilisées, bien que les auteurs présentent leur forme quadratique comme étant variationnelle.

Maintenant que nous avons compris comment construire un Lagrangien du système, il est cependant facile d'écrire la forme variationnelle correspondant au modèle de Varnière & Tagger (2002). Dans cet article, les champs utilisés ne sont pas les composantes du déplacement Lagrangien, mais les fonctions Φ et Ψ définies par :

$$\vec{\xi} = -\frac{1}{B_0} \left(\vec{\nabla}_\perp \Phi + \vec{e}_z \times \vec{\nabla}_\perp \Psi \right) \quad (9.36)$$

où \vec{e}_z est le vecteur unitaire vertical. Réécrit en terme de ces variables, le Lagrangien défini précédemment (eq. 9.32) donne :

$$\frac{B_0}{2\pi}\mathcal{L} = - \int \left(\vec{\nabla}_\perp \Phi^* + \vec{e}_z \times \vec{\nabla}_\perp \Psi^* \right) \cdot \overrightarrow{\text{Euler}}_1(\Phi, \Psi) r dr dz \quad (9.37)$$

Après une intégration par partie, on trouve qu'il s'écrit également :

$$\frac{B_0}{2\pi}\mathcal{L} = \int (\Phi^* D(\Phi, \Psi) + \Psi^* R(\Phi, \Psi)) r dr dz \quad (9.38)$$

où D et R sont la divergence et le rotationnel de l'équation d'Euler :

$$D = \vec{\nabla}_\perp \cdot \overrightarrow{\text{Euler}}_1 \quad (9.39)$$

$$R = \vec{e}_z \cdot \left(\vec{\nabla}_\perp \times \overrightarrow{\text{Euler}}_1 \right) \quad (9.40)$$

La forme variationnelle correspondant au problème physique est finalement :

$$\begin{aligned} & \int r dr dz \left\{ -\frac{\tilde{\omega}^2}{v_a^2} \left(|\vec{\nabla}_\perp \Phi|^2 + |\vec{\nabla}_\perp \Psi|^2 \right) + 2\frac{m}{r} \partial_r \left(\frac{\tilde{\omega}\Omega}{v_a^2} \right) |\Phi|^2 + 2\frac{m}{r} \tilde{\omega} \partial_r \left(\frac{\Omega}{v_a^2} \right) |\Psi|^2 \right. \\ & + 2r \frac{\Omega\Omega'}{v_a^2} |\partial_r \Phi|^2 + (\Phi^* \nabla_\perp^2 \nabla_\perp^2 \Phi + \Psi^* \nabla_\perp^2 \partial_{z^2} \Psi) \\ & + \frac{im}{r} \partial_r \left(\frac{\tilde{\omega}^2}{v_a^2} \right) (\Psi^* \Phi - \Phi^* \Psi) + 2\frac{im}{r} \frac{r\Omega\Omega'}{v_a^2} (\Psi^* \partial_r \Phi - \Psi \partial_r \Phi^*) \\ & + \left. 2i \frac{\tilde{\omega}\Omega}{v_a^2} \left(\vec{\nabla}_\perp \Phi^* \cdot \vec{\nabla}_\perp \Psi - \vec{\nabla}_\perp \Psi^* \cdot \vec{\nabla}_\perp \Phi \right) \right\} \\ & + \int dz \left[r \frac{\tilde{\omega}^2}{v_a^2} \left(\Phi^* \vec{\nabla}_\perp \Phi + \Psi^* \vec{\nabla}_\perp \Psi \right) + 2ir \frac{\tilde{\omega}\Omega}{v_a^2} \left(\Psi^* \vec{\nabla}_\perp \Phi - \Phi^* \vec{\nabla}_\perp \Psi \right) \right. \\ & + \left. 2\frac{im}{r} \frac{r^2\Omega\Omega'}{v_a^2} \Phi^* \Psi - 2r^2 \frac{\Omega\Omega'}{v_a^2} \Phi^* \partial_r \Phi \right]_{r_1}^{r_2} \\ & = 0 \end{aligned} \quad (9.41)$$

Cette forme présente certaines différences par rapport à celle de l'article de Varnière & Tagger (2002). Pour comparaison, les deux densités de Lagrangien sont les suivantes :

$$L_{\text{Euler}} = \Phi^* D(\Phi, \Psi) + \Psi^* R(\Phi, \Psi) \quad (9.42)$$

$$L_{\text{Varniere2002}} = \Phi^* D(\Phi, \Psi) - \Psi^* R(\Phi, \Psi) \quad (9.43)$$

La différence est donc subtile. Finalement, cette nouvelle forme change le signe et la conjugaison de certains termes obtenus dans Varnière & Tagger (2002) mais surtout, la forme dérivée ici fait apparaître nouveaux 3 termes : ceux des lignes 3 et 4. Ce sont bien des termes Hermitiques. Ils conservent donc bien les propriétés énergétiques du système.

L'article n'utilise pas le caractère variationnel de la forme quadratique qui y est présentée. Les résultats obtenus, en particulier, le calcul du taux de croissance, ne sont donc pas remis en cause. Du point de vue de la problématique de l'article, il est cependant équivalent de travailler avec l'une ou l'autre forme : les mêmes résultats sont obtenus avec la forme dérivée dans ce chapitre. En effet, seuls y sont étudiés les termes en $|\psi|^2$ qui participent à la résonance de corotation, et les termes possédant des dérivées verticales qui participent au flux vertical d'énergie. Or, les changements de signe et de conjugaison différentiant les deux formes ne concernent pas ces termes ; et les termes additionnels obtenus ici ne participent ni à la corotation, ni au flux vertical.

Si du point de vu du simple calcul de taux de croissance, les deux formes quadratiques sont comparables, du point de vue de la compréhension globale de l'AEI et des parallèles qui peuvent être fait entre les différentes approches, il est plus intéressant d'opter pour une forme commune qui soit variationnelle. L'étude qui a été menée dans ce début de chapitre permet de construire une telle forme.

9.4 Forme variationnelle cinétique

Maintenant que nous avons une idée claire de la manière dont se construit une forme variationnelle en MHD, passons à la construction proprement dite d'une forme équivalente pour un système cinétique. La forme cinétique brute étant trop lourde pour des applications aisées, nous attachons ici une importance particulière à la dérivation d'une forme variationnelle *centre guide*. La construction du Lagrangien dans ce formalisme n'est pas immédiate et doit répondre à un certain nombre de questions. Comment faire intervenir la fonction de distribution ? Quel jeu de variables utiliser pour remplacer le déplacement Lagrangien fluide ? Comment faire apparaître l'approximation centre guide ? Comment gérer simultanément les populations d'ions et d'électrons ? et un certain nombre d'autres questions qui se posent au fur et à mesure de la construction.

Si aucune forme variationnelle cinétique n'a pour l'instant été écrite en astrophysique, quelques travaux ont déjà été effectués dans la cadre des plasmas de laboratoire. Bien que leur complexité soit souvent inutile pour des applications en astrophysique, la dérivation présentée ici est en grande partie inspirée de ces travaux. Comme nous allons le voir, une difficulté majeure intervient cependant qui a nécessité une nouvelle formulation des méthodes centre guide : l'existence dans les disques d'accrétion d'une vitesse d'équilibre importante qui n'existe pas dans les plasmas de laboratoires.

La dérivation n'a pas encore pu être menée jusqu'à son terme complet. Cependant, comme nous allons le voir, le principe de la méthode est maintenant clairement posé, des réponses ont été apportées aux différentes questions posées ci-dessus, et la plus grosse partie du calcul proprement dit a également été faite.

9.4.1 Variables variationnelles

Comme nous l'avons succinctement introduit au chapitre 8, les équations fluides sont toutes contenues dans la définition de la fonction de distribution. Alors que le système fluide était entièrement décrit par les équations fluides, les équations de Maxwell et des conditions aux limites, le système d'équations qui décrit un problème cinétique est celui dit de *Vlasov-Maxwell*, constitué donc des équations de Vlasov et de Maxwell ainsi que des conditions aux limites associées.

Nous supposons, de même que dans le cas fluide, que les flux aux frontières sont négligeables en première approximation, ce qui permet de considérer le système comme isolé. Une forme variationnelle cinétique peut donc être construite en transposant celle obtenue en fluide. La première difficulté rencontrée est que les champs sont différents : les notions de vitesse, de pression... sont toutes à réinterpréter en terme de fonction de distribution. En l'occurrence, les grandeurs fluides correspondent aux moment centrés en vitesse de la fonction

de distribution \mathcal{F} :

$$n = \int \mathcal{F}(\vec{v}) d^3v \quad (9.44)$$

$$n\vec{u} = \int \vec{v}\mathcal{F}(\vec{v}) d^3v \quad (9.45)$$

$$\bar{P} = \int (\vec{v} - \vec{u})(\vec{v} - \vec{u})\mathcal{F}(\vec{v}) d^3v \quad (9.46)$$

$$\dots = \dots \quad (9.47)$$

La forme variationnelle 9.32 est construite à partir du déplacement Lagrangien fluide $\vec{\xi}$. On pourrait essayer d'interpréter cette variable fluide en terme de fonction de distribution. Cependant, cette méthode est délicate et mène, dans l'expression du Lagrangien à des termes qui sont quadratiques par rapport à des intégrales sur la vitesse dont il est difficile de tirer des expressions simples.

La transposition la plus simple passe en fait par une réécriture du Lagrangien fluide par rapport à des variables plus propices à la conversion en cinétique. On a vu que le champ magnétique perturbé pouvait s'exprimer de la manière suivante :

$$\vec{b}_1 = \vec{\nabla} \times (\vec{\xi} \times \vec{B}_0) \quad (9.48)$$

Or, on peut écrire ce champ magnétique comme dérivant d'un potentiel vecteur perturbé \vec{a}_1 :

$$\vec{b}_1 = \vec{\nabla} \times \vec{a}_1 \quad (9.49)$$

En fluide, le potentiel est donc relié au déplacement Lagrangien par la relation suivante : $\vec{a}_1 = \vec{\xi} \times \vec{B}_0 + \vec{\nabla}\Psi$, où le terme $\vec{\nabla}\Psi$ est le gradient d'une fonction quelconque marquant l'invariance de jauge du problème. Dans la suite, il est plus simple de choisir la jauge naturelle où $\Psi = 0$, si bien que potentiel vecteur et déplacement Lagrangien correspondent pour ainsi dire au même champ :

$$\vec{a}_1 = \vec{\xi} \times \vec{B}_0 \quad (9.50)$$

Contrairement au déplacement, le potentiel vecteur \vec{a}_1 possède le même sens physique que le problème soit cinétique ou fluide. Seules les équations qui le relient aux autres grandeurs diffèrent d'un régime à l'autre. Exprimée comme fonction de cette variable, la forme variationnelle fluide sera donc facilement transposable en formalisme cinétique.

9.4.2 Réécriture de la forme fluide

Intéressons nous à la force de Laplace perturbée, plus précisément, au terme faisant apparaître le courant perturbé. On voit que sa contribution dans la forme quadratique peut s'écrire :

$$\mathcal{W}_{j_1} = -\frac{1}{2} \int \vec{\xi}^* \cdot (\vec{j}_1 \times \vec{B}_0) \quad (9.51)$$

$$= \frac{1}{2} \int \vec{j}_1 \cdot \vec{a}_1^* \quad (9.52)$$

$$= \frac{1}{2} \int (\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{a}_1) \cdot \vec{a}_1^* \quad (9.53)$$

$$= \frac{1}{2} \int |\vec{\nabla} \times \vec{a}_1|^2 \quad (9.54)$$

$$= \int \frac{|\vec{b}_1|^2}{2} d^3x \quad (9.55)$$

Ce terme correspond à l'énergie magnétique du système.

En exprimant tous les autres termes de l'équation d'Euler en fonction du potentiel vecteur et non plus du déplacement, la forme quadratique suivante est obtenue, parfaitement équivalente à la forme 9.32 :

$$L = \vec{a}_1^* \cdot \left[\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{a}_1 - \vec{j}_1(\vec{a}_1) \right] \quad (9.56)$$

où $\vec{j}_1(\vec{a}_1)$ regroupe tous les autres termes de l'équation d'Euler.

De manière plus générale, si on veut aussi garder le potentiel électrostatique $\Phi = \Phi_0 + \phi_1$ qui peut apparaître dans certains mécanismes cinétiques comme l'effet Landau par exemple, il faut réécrire les équations de la MHD avec le champ électrique et la densité de charge $\rho_q = \rho_{q,0} + \rho_{q,1}$. Finalement, après exactement le même travail, la densité de Lagrangien suivante est obtenue :

$$L = \phi_1^* \left[\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \phi_1 + \rho_{q,1}(\phi_1, \vec{a}_1) \right] + \vec{a}_1^* \cdot \left[-\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{a}_1 + \vec{j}_1(\phi_1, \vec{a}_1) \right] \quad (9.57)$$

A partir de maintenant, nous omettons les indices 1 pour les perturbations.

9.4.3 Forme cinétique

En fluide, les quantités $\vec{j}(\vec{a})$ et $\rho_q(\phi)$ sont exprimées à l'aide de l'équation d'Euler. La transposition évidente est de prendre le même Lagrangien, mais d'exprimer ces deux quantités à l'aide de l'équation de Vlasov. Plus précisément, l'information nécessaire est contenue dans la fonction de distribution perturbée f des ions et des électrons :

$$\rho_q(\phi, \vec{a}) = \sum_{i,e} \int f(\phi, \vec{a}) d^3v \quad (9.58)$$

$$\vec{j}(\phi, \vec{a}) = \sum_{i,e} \int v f(\phi, \vec{a}) d^3v \quad (9.59)$$

Comme il a été vu dans la section 8.3.2 du chapitre précédent, pour des champs électriques et magnétiques donnés, la fonction de distribution perturbée de chaque population est la solution de l'équation de Vlasov linéarisée :

$$\left(\partial_t + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} + \vec{\Gamma}^0 \cdot \partial_{\vec{v}} \right) f = -\vec{\gamma} \cdot \partial_{\vec{v}} F^0 \quad (9.60)$$

où $\vec{\Gamma}^0$ regroupe l'ensemble des forces responsables de l'état d'équilibre et $\vec{\gamma} = q/m(\vec{e} + \vec{v} \times \vec{b})$ regroupe l'ensemble des forces perturbées, ici uniquement les forces électromagnétiques puisqu'on néglige l'auto-gravité. La force perturbée étant proportionnelle aux potentiels perturbés, f l'est aussi et le Lagrangien peut bien donner une forme quadratique.

Finalement, en supposant qu'on a explicité la fonction de distribution perturbée en intégrant l'équation de Vlasov, on trouve la forme variationnelle suivante :

$$\mathcal{A} = \int dt \int dx \int dv \left[(\phi + \vec{v} \cdot \vec{a})^* f(\phi, \vec{a}) - \left(|\vec{\nabla} \phi|^2 + |\vec{\nabla} \times \vec{a}|^2 \right) \right] \quad (9.61)$$

où l'intégration porte sur les vitesses, en plus de porter sur le temps et les dimensions spatiales. Cette forme est bien une des formes présentée dans Brizard (1994) et représente bien une version plus générale de celle utilisée par Antonsen & Lane (1980). Tout le travail consiste maintenant à trouver l'expression de la fonction de distribution perturbée et à expliciter le terme :

$$\boxed{L_c = (\phi + \vec{v} \cdot \vec{a})^* f(\phi, \vec{a})} \quad (9.62)$$

9.5 Approche dérive-cinétique

On pourrait bien sûr chercher à résoudre exactement l'équation de Vlasov pour des champs ϕ et \vec{a} donnés. Cette méthode introduit cependant une complexité inutile que représente la description du mouvement cyclotron. Il est donc beaucoup plus simple de travailler sur la distribution des *centres guides*, déjà introduite dans le chapitre précédent (sec. 8.2.2).

Les équations correspondantes, dites *gyrocinétiques* ou *drift-cinétiques* ne sont pas nouvelles en physique des plasmas. Cependant, elles ont essentiellement été développées pour des plasmas de laboratoire, principalement les tokamaks. Elles sont donc toujours écrites pour des géométries très spécifiques. Quelques articles traitent certes des équations drift-cinétiques dans des géométries plus générales, mais en se restreignant toujours à des cas électrostatiques, c'est-à-dire où le rôle du champ magnétique, autre que d'être responsable du mouvement cyclotron des particules, est négligeable devant le rôle du champ électrique. Enfin, et surtout, les disques d'accrétion auxquels on voudrait appliquer cette méthode possèdent une vitesse d'équilibre importante et qui dépend de la position. Comme nous allons le voir, cette différence entre les cas qui nous intéressent et les cas étudiés demande de toutes façons une dérivation spécifique des méthodes centre-guide adaptée aux disques d'accrétion.

9.5.1 Développement drift-cinétique

Principe

L'idée de base de l'approche drift-cinétique est très liée à l'approche centre guide pour les particules individuelles. Elle consiste à considérer que le mouvement cyclotron se fait sur des échelles de temps très courtes devant les échelles caractéristiques du problème et sur des échelles spatiales très petites devant les longueurs typiques de variations des différentes grandeurs⁴ :

$$\partial_t \sim \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \ll \Omega_c \quad r_L \ll R \quad (9.63)$$

Dans cette limite, le mouvement cyclotron peut être découplé des autres mouvements et on peut repérer les particules par leur centre guide. La fonction de distribution de l'approche drift-cinétique ne représente donc plus la distribution des particules individuelles, mais celle de leurs centres guides.

Dans le cadre des disques d'accrétion, l'échelle de temps caractéristique est le temps dynamique de rotation du système autour de l'objet central. Il est des ordres de grandeur plus grand que le temps cyclotron. De même, les échelles caractéristiques de longueur correspondent au rayon du disque et sont donc également des ordres de grandeur plus grandes que le rayon de Larmor des particules. L'approximation centre guide est donc parfaitement justifiée dans les disques d'accrétion.

Bien que leur but n'ait pas été d'établir des équations drift-cinétiques, mais de dériver une version plus complète de la MHD, avec notamment un tenseur de pression anisotrope, l'idée de base d'un tel développement provient de l'article certainement le plus cité en plasma, celui de Chew *et al.* (1956, CGL dans la suite). Le principe de cette méthode consiste à développer la fonction de distribution par rapport aux petits paramètres déduits des variations spatiales et temporelles $\partial_t/\Omega_c \sim r_L/R \ll 1$:

$$F = F_0 + F_1 + F_2 + \dots \quad (9.64)$$

⁴Deux types de développement sont habituellement distingués : le développement drift-cinétique qui suppose comme nous l'avons dit que les variations spatiales et temporelles sont lentes aux échelles cyclotron et le développement gyrocinétique qui autorise des variations spatiales importantes dans la direction transverse au champ magnétique. Dans la suite, nous ne considérerons que l'approche drift-cinétique.

Ces différentes fonctions de distribution sont couplées par les différents ordres du développement de l'équation de Vlasov. Supposons pour faire simple la population de particules dans un champ électromagnétique donné. Supposons également que les autres forces regroupées sous le terme $\vec{\Gamma}_1$ sont d'ordre supérieur (nous verrons plus loin que c'est bien la cas). Alors, ce développement s'écrit formellement :

$$\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) \cdot \frac{\partial F_0}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (9.65)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} + \vec{\Gamma}_1 \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}}\right) F_0 + \frac{q}{m} \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) \cdot \frac{\partial F_1}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (9.66)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} + \vec{\Gamma}_1 \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}}\right) F_1 + \frac{q}{m} \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) \cdot \frac{\partial F_2}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (9.67)$$

$$\dots = 0 \quad (9.68)$$

Si de plus la distribution de particules peut influencer la valeur des champs électrique et magnétique et qu'on ferme le système par les équations de Maxwell, alors, il faut également développer le champ électrique $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1$ et le champ magnétique $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1$.

Ce système d'équations permet de déterminer de manière récursive l'ensemble des perturbations de la fonction de distribution et donc de reconstruire une fonction totale avec une précision en principe d'autant plus grande que l'ordre est élevé⁵.

• L'ordre 0 de ce développement traduit un milieu parfaitement constant dans le temps et uniforme dans l'espace. Ainsi, les champs électrique et magnétique étant uniformes, le mouvement de chaque particule est la composition du mouvement cyclotron et d'un mouvement de dérive lié à la force électrique (par hypothèse, les dérivées liées à d'autres forces sont négligeables). Toutes les particules se déplacent avec la même vitesse de dérive constante :

$$\vec{v}_d = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (9.69)$$

On peut réécrire la condition d'ordre 0 sur F_0 de manière à faire apparaître la vitesse de dérive :

$$(\vec{v} - \vec{v}_d) \times \vec{B} \cdot \frac{\partial F_0}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (9.70)$$

On voit que cette condition porte sur le mouvement cyclotron représenté ici par $\vec{v}_\perp - \vec{v}_d$. Nous en donnerons une interprétation dans quelques lignes.

Qu'en est il de l'application aux disques d'accrétion ? Dans le cas des disques d'accrétion, cette vitesse de dérive est la vitesse de rotation autour de l'objet central. La présence de la gravité est en effet associée à un champ électrique. Les deux sont indissociables, si bien qu'il est difficile de donner une interprétation en terme de cause/conséquences. En raison de la quasi-neutralité, ce champ électrique ne joue aucun rôle en MHD. En revanche, en cinétique, il est formellement responsable du mouvement de dérive des particules. De manière globale, ce champ électrique n'est pas uniforme. Cependant, à l'ordre 0 de ce développement, ses variations spatiales sont négligées, et toutes les particules se déplacent uniformément à la vitesse locale de rotation :

$$\vec{v}_d \approx r \Omega_K \vec{e}_\theta \quad (9.71)$$

• L'ordre 1 commence à prendre en compte les variations temporelles et spatiales à l'échelle du mouvement cyclotron. A cet ordre, les gradients des diverses quantités peuvent commencer à jouer un rôle. Afin de créer une forme variationnelle qui puisse, outre apporter des propriétés

⁵En fait, il n'existe aucune garantie mathématique que cette série doive converger. Il s'agit d'un développement asymptotique, en général divergeant, mais qui donne une très bonne approximation tant que le paramètre supposé petit le reste effectivement.

cinétiques, être capable de contenir les résultats déjà obtenus en fluide pour les disques d'accrétion, notamment la résonance de corotation, il est donc nécessaire d'aller jusqu'à cet ordre du développement. L'équation correspondante est un peu plus compliquée ; et il est beaucoup plus facile de l'appréhender dans un jeu de variables plus adaptées.

Les variables gyrocinétiques

Les variables gyrocinétiques forment un jeu de variables très pratiques pour les approches de type centre guide. Elles ont principalement été développées dans l'approche gyrocinétique Rutherford & Frieman (1968), Catto (1978), Catto *et al.* (1981), mais la méthode drift-cinétique étant très similaire, elle adopte les mêmes variables.

Dans le repère se déplaçant avec le centre guide, le mouvement des particules est une simple rotation autour des lignes de champ. Il peut donc être intéressant de ne plus décrire la vitesse perpendiculaire aux lignes de champ par ses deux composantes orthogonales, mais par son module et sa phase autour de la ligne de champ. Ce changement de variables correspond à une sorte de passage local de coordonnées cartésiennes à coordonnées polaires dans l'espace des vitesses perpendiculaires. C'est le principe de base du formalisme gyrocinétique.

De manière générale, plutôt que d'utiliser directement comme variable le module de la vitesse perpendiculaire $|v_{\perp}|$, on utilise souvent le moment magnétique spécifique⁶ : $\mu = \frac{v_{\perp}^2}{2B}$ de manière à faire apparaître cet invariant adiabatique. De même, la variable d'énergie :

$$\epsilon = \frac{1}{2}v_{\parallel}^2 + \frac{q}{m}\Phi_E \quad (9.72)$$

somme de l'énergie cinétique parallèle et de l'énergie potentielle électrostatique, remplace souvent la variable de vitesse parallèle.

Le changement de variables utilisé est finalement le suivant :

$$t \rightarrow \tau ; \vec{x} \rightarrow \vec{x}' ; \vec{v} \rightarrow (\epsilon, \mu, \phi) \quad (9.73)$$

défini par

$$\begin{cases} t &= \tau \\ \vec{x} &= \vec{x}' \\ \vec{v}_{\perp} &= \sqrt{2\mu B} \vec{e}_{\phi} \\ v_{\parallel} &= \sqrt{\epsilon - q/m\Phi_E} \end{cases} \quad (9.74)$$

où \vec{n} est la direction du champ magnétique, ϕ est la phase du mouvement cyclotron et $\vec{e}_{\phi} = \cos \phi \vec{e}_x + \sin \phi \vec{e}_y$ est le vecteur tournant de l'espace des vitesses, associé à ce mouvement.

9.5.2 Application aux disques

Pour mémoire, le but de cette approche drift-cinétique est de simplifier l'intégration de l'équation de Vlasov afin d'obtenir la fonction de distribution perturbée en fonction de champs magnétiques et électriques donnés, et de la ré-injecter dans la forme variationnelle obtenue dans la partie précédente. Il faut donc linéariser les équations drift-cinétiques par rapport à une petite perturbation. Deux développements sont donc faits en parallèle : un développement perturbatif par rapport à l'amplitude des champs perturbés et un développement drift-cinétique par rapport aux variations temporelles et spatiales.

⁶Par rapport au moment magnétique défini dans le chapitre 8.2.2, cette définition ne fait plus apparaître la masse de la particule

Géométrie et nature des forces en présence

Dans l'approche gyrocinétique standard, la vitesse de dérive est négligée dans ce changement de variables. La vitesse qui apparaît dans l'expression du moment magnétique est donc la vitesse perpendiculaire globale. Ce choix est habituellement justifié car les problèmes considérés sont souvent locaux si bien qu'on peut toujours se placer dans le repère où le champ électrique est nul, c'est-à-dire dans le repère se déplaçant avec la même vitesse de dérive que les particules. Cependant, dans le cadre des disques d'accrétion, la vitesse de dérive correspond au mouvement de rotation autour du trou noir ou de l'étoile à neutrons, si bien qu'on ne peut pas trouver de repère qui annule le champ électrique (et donc la vitesse de dérive associée) partout simultanément. En outre, si on suppose que la fréquence de rotation képlérienne est bien plus faible que la fréquence cyclotron, le rayon de Larmor, lui, est bien plus petit que le rayon du disque, si bien qu'on ne peut pas assurer que la vitesse de dérive soit négligeable devant la vitesse du mouvement cyclotron. Il faut donc effectuer une variante cruciale par rapport au développement gyrocinétique classique et introduire la vitesse de dérive dans la définition du moment magnétique :

$$\mu = \frac{(\vec{v}_\perp - \vec{v}_d)^2}{2B} \quad (9.75)$$

L'étude avec une géométrie générale du champ magnétique est en cours d'élaboration. Un pas important peut déjà être fait dans une géométrie simplifiée où le champ magnétique d'équilibre traversant le disque est purement vertical et uniforme. Ce dernier ne jouant donc aucun rôle dans les variations du moment magnétique, il est pour nous plus simple, du point de vue de l'écriture des équations, de travailler avec un moment réduit qui n'est plus finalement que l'énergie cinétique perpendiculaire des particules :

$$\mu = \frac{1}{2}(\vec{v}_\perp - \vec{v}_d)^2 \quad (9.76)$$

De même, un des buts étant, in fine, de mettre en évidence la résonance du pompage magnétique qui porte sur le mouvement des particules le long des lignes de champ, il est préférable de garder la vitesse parallèle comme variable.

Les particules du disque et de la couronne sont soumises à deux types de forces de nature différente. Elles sont d'une part soumises aux forces électromagnétiques. Par hypothèse, ces forces sont dominantes dans le système à l'ordre 0 du développement drift-cinétique. Elles sont responsables du mouvement de dérive d'ordre 0 à la vitesse \vec{v}_d^0 . C'est la vitesse de dérive de l'équilibre qui va déterminer le changement de variables. Lorsqu'on perturbe le système, les forces électromagnétiques peuvent également posséder des contributions à des ordres plus élevés. Elles sont d'autre part soumises à la force de gravité. Par hypothèse toujours, cette force est faible devant les forces électromagnétique et n'apparaît qu'à l'ordre 1 du développement drift-cinétique. Du point de vue des notations, on regroupe la force de gravité et la force électrique d'ordre 1 dans le développement drift-cinétique dans le terme de force d'ordre 1 : $\vec{\Gamma}^1$. Afin de simplifier l'écriture des équations à venir, on pose de plus :

$$\vec{V} = \vec{v}_d + v_\parallel \vec{n} \quad (9.77)$$

$$\vec{G} = \vec{\Gamma} + \vec{V} \times \vec{\Omega} \quad (9.78)$$

où \vec{G} est regroupe les forces décrites précédemment et la force de Laplace pour le mouvement de dérive.

On définit donc finalement le changement de variable le plus adapté à la situation par rapport à la direction du champ magnétique d'équilibre, c'est-à-dire la direction verticale,

selon l'axe du disque d'accrétion :

$$\begin{cases} t = \tau \\ \vec{x} = \vec{x}' \\ \vec{v}_\perp = \vec{v}_d + \sqrt{2\mu} \vec{e}_\phi \\ v_\parallel = v'_\parallel \end{cases} \quad (9.79)$$

Ce changement de variables fait apparaître les dérivées suivantes :

$$\begin{cases} \partial_t = \partial_\tau \\ \vec{\nabla} = \vec{\nabla}' - \vec{\nabla}'(\vec{v}_d) \cdot \vec{w}_\perp \left[\partial_\mu - \frac{\times \vec{n}}{2\mu} \partial_\phi \right] \\ \partial_{v_\parallel} = \partial_{v'_\parallel} \\ \partial_{\vec{v}_\perp} = \vec{w}_\perp \left[\partial_\mu - \frac{\times \vec{n}}{2\mu} \partial_\phi \right] \end{cases} \quad (9.80)$$

où $\vec{w}_\perp = \vec{v}_\perp - \vec{v}_d = \sqrt{2\mu} \vec{e}_\phi$ est la vitesse du mouvement cyclotron et \vec{n} est la direction verticale. On remarque dans l'expression du gradient l'apparition d'un terme en $\vec{\nabla}' \vec{v}_d$ qui est habituellement négligé, mais qui ici joue un rôle important. Sauf mention contraire, dans la suite, nous travaillerons avec ce jeu de variables. Les ' seront donc omis, et la variable de temps sera noté t , sans risque de confusion avec les variables de départ.

Après changement de variables, l'équation de Vlasov se réécrit sous la forme suivante⁷ :

$$\begin{aligned} \Omega_\parallel \partial_\phi F &= \left[\partial_t + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} + G_\parallel \partial_{v_\parallel} \right] F \\ &+ \vec{w}_\perp \cdot \left[\vec{\nabla} + \left(\vec{G} - (\vec{v}_d \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_d \right) \left(\partial_\mu + \frac{\times \vec{n}}{2\mu} \partial_\phi \right) + \vec{\Omega} \times \vec{n} \partial_{v_\parallel} \right] F \\ &- \vec{w}_\perp \cdot \left[\vec{\nabla}(\vec{v}_d) \left(\partial_\mu + \frac{\times \vec{n}}{2\mu} \partial_\phi \right) F \right] \cdot \vec{w}_\perp \end{aligned} \quad (9.81)$$

Les termes ont ici été regroupés de manière à faire explicitement apparaître les dépendance en ϕ des opérateurs appliqués à F . L'opérateur de première ligne est indépendant de ϕ . Il s'agit de la dérivée totale, le long des trajectoires des centres guides dans l'espace des phases :

$$D_t F = \left[\partial_\tau + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}' + G_\parallel \partial_{v_\parallel} \right] F \quad (9.82)$$

Les termes des deuxième et troisième lignes dépendent de la phase du mouvement cyclotron par \vec{w}_\perp , respectivement comme $\sin \phi$ et $\sin 2\phi$.

Il faut maintenant développer cette équation dans les deux limites : les variations lentes et les faibles perturbations. Afin d'éviter les ambiguïtés entre ces deux développements, nous utiliserons la différence majuscules/minuscules pour repérer l'état d'équilibre et les perturbations ; et les indices 0 et 1 pour représenter les deux premiers ordres du développement drift-cinétique.

L'équilibre

- Ordre 0 :

A l'ordre 0 du développement, la force $\vec{\Gamma}^0$ se résume à la force électrostatique, responsable de la dérive, si bien que par construction :

$$\vec{G}_\perp^0 = \vec{\Gamma}_\perp^0 + \vec{v}_d \times \Omega = 0 \quad (9.83)$$

⁷On peut remarquer deux termes étranges au premier abord : un où apparaît Ω_\parallel et un autre en $\vec{\Omega} \times \vec{n}$. Tous deux dépendent directement du champ magnétique. A priori, le premier donne Ω et le second s'annule. Ces résultats en sont vrai que lorsque le champ magnétique est purement vertical. C'est bien sûr le cas de l'équilibre du disque. Cependant, lorsqu'on le perturbe, la direction du champ change et n'est plus parfaitement verticale. Cette formulation est en fait une anticipation pour simplifier l'appréhension de la perturbation.

Toutes les dérivées sont de plus négligées et l'équation de Vlasov se réduit très simplement à :

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial \phi} F^0 = 0} \quad (9.84)$$

Ainsi F^0 ne dépend pas de la phase du mouvement cyclotron. On dit que F^0 est *gyrotrope*. C'est l'interprétation de l'équation 9.70 obtenue en variables (x,v) . Finalement la fonction F^0 est donc uniquement fonction de la vitesse parallèle v_{\parallel} et du moment magnétique μ .

• Ordre 1 :

C'est à l'ordre 1 que commence à apparaître la physique intéressante. Le choix d'un équilibre laisse une certaine liberté de manoeuvre. En correspondance avec les modèles fluides, on impose un équilibre stationnaire de symétrie cylindrique :

$$0 = \partial_t F^0 = \partial_\theta F^0 = \partial_\phi F^0 \quad (9.85)$$

On impose également une vitesse purement képlérienne. On peut donc considérer que la force $\vec{\Gamma}_1$ qui regroupe les forces non électromagnétiques ne représente ici que la gravité et qu'elle vérifie en particulier :

$$\vec{\Gamma}_{1\perp} = (\vec{v}_d \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_d \quad (9.86)$$

A l'ordre 1, on trouve donc l'équation de Vlasov suivante :

$$\Omega^0 \partial_\phi F^1 = D_t F^0 + \vec{w}_\perp \cdot \vec{\nabla} F^0 - \vec{w}_\perp \cdot \vec{\nabla} (\vec{v}_d) \cdot \vec{w}_\perp \partial_\mu F^0 \quad (9.87)$$

F^0 ne dépendant pas de la phase ϕ , cette équation contient des termes gyrotropes (regroupés dans $D_t F^0$) et des termes non gyrotropes qui peuvent être étudiés séparément. D'un côté, l'équation sur la partie gyrotrope donne une condition sur la distribution d'ordre 0 :

$$D_t F^0 = \left(\partial_\tau + (\vec{v}_D + v_{\parallel} \vec{n}) \cdot \vec{\nabla} + \Gamma_{1\parallel} \partial_{v_{\parallel}} \right) F_0 = 0 \quad (9.88)$$

A cet ordre, les gradients commencent à être pris en compte : F_0 peut varier dans le temps et dans l'espace. Cette condition lui impose cependant d'être constante le long des trajectoires des centres guides. Avec les conditions imposées pour l'équilibre, cette relation se réduit en fait simplement à une équation gouvernant la structure verticale :

$$\left(v_{\parallel} \partial_{\parallel} + \Gamma_{1\parallel}^1 \partial_{v_{\parallel}} \right) F^0 = 0 \quad (9.89)$$

De l'autre côté, la partie non gyrotrope de l'équation peut être intégrée sur le mouvement cyclotron. On trouve alors la fonction d'ordre 1 dans le développement gyrocinétique :

$$\Omega_c F_1 = \Omega_c [F_1] + \vec{w}_\perp \cdot \vec{n} \times \vec{\nabla} F_0 - \int d\phi \vec{w}_\perp \cdot \vec{\nabla}' (\vec{v}_D) \cdot \vec{w}_\perp \partial_\mu F_0 \quad (9.90)$$

Contrairement à F^0 , F_1 n'est pas gyrotrope et possède des termes en $\sin \phi$ et des termes en $\sin 2\phi$ (respectivement les deuxième et troisième termes). F_1 possède a priori aussi une composante constante $[F_1]$, mais celle-ci correspond à une constante de l'intégration qui vient d'être effectuée sur la phase du mouvement cyclotron. Elle ne peut donc pas être déterminée avec cette équation. De même que le comportement de F_0 vient d'être déterminé à l'ordre 1 du développement, le comportement de la partie constante de F_1 sera déterminé à l'ordre 2. Mais, dans la pratique, ce terme ne nous intéresse pas et seule la partie dépendant de ϕ nous sera utile. Il est donc inutile d'aller à l'ordre suivant.

La perturbation

- Ordre 0 :

Après quelques calculs, on obtient l'équation suivante pour la fonction de distribution perturbée à l'ordre 0 du développement gyrocinétique :

$$\Omega_c^0 \partial_\phi f^0 = g_{\parallel}^0 \partial_{v_{\parallel}} F^0 + \vec{w}_{\perp} \cdot \left(\vec{g}^0 \partial_\mu + \vec{\omega}^0 \times \vec{n} \partial_{v_{\parallel}} \right) F^0 \quad (9.91)$$

où $\vec{g}^0 = \frac{q}{m} \vec{e}^0 + \vec{V} \times \omega^0$ est la perturbation du terme de force \vec{G} , et \vec{e}^0 et $\vec{\omega}^0 = \frac{q}{m} \vec{b}^0$ sont les perturbations respectives du champ électrique et du champ magnétique.

On constate immédiatement que, contrairement à la fonction de distribution d'équilibre F^0 , la fonction de distribution perturbée f^0 n'est pas gyrotrope. La perturbation des champs électrique et magnétique engendre une dépendance par rapport à la phase du mouvement cyclotron. De même que pour l'équilibre, les composantes gyrotropes et non gyrotropes de cette équation peuvent être étudiées indépendamment.

D'un côté, en moyennant l'équation 9.91 sur le mouvement cyclotron, on obtient la condition suivante sur les champs perturbés :

$$g_{\parallel}^0 = \frac{q}{m} \vec{e}_{\parallel}^0 + (\vec{v}_d \times \vec{\omega}^0) \cdot \vec{n} = 0 \quad (9.92)$$

Cette condition traduit le fait qu'il ne peut y avoir de force électrique ou magnétique parallèle au champ magnétique à l'ordre 0 du développement gyrocinétique. En effet, toute force de ce type entraîne un mouvement rapide des électrons qui viennent immédiatement l'annuler. Cette condition, implicitement supposée pour l'équilibre apparaît ici nettement.

De l'autre côté, l'intégration des termes non gyrotropes sur la phase ϕ donne une première caractérisation de la fonction de distribution d'ordre 0 :

$$\Omega^0 f^0 = \Omega^0 [f^0] + \vec{w}_{\perp} \cdot \vec{n} \times \left(\vec{g}^0 \partial_\mu + \vec{\omega}^0 \times \vec{n} \partial_{v_{\parallel}} \right) F^0 \quad (9.93)$$

Le terme $[f^0]$, est ici la constante d'intégration. De même que précédemment, ce terme est indépendant de la phase du mouvement cyclotron et ne peut être déterminé à cet ordre du développement.

- Ordre 1 :

Cependant, comme nous l'avons dit précédemment, l'ordre 0 du développement ne suffit pas à capturer la physique liée aux gradients des différentes quantités. Il faut donc pousser le développement encore un peu et écrire les équations à l'ordre suivant. L'équation sur f^1 commence à devenir compliquée :

$$\begin{aligned} \Omega^0 \partial_\phi f^1 &= -\omega_{\parallel}^0 \partial_\phi F^1 + \vec{w}_{\perp} \cdot \vec{\nabla}' f^0 \\ &\quad + D_t f^0 + g_{\parallel}^1 \partial_{v_{\parallel}} F^0 \\ &\quad + \vec{w}_{\perp} \cdot \left[\vec{g}^1 \cdot \partial_\mu + \vec{\omega}^1 \times \vec{n} \partial_{v_{\parallel}} \right] F^0 \\ &\quad + \vec{w}_{\perp} \cdot \left[\vec{g}^0 \cdot \partial_\mu + \vec{\omega}^0 \times \vec{n} \partial_{v_{\parallel}} \right] F^1 \\ &\quad - \vec{w}_{\perp} \cdot \left[\vec{\nabla}(\vec{v}_d) \left(\partial_\mu + \frac{\times \vec{n}}{2\mu} \partial_\phi \right) f^0 \right] \cdot \vec{w}_{\perp} \end{aligned} \quad (9.94)$$

Encore une fois, on peut séparer les composantes gyrotropes de celles qui ne le sont pas. D'un côté, la moyenne de cette équation donne une contrainte sur f^0 ; et après un peu de calcul, on peut exprimer la fonction de distribution perturbée à l'ordre 0 du développement drif-cinétique sous la forme suivante :

$$f^0 = [f^0] - \frac{1}{\Omega^0} \omega_{\parallel}^0 \mu \partial_\mu F^0 + \vec{w}_{\perp} \cdot \left(\frac{\vec{n} \times \vec{g}^0}{\Omega^0} \partial_\mu + \frac{\vec{\omega}^0}{\Omega^0} \partial_{v_{\parallel}} \right) F^0 \quad (9.95)$$

où la contrainte porte sur une constante indépendante de la phase du mouvement cyclotron $[f^0]$:

$$D_t[\bar{f}^0] = -\frac{\vec{g}^0 \times \vec{n}}{\Omega^0} \cdot \vec{\nabla} F^0 - \left(g_{\parallel}^1 - \mu \frac{\partial_{\parallel} \omega_{\parallel}^0}{\Omega^0} \right) \partial_{v_{\parallel}} F^0 \quad (9.96)$$

On commence enfin à voir apparaître des propriétés dont on connaît les équivalents en fluide. C'est en particulier cette contrainte sur la partie gyrotrope de f^0 qui va faire apparaître les résonances. Afin d'explicitier f^0 dans sa totalité par rapport aux champs perturbés et de l'inclure dans la forme variationnelle, il faut en effet intégrer cette équation. Si on suppose que la force parallèle Γ_{\parallel}^1 apparaissant de la structure verticale engendre un mouvement périodique de fréquence ω_B , alors la dérivée le long des trajectoires s'écrit en effet dans l'espace réciproque des modes normaux :

$$D_t[\bar{f}^0] = -i(\omega - m\Omega_K - n\omega_B)[\bar{f}^0] \quad (9.97)$$

En réalité, dans l'approche qui a été menée ici, les seules forces verticales sont le champ électrique et la gravité. Cependant, lorsque la structure des lignes de champ sera prise en compte, elle apparaîtra en outre comme un terme de force parallèle supplémentaire correspondant à la force miroir. La résonance apparaîtra de cette manière. Si on se restreint au cas de lignes purement droites, on obtient la résonance de corotation.

De l'autre côté, l'intégration des termes non gyrotropes de l'équation sur f^1 donne l'expression f^1 à une constante près indépendante de ϕ . Cette expression est cependant un peu longue et apporte peu du point de vue de la compréhension. Nous ne la présentons donc pas ici.

9.5.3 Bilan

Finalement, la fonction de distribution perturbée à l'ordre pertinent pour décrire la physique des disques vient d'être obtenue. Elle présente quelques propriétés existant également en fluide, et contient bien sûr une physique beaucoup plus riche puisqu'elle rend compte du comportement cinétique des centres guides des particules. Avec d'autres calculs tout aussi longs, on peut montrer que les moments des fonctions de distributions obtenues ici correspondent bien aux équations bi-fluides des ions et des électrons, et après couplage et application des approximations fluides, aux équations de la MHD.

Il reste à réinjecter ces expressions dans la forme variationnelle 9.62 pour exprimer totalement cette forme et la comparer aux formes quadratiques fluides. Ce travail n'est pas achevé, mais des résultats préliminaires semblent bien montrer que lorsque l'on fait les approximations fluides nécessaires dans la forme cinétique, on recouvre la forme fluide.

9.6 Conclusion

Le principe de la construction d'une forme variationnelle adaptée à la physique des disques d'accrétion en régime cinétique est donc établi. Nous avons montré qu'il était possible d'exprimer cette forme en terme des potentiels dont découlent les champs électrique et magnétique perturbés. Du point de vue formel, la forme variationnelle est finalement celle donnée par la relation 9.62. Contrairement au cas MHD où la forme variationnelle est basée sur l'équation d'Euler, celle en régime cinétique est basée sur l'équation de Vlasov. Afin de simplifier l'approche, nous avons écrit cette équation dans une approche drift-cinétique où les variations temporelles et spatiales sont supposées lentes par rapport au mouvement cyclotron. Nous avons résolu cette équation dans le cas d'un champ magnétique uniforme et vertical. Ce cas simple ne peut pas décrire les phénomènes comme le pompage magnétique qui dépendent d'une structure plus complexe du champ magnétique. La résolution plus générale ne présente

cependant pas d'autres problèmes si ce n'est sa plus grande complexité de calcul. Elle est en outre presque achevée. Dans les deux cas reste cependant la tâche d'insérer la solution de l'équation de Vlasov dans la forme 9.62. Ce travail est relativement simple à faire techniquement parlant. Il faudra ensuite, et c'est le plus intéressant, interpréter en profondeur le sens de chaque terme, voir lesquels correspondent précisément à la physique de la corotation et au pompage magnétique, lesquels introduisent de nouveaux phénomènes (effet Landau...), lesquels dépendent des perturbation électrostatiques et magnétiques...

Le but initial de tout cet arsenal mathématique était d'insérer le pompage magnétique dans un contexte beaucoup plus général et de le comparer aux autres termes déjà identifiés. Cependant, comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, un calcul beaucoup plus léger montre que le pompage magnétique est vraisemblablement inefficace à chauffer la couronne. L'intérêt de la forme variationnelle que nous venons de construire est donc moindre de ce point de vue particulier. Cependant, comme il a déjà été souligné dans le chapitre sur pompage magnétique, les effets cinétiques jouent très probablement un rôle dans les microquasars et dans les objets similaires (le voisinage immédiat du trou noir au centre de la Galaxie par exemple). De plus en plus, les mécanismes de chauffages et d'accélération nécessitent la compréhension des processus cinétiques à l'origine de comportements qui sortent du cadre de la MHD. Ainsi, les mécanismes de reconnection magnétique, de diffusion et d'accélération de particules sont-ils actuellement mal compris. Le présent travail ne prétend pas pouvoir expliquer tous ces phénomènes, souvent non-linéaires. Il est en effet plus adapté à décrire les interactions linéaires entre les ondes et les particules. Il se pose cependant comme une étape incontournable de cette compréhension plus globale. Et finalement, lorsque qu'il sera devenu une nécessité d'incorporer les effets cinétiques à la modélisation, une forme variationnelle telle qu'elle vient d'être présentée, de par sa généralité, sera un outil d'analyse très puissant.

Enfin, la construction de cette forme variationnelle fut pour moi l'occasion d'approprier un grand nombre de concepts et de techniques physiques et mathématiques très utiles en physique des plasmas.

Conclusion

Comme il vient d'être présenté en détail, ce travail de thèse a consisté à étudier des mécanismes de chauffage dans les plasmas magnétisés du centre Galactique et des microquasars. Pour chacun des cas, la structure magnétique ordonnée à grande échelle que semblent indiquer les observations a été au centre des préoccupations : nous avons tenté de voir comment elle pouvait intervenir dans le chauffage de ces plasmas énergétiques.

Depuis longtemps le plasma à 8 keV du centre Galactique intrigue les chercheurs car aucune source ne semble pouvoir fournir l'énergie nécessaire à son chauffage. Nous avons finalement montré que contrairement aux déductions antérieures, ce plasma n'est pas nécessairement trop chaud pour rester dans le plan Galactique. S'il est principalement constitué d'hélium et de métaux, il est en effet trop lourd pour s'échapper. L'idée d'un tel plasma peut surprendre pour le centre Galactique, mais résulte naturellement de l'échappement, lui inéluctable de l'hydrogène, phénomène courant en atmosphères planétaires et très étudié dans les amas de galaxies. La possibilité d'un plasma confiné ouvre de nouvelles perspectives pour son chauffage car il est beaucoup plus facile de trouver la puissance nécessaire. L'énergie gravitationnelle des nuages moléculaires est en particulier suffisante. Restait alors à la convertir en chaleur. Nous nous sommes donc intéressés à un mécanisme particulier, celui d'un chauffage visqueux résultant de la friction du gaz avec les nuages moléculaires. Nous avons montré que, pour des valeurs et une géométrie raisonnables du champ magnétique, cette friction peut efficacement dissiper l'énergie des nuages, au point de pouvoir expliquer la haute température observée. Nous avons aussi obtenu que l'interaction avec le plasma chaud peut exercer un fort freinage sur les nuages et donc participer à leur accrétion vers le trou noir central.

A propos des microquasars, nous avons tout d'abord regardé l'influence des effets cinétiques sur la couronne. Nous avons montré qu'ils pouvaient faire apparaître un nouveau type de comportement qui n'existait pas dans l'approche MHD. Ce nouveau comportement semblait propice à un chauffage résonant par pompage magnétique avec une instabilité du disque. Cependant, nous avons montré que l'énergie que ce mécanisme pouvait fournir à la couronne est très insuffisante pour expliquer sa haute température. En particulier, le refroidissement Compton est beaucoup plus efficace. Si j'ai présenté une version simple de ce mécanisme, son étude s'est en réalité réalisée dans une approche plus globale pour laquelle il a fallu développer une version cinétique des formes variationnelles. Si elle semble aujourd'hui d'un niveau de raffinement un peu élevé pour des problèmes astrophysiques dont les contraintes observationnelles sont finalement très réduites, cette méthode trouvera certainement son utilité dans un futur proche. Les modèles théoriques d'une part et la précision des observations d'autre part progressant sans cesse, de plus en plus d'effets doivent être pris en compte ; et les effets cinétiques jouent certainement un rôle important dans ces plasmas peu denses et extrêmement chauds.

ANNEXE A

la viscosité de compression

Cette annexe décrit en détail les propriétés de viscosité des plasmas qui sont rappelées en section 3.2.

A.1 Viscosité et diffusion

La viscosité est un phénomène de diffusion qui n'apparaît donc que lorsque des gradients spatiaux rendent la distribution de vitesse non Maxwellienne. La diffusion tend de manière très générale à homogénéiser la répartition des grandeurs physiques auxquelles elle s'applique. Elle gomme les gradients en transportant ces grandeurs physiques des zones où elles sont grandes vers les zones où elles sont faibles. Il est bien connu par exemple qu'un gradient de densité engendre un flux de matière vers les régions sous-denses de manière à homogénéiser la densité ou qu'un gradient de température génère un flux d'énergie vers les zones froides de manière à homogénéiser la température. Dans la limite de faibles variations spatiales, ces flux sont simplement proportionnels aux gradients qui les engendrent :

$$\vec{i} = -D\vec{\nabla}n \quad (\text{A.1})$$

$$\vec{q} = -\kappa\vec{\nabla}T \quad (\text{A.2})$$

Il en est de même pour la viscosité. Dans ce cas, la quantité transportée est la quantité de mouvement : la viscosité transporte l'impulsion de zones où elle est forte vers des zones où elle est faible. Le moment n'étant pas une grandeur scalaire mais une grandeur vectorielle son flux est un tenseur : $\Pi_{i,j}$, appelé tenseur des contraintes. De même que pour la température ou la densité on peut écrire des relations de simple proportionnalité entre les flux de moment et leur gradient. Cependant, la nature vectorielle de la quantité de mouvement complique les choses et les différentes composantes du tenseur des contraintes s'expriment comme des combinaisons linéaires de termes du genre : $\partial_i V_j$. Le tenseur des contraintes est symétrique et de trace nulle, si bien qu'il possède a priori 5 coefficients de proportionnalité η indépendants. La force visqueuse est simplement la divergence du tenseur des contraintes et s'écrit comme une somme de termes du genre :

$$-\partial_i (\eta_{i,j} \partial_i v_j) \quad (\text{A.3})$$

La valeur de ces coefficients dépend des conditions exactes du milieu : présence ou non d'un champ magnétique, nature des interactions, conditions thermodynamiques... La dérivation quantitative du tenseur des contraintes et de la force visqueuse est complexe. Une méthode pour dériver tous les coefficients de transport consiste à développer l'équation de Vlasov autour d'une Maxwellienne dans la limite des faibles gradients Braginskii (1965). Ce sont les résultats de ce calcul que nous utilisons dans la suite de cette annexe.

Un résultat important est que la présence d'un champ magnétique modifie considérablement les propriétés de la viscosité. Il peut donc être intéressant de considérer les cas sans et avec champ magnétique séparément.

A.2 Viscosité des gaz non magnétisés

Quand il n'y a pas de champ magnétique, on peut se faire une idée assez simple de la manière dont la viscosité agit sans avoir besoin de faire la dérivation complète. Considérons pour cela un milieu de densité constante, de vitesse moyenne dirigée selon une direction y et de module variant le long de x . La viscosité va tendre à amortir ce gradient. Si on considère que chaque particule transporte, entre deux collisions, les quantités physiques du milieu au lieu de sa dernière collision (le moment selon y en particulier), alors, en un temps de collision τ , les particules qui traversent une surface de normale l'axe x viennent en moyenne d'une distance égale à leur libre parcours moyen l . Dans la limite où la vitesse varie peu sur cette échelle de distance (approximation des faibles gradients), on peut déduire la vitesse en ce point par un développement limité autour de sa valeur sur la surface :

$$V_y(x_0 \pm l) = V_y(x_0) \pm l \partial_x V_y \quad (\text{A.4})$$

Or, la moitié des particules qui sont à une distance inférieure à l à gauche de la surface la traversent vers la droite en ce temps τ , créant un flux de moment vers la droite $\frac{\rho l}{2\tau} (V_y^0 - l \partial_x V_y)$. Les autres s'en éloignent vers la gauche. Et de la même manière, la moitié des particules de droite traversent la surface vers la gauche emportant le moment moyen de droite. Au bilan, le flux de moment ρV_y le long de x est simplement la différence des deux. La composante du tenseur des contraintes et la force associée s'écrivent alors :

$$\Pi_{xy} = -\eta \partial_x V_y \quad (\text{A.5})$$

$$F_y = \eta \partial_x^2 V_y \quad (\text{A.6})$$

où

$$\eta \sim \rho l^2 / \tau \quad (\text{A.7})$$

est appelé coefficient de viscosité dynamique. On voit que, à libre parcours moyen donné, plus le taux de collision est élevé (τ petit), plus la dissipation est efficace. On constate également que, à taux de collisions donné, la viscosité est plus importante lorsque le libre parcours moyen est grand. En effet, les particules propagent entre deux collisions l'information sur le lieu de leur dernière collision. Lorsqu'elles collisionnent à nouveau pour transmettre leur information, plus ces collisions sont éloignées les unes des autres, plus les particules transportent une quantité de mouvement différente de la locale, et plus le flux de moment est important.

Tant que les particules peuvent se déplacer librement entre deux collisions (tant qu'il n'y a pas de champ magnétique donc), on peut relier libre parcours moyen et temps de collision par la température :

$$l/\tau = v_{th} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (\text{A.8})$$

si bien que l'on peut finalement écrire la viscosité comme une fonction de la température :

$$\eta \sim n k_B T \tau \quad (\text{A.9})$$

Si maintenant, on s'intéresse au cas plus général où la densité n'est pas uniforme et la vitesse possède une direction et un gradient quelconque, alors, l'expression de la viscosité est plus compliquée :

$$\Pi_{i,j} = -\eta_0 \left(\partial_j v_i + \partial_i v_j - \frac{2}{3} \delta_{i,j} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \right) \quad (\text{A.10})$$

$$\vec{F}_\eta = \eta_0 \left(\nabla^2 \vec{v} + \frac{1}{3} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \right) \quad (\text{A.11})$$

où

$$\eta_0 = .96nk_B T\tau \quad (\text{A.12})$$

Pour écrire la force et faire apparaître la force visqueuse sous la forme qu'on lui connaît habituellement dans l'équation de Navier-Stokes, nous avons supposé que le coefficient η_0 était constant. Le premier terme de cette force correspond aux termes hors-diagonal du tenseur, c'est-à-dire à une force résultant du cisaillement du flot et s'y opposant. C'est le terme le plus important dans la plupart des situations physiques. Le deuxième terme correspond aux termes diagonaux du tenseur. C'est une force due à une compression du fluide. Les écoulements classiques sont très fréquemment incompressibles ou faiblement compressibles, si bien que cette viscosité de compression est le plus souvent négligée devant la viscosité de cisaillement.

La relation A.11 détermine la manière dont la viscosité peut agir. La relation A.12 précise son intensité. Celle-ci dépend de la nature exacte des collisions par le temps de collision. Aux autres grandeurs thermodynamiques fixées et tant que le temps de collision ne dépend pas de la température comme $\tau \propto T^{-1}$, la viscosité augmente avec la température. Dans ce cas, c'est l'effet spatial qui l'emporte dans la relation A.7 : moins il y a de collisions, plus le milieu est visqueux. Ce résultat est surprenant car il est contraire aux propriétés des fluides usuels comme l'eau dont la viscosité diminue beaucoup avec la température.

Or, nous allons voir qu'effectivement, dans tous les cas qui peuvent nous intéresser, τ croît avec la température. De manière générale, le temps de collision est défini comme le temps nécessaire à modifier significativement l'impulsion d'une particule. Il est relié à la section efficace d'interaction σ_v par la relation :

$$\tau^{-1} = n \int f(v) \sigma_v v dv \quad (\text{A.13})$$

où n est la densité des particules avec qui celle considérée peut interagir et $f(v)$ la fonction de distribution en vitesse. Regardons maintenant deux situations intéressantes : celui d'un gaz neutre et celui d'un plasma.

A.2.1 Gaz neutre

Dans le cas d'un gaz parfait : atomique et neutre, les interactions consistent en des collisions de type sphères dures. Chaque choc entre particule est alors une collision, quelle que soit la vitesse des particules. La section efficace est donc indépendante de la vitesse et le temps de collision est exactement le temps entre deux chocs, temps qui se déduit facilement de la densité numérique du milieu et de la vitesse thermique des particules qui y circulent :

$$\tau_{\text{parfait}} \propto (nv_{th})^{-1} \propto n^{-1} T^{-1/2} \quad (\text{A.14})$$

La viscosité d'un gaz parfait est donc simplement :

$$\eta_{\text{parfait}} \propto T^{1/2} \quad (\text{A.15})$$

le facteur de proportionnalité est uniquement fonction des constantes universelles et la viscosité ne dépend que de la température. On voit que même pour un gaz parfait, la notion de viscosité surprend le sens commun. Contrairement aux fluides moléculaires dont les interactions sont beaucoup plus complexes (Wan der Walls...), un gaz parfait est d'autant plus visqueux que sa température est élevée.

A.2.2 Plasma non magnétisé

Dans le cas d'un gaz ionisé, les interactions sont les forces électrostatiques entre particules. Le temps de collision est le temps pour que des interactions avec plusieurs autres particules dévient significativement la trajectoire de l'une d'entre elles. Contrairement aux collisions de type sphères dures, la section efficace de ces collisions coulombiennes dépend de la vitesse relative des particules. Si deux particules chargées se croisent trop rapidement, elles n'ont pas le temps d'interagir. La section efficace des interactions de type Coulomb varie comme :

$$\sigma_v \propto v^{-4} \quad (\text{A.16})$$

L'intégration de la relation A.13 donne le temps de collisions pour les ions (Spitzer 1962) :

$$\tau_i = \frac{3\sqrt{m_i}}{4\sqrt{\pi}\lambda Z_i^4 e^4} \frac{(k_B T)^{3/2}}{n} \quad (\text{A.17})$$

où m_i est la masse des ions constituant le plasma, $Z_i e$ est la charge des ions, T la température du plasma et λ le logarithme Coulombien. Finalement, la viscosité suit la relation que nous utilisons dans la suite de ce chapitre :

$$\eta = .96 \frac{3\sqrt{m_i}}{4\sqrt{\pi}\lambda Z_i^4 e^4} (k_B T)^{5/2} \quad (\text{A.18})$$

On retrouve le même genre de comportement qu'avec les gaz neutres mais cette fois, la dépendance en température est plus grande. Au vu de ce comportement, on peut déjà anticiper que la phase chaude à 8 keV peut être très visqueuse. Cependant l'observation des nombreux filaments non thermiques semble indiquer la présence d'un champ magnétique à grande échelle, ce qui complique notablement les choses.

A.3 Viscosité des plasmas magnétisés

La présence d'un tel champ magnétique modifie en fait considérablement l'interprétation de la viscosité. Elle rend en effet le milieu fortement anisotrope : les propriétés de collision et de diffusion deviennent différentes dans la direction parallèle et la direction perpendiculaire au champ magnétique moyen. Il n'existe donc plus comme dans le cas sans champ un unique coefficient η , mais 5 viscosités dynamiques différentes.

- Pour les quantités parallèles au champ magnétique, les coefficients de transport restent à peu près les mêmes qu'en l'absence de champ magnétique. En particulier, le coefficient de viscosité reste η_0 , celui que l'on a obtenu précédemment.
- En revanche, dans la direction perpendiculaire, le libre parcours moyen est réduit au rayon de Larmor, si bien que l'information ne peut plus se propager dans cette direction. Le transport des quantités perpendiculaires est complètement inhibé. En particulier, les coefficients de viscosité correspondants sont très faibles.

Plus précisément, on constate que tous les termes de cisaillement du tenseur des contraintes disparaissent et seuls restent les termes qui correspondent à la viscosité de compression. Pour le transport de moment perpendiculaire, si on remplace le libre parcours moyen par le rayon de Larmor dans la relation A.7, on trouve un coefficient extrêmement faible :

$$\eta_2 \sim \eta_0 (\Omega_c \tau)^{-2} \quad (\text{A.19})$$

où Ω_c est la fréquence cyclotron des particules. En fait, la dérivation exacte montre qu'il y existe aussi des termes en $(\Omega_c \tau)^{-1}$. Même pour les estimations les plus basses du champ magnétique ($B \approx 1\mu\text{G}$), les termes de cisaillement les plus grands sont donc dans un rapport

$$\frac{\eta_1}{\eta_0} \approx 10^{-11} \quad (\text{A.20})$$

avec les termes de compression. En présence d'un champ magnétique, on peut donc totalement négliger la viscosité de cisaillement et ne conserver que la viscosité de compression, habituellement négligeable pour des fluides moléculaires. Si on fait cette approximation légitime, on trouve pour le tenseur des contraintes et la force de viscosité :

$$\bar{\bar{\Pi}} = -\frac{\eta_0}{3} D \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.21})$$

$$\vec{F} = \eta_0 \left(\frac{1}{3} \vec{\nabla} D - \partial_{\parallel} D \vec{e}_{\parallel} \right) \quad (\text{A.22})$$

où on a noté

$$D = \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - 3\partial_{\parallel} v_{\parallel} \quad (\text{A.23})$$

une grandeur directement liée à la compression du fluide.

Enfin, et puisque c'est cela qui nous intéresse, la puissance dissipée localement par la viscosité est :

$$q = \frac{\eta_0}{3} D^2 \quad (\text{A.24})$$

ANNEXE B

Sillage MHD d'un cylindre

Cette annexe s'attache à fournir un support plus rigoureux et plus général aux conclusions de la section 3.2.3. Nous montrons comment, grâce à un développement incompressible, on peut déterminer l'écoulement MHD autour d'un cylindre infini, quel que soit le régime de viscosité.

B.1 Principe général et développement incompressible

Nous reprenons pour cela, la même situation que celle décrite en section 3.2.3 : un cylindre infini d'axe parallèle au champ magnétique moyen. Un flot arrivant avec une vitesse v_c dans le repère du cylindre, loin en amont du cylindre.

L'écoulement qui nous intéresse est la solution du système d'équations de la MHD en présence d'une viscosité de compression : l'équation d'Euler, l'équation de conservation de la masse, l'équation d'induction et une équation de fermeture type polytrophe.

L'invariance le long de l'axe vertical simplifie l'expression de la force visqueuse de compression et de la force de Lorentz. La force visqueuse s'écrit en effet simplement :

$$\vec{F}_\eta = \frac{1}{3} \vec{\nabla}_\perp \left(\eta_0 \vec{\nabla}_\perp \cdot \vec{v}_\perp \right) \quad (\text{B.1})$$

Dans cette géométrie, il ne peut pas y avoir de champ magnétique perturbé perpendiculaire au champ de référence. Les lignes de champ restent verticales. Elles se contentent de se compresser et d'éviter le cylindre. La force de tension des lignes de champ est donc nulle et la force de Lorentz s'exprime simplement comme le gradient de la pression magnétique :

$$\vec{F}_M = \vec{j} \times \vec{B} = \frac{1}{2} \vec{\nabla} B^2 \quad (\text{B.2})$$

Par ailleurs, la composante verticale de l'équation d'induction donne une relation simple entre le champ et la densité :

$$(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\nabla} (B/\rho) = 0 \quad (\text{B.3})$$

Si on impose une densité et un champ constants loin en aval de l'obstacle, alors naturellement le champ magnétique est partout proportionnel à la densité et les forces de pression et de Lorentz peuvent simplement se regrouper pour donner le terme :

$$\vec{\nabla} P_{\text{tot}} = v_m^2 \vec{\nabla} \rho \quad (\text{B.4})$$

où $v_m^2 = c_s^2 + v_A^2$ est la vitesse de propagation des ondes magnéto-sonores rapides qui, dans cette géométrie, ne peuvent se propager que perpendiculairement au champ magnétique.

Avec ces relations, le système à résoudre se limite donc finalement à l'équation de conservation de la masse et à l'équation d'Euler :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) &= 0 \\ \rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} &= -v_m^2 \vec{\nabla} \rho + \frac{1}{3} \vec{\nabla} \left(\eta \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \right)\end{aligned}$$

Ce système aux allures simples est non linéaire, ce qui le rend très difficile à appréhender. En fait, le problème plus simple, hydrodynamique et sans viscosité présente déjà des grosses difficultés analytiques, et jusqu'à présent, aucune solution analytique n'a été trouvée (Landau & Lifshitz 1959). Nous n'allons donc pas tenter de traiter à la main le problème MHD et viscible. On peut par contre faire certaines approximations. En particulier, le mouvement des nuages moléculaires étant très subsonique et subalfvénique, on peut se limiter à l'étude de cette limite et développer les équations par rapport à la vitesse du fluide. On définit donc le petit paramètre ϵ comme le rapport de la vitesse typique du fluide et des ondes magnétosonores rapides, loin en amont du flot :

$$\epsilon = \left(\frac{v_c}{v_m^\infty} \right)^2 \quad (\text{B.5})$$

Afin de faciliter les notations, on peut aussi définir le nombre sans dimension, similaire au nombre de Reynolds :

$$\mathcal{R}_B = \mathcal{R}_e / \epsilon = \frac{3r_c v_c}{\nu_\infty \epsilon} \quad (\text{B.6})$$

où ν_∞ est la viscosité cinématique loin en amont du cylindre. Si maintenant, on normalise les vitesses, la densité, la vitesse magnétosonore et la viscosité dynamique par leur valeur loin en amont de l'objet et les distances par le rayon du cylindre, on peut écrire l'équation d'Euler de la manière suivante :

$$\epsilon \rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -v_m^2 \vec{\nabla} \rho + \vec{\nabla} \left(\eta \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{v}}{\mathcal{R}_B} \right) \quad (\text{B.7})$$

Plutôt que de travailler directement avec les composantes de l'équation d'Euler, il est plus facile de travailler avec la composante alignée avec la vitesse et avec l'équation de vorticité qui découle de l'équation d'Euler elle aussi :

$$\epsilon(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})v^2/2 = v_m^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \frac{1}{\rho} \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(\eta \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{v}}{\mathcal{R}_B} \right) \quad (\text{B.8})$$

$$\epsilon(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\omega = -\epsilon \omega \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \frac{\nu}{\mathcal{R}_B} \left| \frac{\vec{\nabla} \rho}{\rho} \times \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \right| \quad (\text{B.9})$$

Et on peut maintenant développer les équations ordre par ordre par rapport à ϵ .

B.2 Ordre 0 : solution incompressible

Le système à l'ordre le plus bas ne fait pas intervenir le terme d'advection. En intégrant une fois l'équation d'Euler on obtient le système suivant :

$$h_0(\rho_0) + \frac{\eta_0}{\eta_\infty \mathcal{R}_B^0} (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \rho_0 = \text{cste} \quad (\text{B.10})$$

où $h_0 = \frac{c_s^2}{\gamma-1} + 2v_A^2$ est l'enthalpie du fluide. L'équation B.10 est une équation différentielle d'ordre 1 en ρ_0 . Il n'existe pas d'autre solution qui ne diverge pas, soit en amont, soit en aval du flot, que la solution dégénérée incompressible : $\rho_0 = 1$, $\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_0 = 0$. On peut alors écrire :

$$\vec{v}_0 = -\vec{e}_z \times \vec{\nabla} \Psi \quad (\text{B.11})$$

L'équation de vorticité au premier ordre donne :

$$(\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla})\omega_0 = 0 \quad (\text{B.12})$$

Donc, en supposant que la vorticité est nulle loin en amont de l'obstacle, on trouve que $\omega_0 = 0$ partout dans le flot, c'est à dire :

$$\nabla^2 \Psi = 0 \quad (\text{B.13})$$

En imposant que la vitesse normale s'annule à la surface du cylindre et qu'elle tend vers $v_c \vec{e}_x$   l'infini, on trouve que :

$$\Psi = \sin \theta \left(r - \frac{1}{r} \right) \quad (\text{B.14})$$

$$v_r^0 = \cos \theta \left(1 - \frac{1}{r^2} \right) \quad (\text{B.15})$$

$$v_\theta^0 = -\sin \theta \left(1 + \frac{1}{r^2} \right) \quad (\text{B.16})$$

La figure 3.3 repr ente cette solution où les lignes de flot s'écartent gentiment autour de l'obstacle, sans se comprimer. Cette solution est purement incompressible et la viscosité de compression ne dissipe aucune énergie. Cependant, cette solution n'est qu'une approximation. En particulier, on peut montrer que loin de l'objet, quelle que soit la valeur du paramètre ϵ , il existe une distance au delà de laquelle le terme d'advection ne peut plus être négligé. En pratique, cela signifie simplement que les termes d'ordre suivant que l'on a négligés deviennent significatifs.

B.3 Ordre 1 : solution compressible

De par sa nature, si l'on pousse le développement jusqu'à l'ordre 1, on commence à voir apparaître des termes de compression. De même que précédemment, on peut intégrer une fois l'équation d'Euler et à cet ordre, le système s'écrit :

$$(\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla})\rho_1 + \mathcal{R}_B^0 \rho_1 = \frac{\epsilon \mathcal{R}_B^0}{2} (1 - v_0^2) \quad (\text{B.17})$$

$$(\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla})\rho_1 = -\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 \quad (\text{B.18})$$

Contrairement à l'ordre 0, le terme source dans l'équation d'Euler n'est pas constant et s'annule loin de l'objet. On peut donc trouver une solution physiquement acceptable. Cette intégration peut en principe se faire facilement pour trouver la densité perturb e. En pratique, il faut intégrer le long des lignes de flot d'ordre 0 et la nature bi-dimensionnelle du problème complique un peu les choses. Quand on n'est pas dans un cas limite ($\mathcal{R}_B \ll 1$ ou $\mathcal{R}_B \gg 1$), il est plus simple d'effectuer l'intégration numériquement. La figure B.1 donne la densité perturb e ρ_1 pour différents régimes de viscosité. Cette solution étant compressible par nature, elle est inévitablement sujette à de la dissipation par viscosité. Celle-ci n'agissant que sur la divergence de la vitesse, il suffit de la déduire par la relation B.18 de la densité perturb e. La figure B.2 donne le contour de divergence. La dissipation locale est simplement le carré de cette quantité.

De même qu'à l'ordre précédent, la vitesse perturb e \vec{v}_1 peut être d termin e grâce à l'équation de vorticité :

$$(\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla})\omega_0 = \frac{\nu}{\epsilon \mathcal{R}_B^0} \left| \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1) \times \vec{\nabla} \rho_1 \right| \quad (\text{B.19})$$

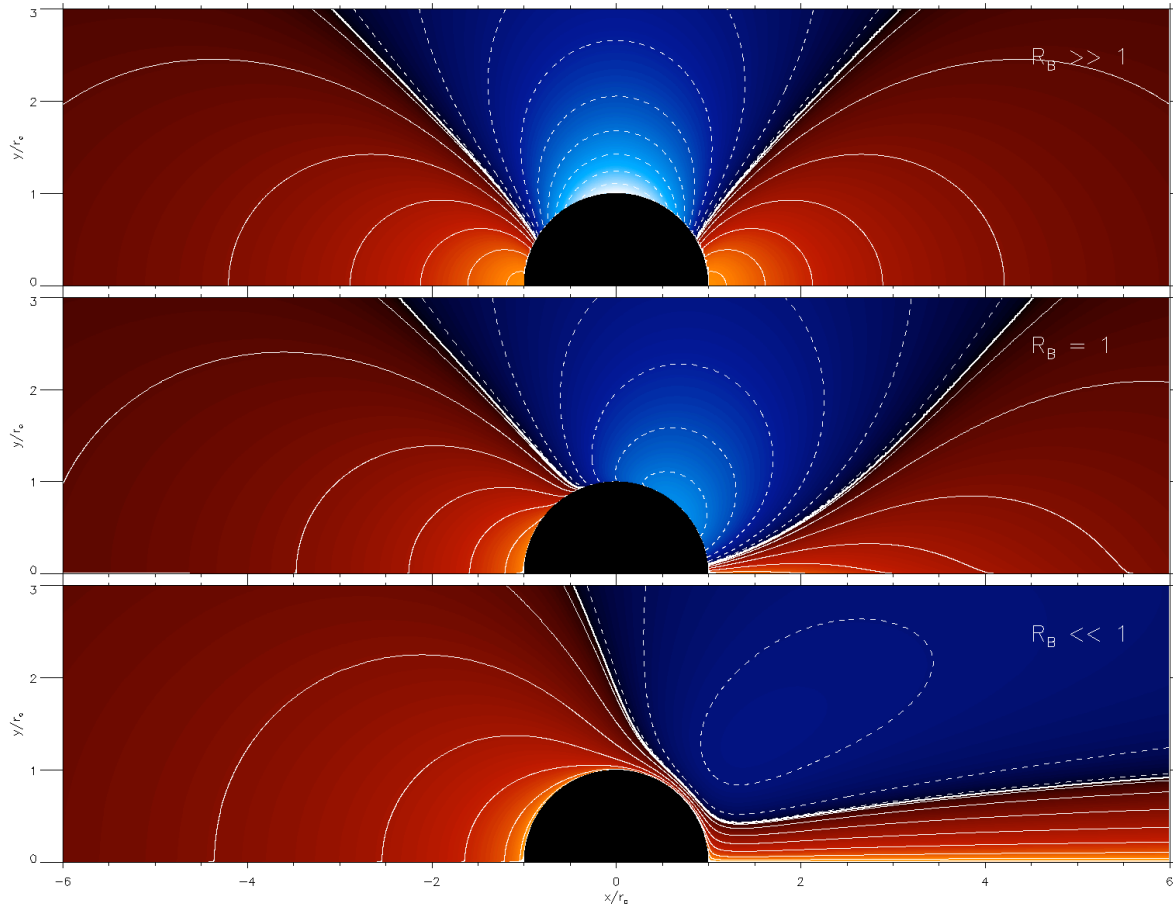


FIG. B.1 – Solutions à l'ordre 1, pour la densité. En haut, ρ_1/ϵ , pour $\mathcal{R}_B \gg 1$, au milieu, ρ_1/ϵ , pour $\mathcal{R}_B = 1$ et en bas $\rho_1/3\epsilon\mathcal{R}_B$, pour $\mathcal{R}_B \ll 1$. Les zones bleues aux contours pointillés correspondent à des valeurs négatives, les zones rouges aux contours pleins, à des valeurs positives. Le flot arrive de la gauche.

Cependant, nous sommes seulement intéressés par la dissipation. Il n'est donc pas nécessaire de faire ce calcul. Pour obtenir la dissipation totale, il suffit d'intégrer sur tout l'espace. Elle dépend bien sûr du régime de viscosité. De manière générale, la puissance totale dissipée par unité de longueur le long de z peut s'écrire :

$$Q/Q_0 = \frac{1}{\mathcal{R}_B} \int \left(\frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1}{\epsilon} \right)^2 dx^2 \quad (\text{B.20})$$

où

$$Q_0 = \rho_0 r_c \frac{v_c^5}{v_m^2} \quad (\text{B.21})$$

est la puissance de référence et toutes les grandeurs du membre de droite sont des quantités sans dimensions. Pour comparaison, la puissance dissipée par la viscosité de cisaillement dans le cas d'un écoulement autour d'un cylindre est de l'ordre de

$$Q_{\text{cisail}} \sim \rho_0 r_c v_c^3 \quad (\text{B.22})$$

La puissance dissipée par la viscosité de compression est donc plus faible d'un facteur ϵ . La courbe B.3 représente l'évolution de cette puissance en fonction des différents régimes

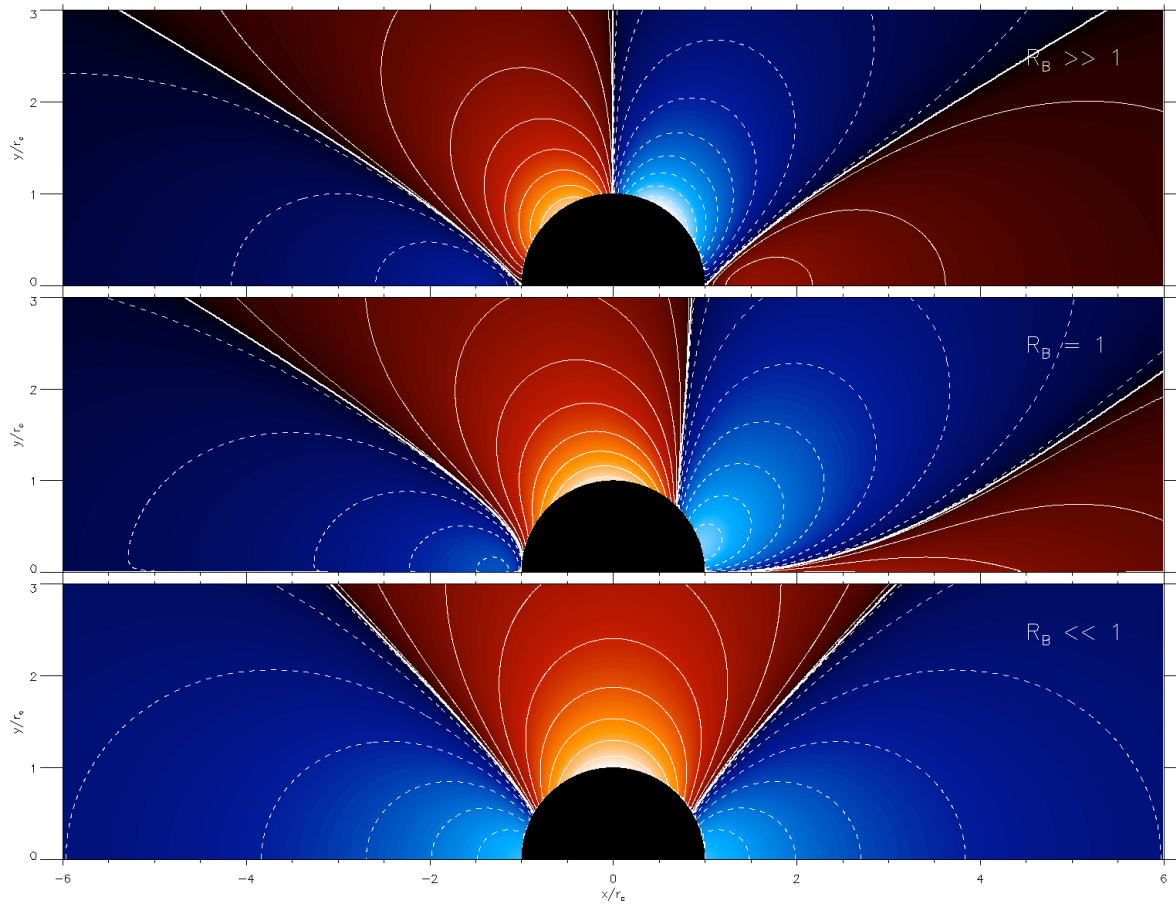


FIG. B.2 – Solutions à l'ordre 1, pour la divergence. En haut, $\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 / 3\epsilon$, pour $\mathcal{R}_B \gg 1$, au milieu, $\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 / \epsilon$, pour $\mathcal{R}_B = 1$ et en bas $\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 / \epsilon \mathcal{R}_B$, pour $\mathcal{R}_B \ll 1$. Les zones bleues aux contours pointillés correspondent à des valeurs négatives, les zones rouges aux contours pleins, à des valeurs positives. Le flot arrive de la gauche.

de viscosité. On peut dans les limites très visqueuses ou très peu visqueuses comprendre qualitativement le résultat.

B.3.1 Regime très visqueux : $\mathcal{R}_B \ll 1$

Dans ce cas, le terme visqueux domine celui de pression dans l'équation d'Euler, et on a simplement :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 \approx \frac{\epsilon \mathcal{R}_B^0}{2} (v_0^2 - 1)$$

Quand le milieu est très visqueux, la perturbation en densité est très diluée : elle s'étend très loin et la divergence de \vec{v} est proportionnelle à \mathcal{R}_B et devient très faible. Au bilan, la puissance totale dissipée dans le milieu chute selon la loi :

$$Q/Q_0 \approx \pi \frac{7}{12} \mathcal{R}_B$$

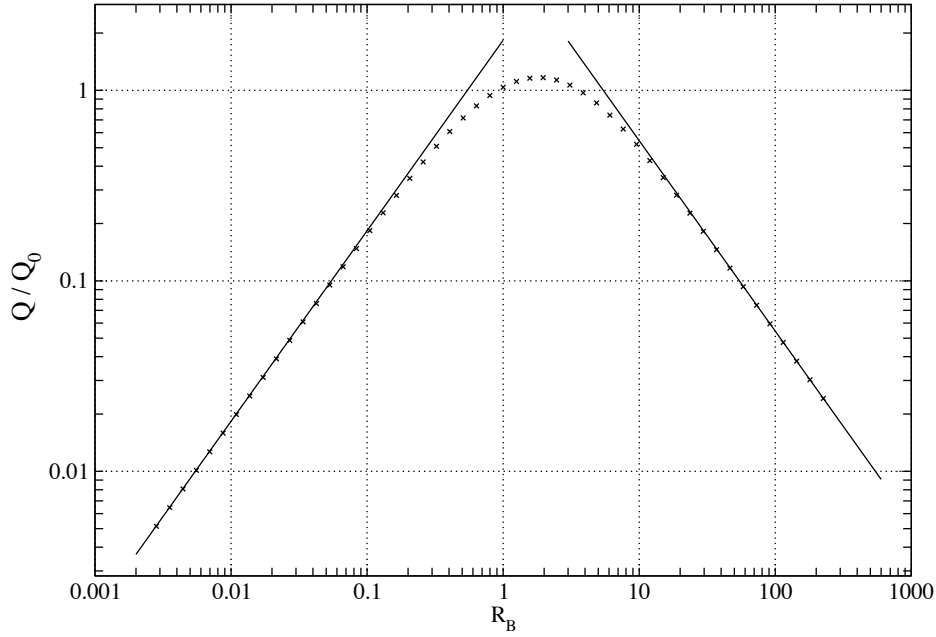


FIG. B.3 – *Puissance dissipée en fonction du nombre de Reynolds de compression. Ici, $Q_0 = \rho_0 r_c v_c^5 / v_m^2$. Les points ont été obtenus par intégration numérique de l'équation B.17. Les deux asymptotes $Q/Q_0 = 1.83\mathcal{R}_B$ et $Q/Q_0 = 5.45\mathcal{R}_B^{-1}$ sont celles estimées respectivement dans les régimes peu et fortement visqueux.*

B.3.2 Régime peu visqueux : $\mathcal{R}_B \gg 1$

Inversement, quand le milieu est très peu visqueux, le terme de viscosité devient négligeable devant le terme de pression, si bien que la compression n'est plus engendrée que par les termes résiduels d'advection qui avaient été négligés à l'ordre 0 :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 \approx \frac{1}{2} \epsilon (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_0^2$$

Dans cette limite, l'extension de la perturbation et la compression du fluide deviennent indépendantes de la viscosité et la puissance totale est donc proportionnelle au paramètre de viscosité :

$$Q/Q_0 \approx \pi \frac{26}{15} \mathcal{R}_B^{-1}$$

B.4 Bilan

L'étude de ce cas bi-dimensionnel permet déjà de mettre en évidence certaines propriétés de l'écoulement visqueux autour d'un obstacle.

- La dissipation dépend du régime de viscosité : si, d'un côté, la viscosité est trop faible, alors son action devient négligeable, et si, d'autre part, elle est trop forte alors elle adoucit les gradients de densité et finalement tue la compression qui lui permet de dissiper. Elle est maximale quand : $\mathcal{R}_B \approx 1$. Tant que $\mathcal{R}_B \geq 1$, la viscosité n'influence pas la structure du flot. Pour estimer la dissipation, on peut déterminer dans un premier temps l'écoulement sans tenir compte de la viscosité, puis ensuite simplement utiliser la compression du flot trouvé pour calculer la puissance dissipée par la viscosité. Avec

les paramètres typiques du centre Galactique et un champ de $100 \mu\text{G}$, on trouve que $\mathcal{R}_B \approx 6$. On est donc plutôt dans ce régime, et c'est la méthode que nous employons pour un nuage sphérique.

- Au mieux, la puissance dissipée est de l'ordre de $Q_0 = \rho_\infty v_c^3 r_c \epsilon$. Cette puissance est très faible par rapport à celle que pourrait dissiper la viscosité de cisaillement, typiquement dans un rapport ϵ . Cette différence vient du fait qu'en régime subsonique qui est la cas que nous considérons, la compression du fluide est très faible alors que le cisaillement reste important. Ici, on trouve qu'au mieux, la compression est de l'ordre de :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} \approx \epsilon \frac{v_c}{r_c} \quad (\text{B.23})$$

soit deux ordres plus faible en v_c/v_m que le cisaillement $\partial_i v_j$.

- Enfin, l'écoulement du fluide autour d'un cylindrique peut bien être approximé dans la limite subsonique et subalfvénique par la somme d'un mouvement incompressible principal qui n'est pas soumis à la viscosité, et d'une petite perturbation compressible responsable de la dissipation.

ANNEXE C

Propagation d'ondes d'Alfvén dans un champ magnétique courbe

Dans cette annexe, nous nous intéressons aux propriétés des ondes d'Alfvén en champ courbe. Nous montrons en particulier qu'elles acquièrent une composante compressionnelle qui les rend sujettes à la viscosité de compression. Dès que le milieu dans lequel les ondes se propagent n'est plus parfaitement uniforme, les solutions planes dont nous avons l'habitude ne sont plus des modes propres du système et ne peuvent plus servir à décomposer la solution exacte. Il faut donc caractériser les propriétés des nouveaux modes propres. Dans la limite où les inhomogénéités sont faibles, les solutions ne sont pas très différentes de ondes planes ; on peut donc facilement les identifier et étudier les faibles différences qu'elles présentent.

Nous écrivons ici les équations perturbées complètes en champ courbe, puis nous développons les équations et les solutions en supposant que la courbure des lignes de champ est très grande devant la longueur d'onde des ondes considérées. Ce développement permet d'obtenir facilement les propriétés modifiées des ondes d'Alfvén.

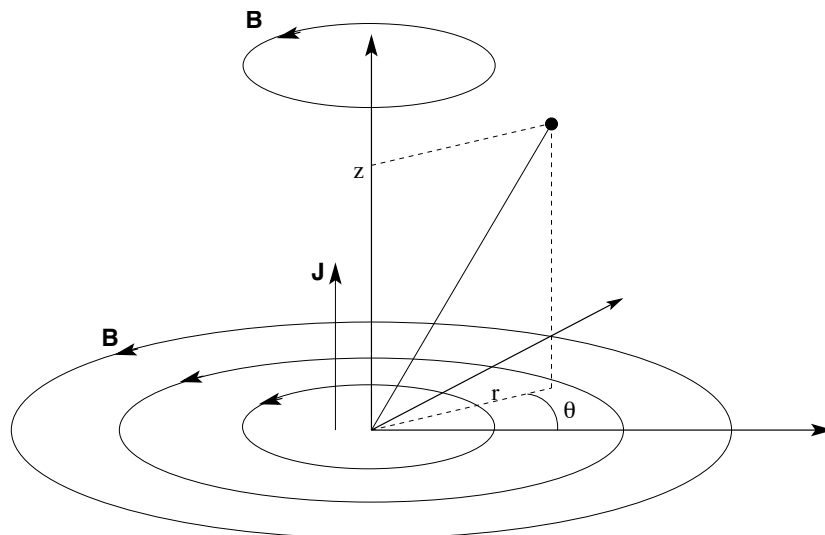


FIG. C.1 – Le champ magnétique d'équilibre : géométrie, notations et définitions

Pour faire simple, nous considérons un champ purement circulaire, fait de boucles de champ concentriques. L'équilibre est supposé de symétrie cylindrique : les grandeurs de fond sont invariantes le long des lignes de champ et le long de l'axe z perpendiculaire aux boucles de champ. En coordonnées cylindriques (voir figure C.1), les divers champs d'équilibre ne dépendent donc que de la direction radiale. Le champ magnétique, en particulier, n'est qu'une

fonction de r , si bien que le courant est dirigé par l'axe z :

$$\vec{B}_0 = B_0(r)\vec{e}_\theta \quad \vec{J}_0 = \frac{1}{r}\partial_r(rB_0)\vec{e}_z \quad (\text{C.1})$$

Un équilibre sans courant (hormis sur l'axe) est obtenu pour $B_0 \propto r$, mais de manière générale, le courant engendre une force que le gradient de pression doit contrebalancer pour établir l'équilibre :

$$\partial_r P_0 + \frac{1}{r^2}\partial_r \left(\frac{r^2 B_0^2}{2} \right) = 0 \quad (\text{C.2})$$

Comme nous le verrons plus tard, cette géométrie pose certains problèmes dans l'interprétation des ondes qui s'y propagent. De manière à simplifier cette approche, nous spécifions ici un équilibre particulier dans lequel la quantité $k_\parallel v_A^2 \propto v_A^2/r^2$ est constante dans tout l'espace.

Avec une telle contrainte, la densité perturbée doit satisfaire à l'équation différentielle suivante :

$$\partial_r \left(\frac{1}{k_c^2} \bar{\rho}^\gamma + r^2 \bar{\rho} \right) + 2r \bar{\rho} = 0 \quad (\text{C.3})$$

où on a noté $\bar{\rho} = \rho_0/\rho_c$, $k_c^2 = \omega_A^2/2c_s^2$, $c_s^2 = \gamma P_c/\rho_c$ et où ρ_c et P_c sont respectivement les valeurs de la densité et de la pression sur l'axe de symétrie. En fait, cette équation peut être intégrée une fois, si bien que le champ de densité est finalement la solution de l'équation ordinaire :

$$\bar{\rho}^{2\gamma-1} + 2 \left(2 - \frac{1}{\gamma} \right) x^2 \bar{\rho}^\gamma + \left(2 - \frac{1}{\gamma} \right)^2 x^4 \bar{\rho} - 1 = 0 \quad (\text{C.4})$$

où $x = k_c r$. Bien qu'elle existe, on ne peut pas écrire de manière générale la solution à cette équation pour une valeur quelconque de γ . Cependant, on peut toujours numériquement la trouver et pour certains cas, elle peut se résoudre à la main. Le cas isotherme ($\gamma = 1$) est par exemple très simple et on trouve que les différents profils radiaux d'équilibre sont les suivants :

$$P_0/P_c = \rho_0/\rho_c = J_0/J_c = \frac{1}{(1+x^2)^2} \quad (\text{C.5})$$

$$B_0/B_* = \frac{x}{1+x^2} \quad (\text{C.6})$$

où $B_* = \sqrt{2P_c}$ et $J_c = 2k_c B_*$. Ces profils sont représentés à titre d'exemple sur la figure C.2.

C.1 Equations perturbées générales

Maintenant que l'équilibre a été spécifié, on peut le perturber avec les petites quantités ρ_1 , \vec{v}_1 and \vec{b}_1 . Grâce aux symétries de l'équilibre, on peut effectuer un développement en série de Fourier en θ et une transformée de Fourier continue en z . Cependant, comme le milieu n'est pas homogène en r , les dépendances radiales doivent être gardées de manière explicite :

$$\vec{B}_{tot} = \vec{B}_0 + \vec{b}_1(r)e^{-i(\omega t - m\theta - k_z z)} \quad (\text{C.7})$$

$$\vec{V}_{tot} = \vec{0} + \vec{v}_1(r)e^{-i(\omega t - m\theta - k_z z)} \quad (\text{C.8})$$

$$\rho_{tot} = \rho_0 + \rho_1(r)e^{-i(\omega t - m\theta - k_z z)} \quad (\text{C.9})$$

A partir de maintenant, nous n'utiliserons plus les indices pour nous référer aux quantités perturbées mais nous continuerons de annoter les quantités d'équilibre par l'indice 0. Nous noterons également les dérivées radiales par $'$. Exprimées en fonction des trois composantes

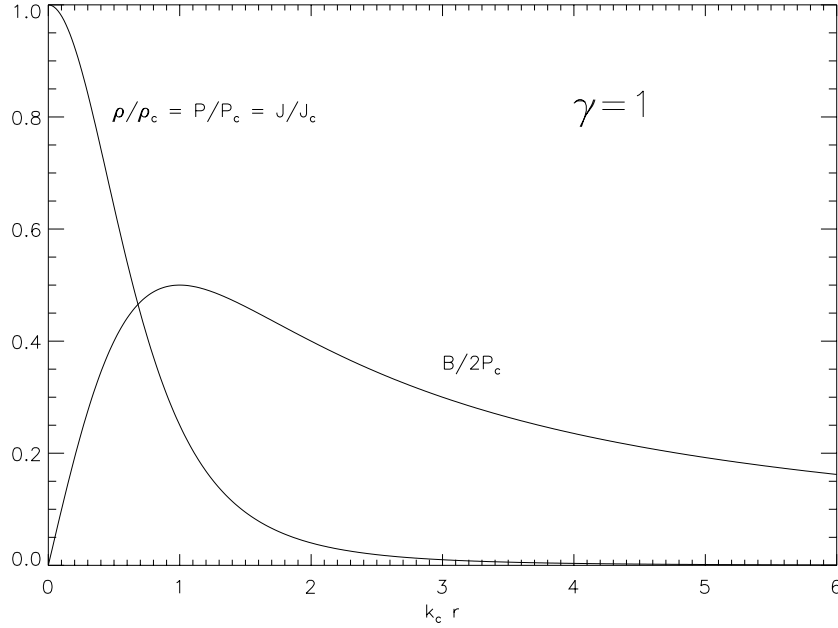


FIG. C.2 – Profils d'équilibre vérifiant $v_A^2/r^2 = cste$, pour $\gamma = 1$.

de vitesse v_r , v_θ , and v_z , les équations perturbées de conservation de la masse et d'induction donnent respectivement :

$$i\omega\rho/\rho_0 = v_r' + \frac{im}{r}v_\theta + ik_z v_z + \frac{v_r}{r} \left(1 + r \frac{\rho_0'}{\rho_0} \right) \quad (\text{C.10})$$

$$i\omega\vec{b}/B_0 = -\frac{im}{r}\vec{v} + \left(v_r' + \frac{im}{r}v_\theta + ik_z v_z + \frac{v_r}{r} \left(-1 + \frac{(rB_0)'}{rB_0} \right) \right) \quad (\text{C.11})$$

Le problème majeur de cette géométrie vient des dérivées radiales. Cependant, du fait des propriétés particulières du système, celles-ci ne touchent en fait que la composante radiale de la vitesse, si bien qu'en exprimant tout en fonction de v_r , les expressions restent simples. En éliminant donc ρ et \vec{b} dans les composantes verticale et orthoradiale de l'équation d'euler, on peut exprimer les composantes de vitesse correspondantes :

$$v_\theta = -\frac{im}{r\mathcal{D}}c_s^2 \left\{ \left(\omega^2 - \frac{m^2}{r^2}v_A^2 \right) v_r' + \left(\omega^2 - \frac{m^2}{r^2}v_A^2 - 2k_z^2v_A^2 \right) \frac{v_r}{r} \right\} \quad (\text{C.12})$$

$$v_z = \frac{ik_z}{\mathcal{D}} \left\{ \left(\frac{m^2}{r^2}c_s^2v_A^2 - \omega^2v_F^2 \right) v_r' + \left(\omega^2(v_a^2 - c_s^2) - \frac{m^2}{r^2}c_s^2v_A^2 \right) \frac{v_r}{r} \right\} \quad (\text{C.13})$$

où on a noté

$$\mathcal{D} = \omega^4 - v_F^2 \left(\frac{m^2}{r^2} + k_z^2 \right) \omega^2 + \frac{m^2}{r^2}c_s^2v_A^2 \left(\frac{m^2}{r^2} + k_z^2 \right) \quad (\text{C.14})$$

Pour obtenir l'équation de dispersion, il suffit maintenant de remplacer ces expressions dans la composante radiale de l'équation d'Euler. On trouve finalement un équation assez compliquée qui peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r}P(\omega, m, k_z, r) \frac{\partial}{\partial r} r v_r \right] + Q(\omega, m, k_z, r) v_r = 0 \quad (\text{C.15})$$

Les quantités P et Q sont des fonctions du rayon, des différents nombres ou vecteur d'ondes m et k_z ainsi que de la fréquence ω d'oscillation des perturbations :

$$P = \frac{\rho_0}{\mathcal{D}} v_F^2 \left(\omega^2 - \frac{m^2}{r^2} v_A^2 \right) \left(\omega^2 - \frac{m^2}{r^2} \frac{c_s^2 v_A^2}{v_F^2} \right) \quad (\text{C.16})$$

$$Q = \rho_0 \left(\omega^2 - \frac{m^2}{r^2} v_A^2 \right) - \frac{4k_z^2 \rho v_A^4}{r^2 \mathcal{D}} \left(\omega^2 - \frac{m^2}{r^2} c_s^2 \right) + r \left\{ \frac{B_0^2}{r^2} - \frac{2k_z^2 B_0}{r^2 \mathcal{D}} \left(\omega^2 v_F^2 - \frac{m^2}{r^2} c_s^2 v_A^2 \right) \right\}' \quad (\text{C.17})$$

L'équation C.15 est l'équation généralisée de Hain-Lüst (Hain & Lüst 1958, Goedbloed 1971). On voit que P peut s'annuler en certains rayons. En ces points, l'équation est singulière, si bien que la résoudre avec des conditions aux limites amène à gérer des divergences, des résonances locales ou globales... En particulier, des perturbations de type Alfvéniques ne peuvent être localisées qu'en un seul rayon et divergent en ce point. Ces effets ne sont pas spécifiquement dus à la courbure des lignes de champ mais plus généralement aux gradients de vitesses d'Alfvén et de k_{\parallel} qui découlent en particulier de la géométrie cylindrique. Ces phénomènes ne nous intéressent donc pas ici, mais le lecteur peut se référer à Goedbloed & Poedts (2004) pour plus de détails. Nous nous intéressons ici aux seuls effets de la courbure. Pour ce faire, nous utilisons l'équilibre particulier que nous avons défini précédemment. Dans cet équilibre, $\omega_A^2 = k_{\parallel}^2 v_A^2$ est indépendant du rayon. La condition de propagation des ondes d'Alfvén planes $\omega^2 - \omega_A^2 = 0$ peut donc être vérifiée en tout rayon simultanément, si bien que le problème de localisation et de divergence du mode d'Alfvén cité précédemment disparaît.

C.2 Nouvelles propriétés de propagation

Quand $\omega^2 \rightarrow \omega_A^2$, P s'annule, mais pas Q . L'équation de dispersion globale n'est donc pas satisfaite, et les modes d'Alfvén plans ne sont pas des modes propres du système complet. Cependant, nous ne nous intéressons ici qu'à de très légères courbures des lignes de champ magnétique. Plus exactement, nous nous intéressons à des rayons de courbure bien plus grand que la longueur d'onde typique des ondes que l'on considère. Dans la limite où la courbure est nulle, on sait que l'on doit retrouver les modes plans habituels. Quand la courbure est grande, mais finie, on doit donc avoir des modes propres aux propriétés très semblables à celles des modes plans. Nous faisons un développement par rapport au petit paramètre $\epsilon = (kr)^{-2}$ où k correspond au vecteur d'onde typique. Comme la propagation des ondes d'Alfvén est exclusivement gouvernée par la composante parallèle du vecteur d'onde k_{\parallel} , il nous suffit pour l'instant de supposer : $k_{\parallel} \gg 1/r$, c'est à dire pour cette géométrie, que

$$m \gg 1 \quad (\text{C.18})$$

Plus exactement, nous développons donc les équations par rapport à

$$\epsilon = 1/m^2 \quad (\text{C.19})$$

L'ordre le plus bas correspond à la propagation simple d'ondes d'Alfvén planes, mais les termes d'ordre plus élevés introduisent les effets de la courbure. La quantité P est un terme d'ordre principal (ordre -1) : $P = P_{-1} \sim m^2$. Q contient, quant à lui, des termes d'ordre principal -1 , mais aussi des termes d'ordre 0 induits par le courbure : $Q = Q_{-1} + Q_0$, avec

$$Q_{-1} = \rho_0 \left(\omega^2 - \frac{m^2}{r^2} v_A^2 \right) \quad (\text{C.20})$$

A l'ordre le plus bas, on retrouve bien que les modes plans sont solutions du système. Par contre, à l'ordre suivant, on voit que les modes propres doivent être différents des modes plans. La manière exacte donc ces modes diffèrent dépend du problème physique particulier. On peut par exemple se fixer m , k_z ainsi que la dépendance radiale et chercher la fréquence de ces modes propres. On pourrait aussi choisir de fixer ω et de chercher la modification apportée sur un autre paramètre. L'interprétation de la situation physique correspondante serait différente, mais le résultat pour ce qui est de la compression serait finalement le même. Nous développons donc la fréquence selon le même petit paramètre : $\omega = \omega_{-1} + \omega_0$. En réinsérant dans l'équation C.15 et en identifiant ordre par ordre on peut donc trouver de manière récursive les effets d'une faible courbure.

Encore une fois, à l'ordre le plus bas, on retrouve la relation de dispersion des ondes d'Alfvén planes :

$$\omega_{-1}^2 = \frac{m^2}{r^2} v_A^2 \quad (\text{C.21})$$

Et à l'ordre suivant, on trouve le décalage en fréquence :

$$\omega_0 \omega_{-1} = \frac{1}{r} \frac{(Pr^{2\gamma})'}{\rho_0 r^{2\gamma}} \left(1 - \frac{(\rho_0 (rv_r)')'}{k_z^2 \rho_0 v_r} \right)^{-1} \quad (\text{C.22})$$

Si maintenant, on suppose de plus que le gradient radial est plus fort pour les perturbations que pour les quantités de fond, et on note $\partial_r v_r \approx ik_r v_r$, alors :

$$\omega_0 \omega_{-1} = \frac{1}{r} \frac{(P_0 r^{2\gamma})'}{\rho_0 r^{2\gamma}} \left(1 + \frac{k_r^2}{k_z^2} \right)^{-1} \quad (\text{C.23})$$

On trouve que le décalage en fréquence dépend des profils d'équilibre. Cette dépendance n'est pas directement liée à la courbure et ne nous intéresse donc pas outre mesure, mais nous verrons finalement un peu plus loin que le décalage en fréquence ne joue pas un rôle fondamental pour estimer l'impact de la viscosité de compression.

La polarisation par exemple ne dépend pas du décalage en fréquence. En effet, on montre facilement grâce à l'expression des vitesses verticales et azimuthales qu'à tout ordre du développement, si v_θ et v_z restent finies, alors, lorsque $k_z \rightarrow 0$, on a aussi $v_r \rightarrow 0$. On a donc toujours :

$$\vec{k}_\perp \cdot \vec{v}_\perp = 0 \quad (\text{C.24})$$

Quelle que soit la courbure, la polarisation des ondes d'Alfvén reste la même que pour les ondes planes.

C.3 Compression et viscosité pour les ondes d'Alfvén

Sans faire aucune hypothèse ni développement, les équations C.12 et C.13 permettent d'exprimer la divergence du flot de manière générale :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = \frac{\omega^2}{\mathcal{D}} \left(\omega^2 - \frac{m^2}{r^2} v_A^2 \right) \frac{1}{r} (rv_r)' - 2 \frac{\omega^2 k_z^2 v_A^2}{\mathcal{D}} \frac{v_r}{r} \quad (\text{C.25})$$

La compression du plasma est composée de deux genres de termes. Des termes en v_r' qui correspondent à une compression classique pour les modes sonores. En particulier, pour des modes d'Alfvén plans, ces termes s'annulent. Et des termes en v_r/r , qui eux découlent directement des effets de courbure. En remplaçant $\omega = \omega_{-1} + \omega_0$ par les valeurs trouvées précédemment, on trouve que :

$$\vec{\nabla} \cdot v = 2 \frac{v_r}{r} (1 - S) \quad (\text{C.26})$$

où S est un terme directement lié au décalage en fréquence :

$$S = \frac{(P_0 r^{2\gamma})'}{r^{2\gamma} B_0^2} \frac{(rv_r)'/r}{k_z^2 v_r - (\rho_0 (rv_r)')'/\rho_0} \quad (\text{C.27})$$

Si maintenant, on fait de plus l'hypothèse que les variations radiales des perturbations sont plus rapides que celles des quantités d'équilibre et on note $\partial_r = ik_r$, on peut écrire :

$$S \approx \frac{ik_r}{k_z^2 + k_r^2} \frac{(P_0 r^{2\gamma})'}{r^{2\gamma} B_0^2} \quad (\text{C.28})$$

Ainsi, la compression dépend-elle des profils d'équilibre par S , c'est à dire par le décalage en fréquence. Cependant, on voit que typiquement,

$$S \sim 1/(k_r r) \ll 1 \quad (\text{C.29})$$

Cet effet est donc négligeable dans la compression du fluide. En faisant cette approximation que les quantités d'équilibre varient sur de grandes échelles spatiales comparées aux longueurs d'ondes, mais en gardant les effets de la courbure, on trouve donc que :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 2 \frac{v_r}{r} \quad (\text{C.30})$$

Ainsi, les ondes d'Alfvén possèdent une composante compressionnelle. Comme attendu, celle-ci est d'autant plus faible que le rayon de courbure est grand. L'interprétation physique de cette compression est présentée dans le corps de la thèse (voir section 3.4.1) : si, lors du passage d'une onde d'Alfvén, des déplacements élémentaires de fluide se font dans la direction de la courbure, alors ils doivent subir une compression ou une dilatation selon qu'ils se rapprochent ou qu'ils s'éloignent du centre de courbure. La compression ne dépend que de la composante de vitesse perturbée alignée avec la direction de courbure. Si les ondes d'Alfvén sont polarisées perpendiculairement à cette direction, alors les déplacements élémentaires du plasma se font perpendiculairement aussi et ils ne sentent pas la courbure des lignes de champ. Il n'y a donc pas de dissipation associée.

Le facteur 2 qui apparaît cependant vient en fait des autres forces en jeu. La courbure des lignes de champ introduit une force dans le système. Pour avoir un équilibre de départ, il faut donc d'autres forces qui la compensent. Peu importe que ces forces résultent d'un gradient de pression thermique ou d'un gradient de pression magnétique, il faut qu'elles soient égales et opposées à celle liée à la courbure. Ces forces s'opposent aux effets de courbure dans l'équilibre, mais s'y ajoutent pour les perturbations. Elles doublent donc exactement l'effet de la courbure seule sans qu'il soit possible de dissocier les deux.

Si maintenant on veut s'intéresser de plus près à la dissipation liée à cette compression, il faut estimer la quantité :

$$D = \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - 3\partial_{\parallel} v_{\parallel} \quad (\text{C.31})$$

Nous venons d'explicitier la divergence du flot ; et, grâce à l'équation C.12 on peut facilement déterminer la contribution de la vitesse parallèle au champ magnétique :

$$\partial_{\parallel} v_{\parallel} = \frac{im}{r} v_{\theta} = \frac{m^2}{r^2} \frac{c_s^2}{\omega^2} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad (\text{C.32})$$

si bien qu'au final :

$$D = \left(1 - 3 \frac{c_s^2}{v_A^2}\right) \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad (\text{C.33})$$

$$= 2 \left(1 - 3 \frac{c_s^2}{v_A^2}\right) \frac{v_r}{r} \quad (\text{C.34})$$

Les nuages du centre Galactique excitent a priori des ondes polarisées de manière isotrope autour du nuage. La vitesse perturbée typique peut donc être estimée de l'ordre de la vitesse du nuage v_c . Les lignes de champ n'ont bien sûr pas la géométrie cylindrique que nous avons utilisée ici. Cependant, on peut toujours définir un rayon de courbure local R_c , qui détermine l'amplitude de la compression. On trouve donc au bilan que :

$$D \approx 2 \left(1 - 3 \frac{c_s^2}{v_A^2} \right) \frac{v_c}{R_c} \quad (\text{C.35})$$

A faible β , D est complètement dominé par la divergence perpendiculaire du flot alors qu'à fort β , elle est dominée par la composante parallèle, qui peut devenir extrêmement grande pour des champs faibles. Entre les deux, lorsque $c_s^2/v_A^2 \approx 1/3$, D s'annule et, bien que les ondes soient compressibles, il n'y a aucune dissipation associée.

ANNEXE D

Dérivation et propriétés d'une structure magnétique droite

Le but de cette annexe est d'obtenir un équilibre qui soit simple à utiliser pour la structure de la couronne. Nous cherchons en particulier à trouver des solutions pour lesquelles les lignes de champ magnétiques sont rectilignes, ancrées dans le disque et faisant un certain angle avec la verticale.

Structure magnétique

La figure D.1 présente la géométrie générale et les notations. L'inclinaison des lignes de champ peut a priori varier avec la distance au centre.

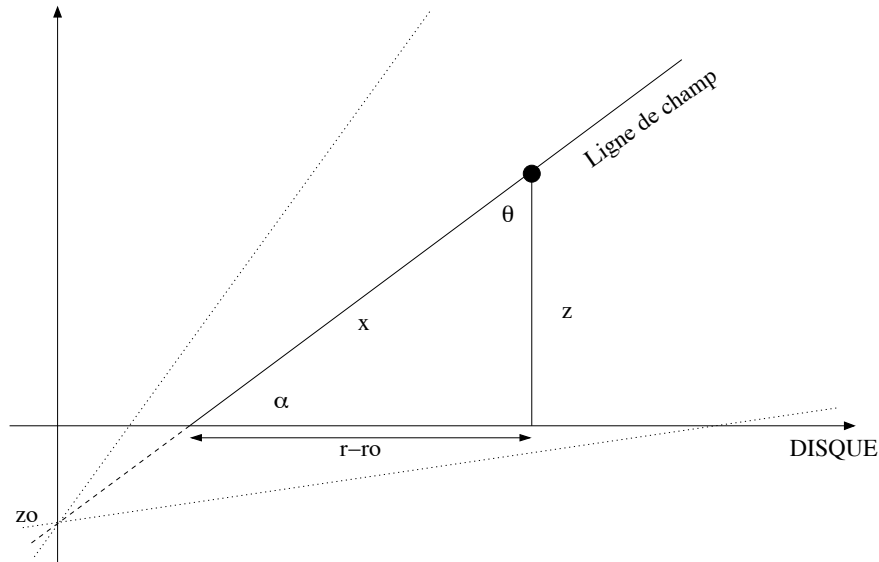


FIG. D.1 – Vue schématique du problème. Dans la solution sans courant $n = 1$, toutes les lignes de champ se croisent virtuellement en un point z_0 situé de l'autre côté du disque.

La première contrainte sur la géométrie du champ vient de la non divergence du champ. En coordonnées cylindriques, elle s'écrit :

$$\frac{1}{r} \partial_r (r B_r) + \partial_z (t B_r) = 0 \quad (\text{D.1})$$

ce qu'on peut réécrire en traduisant le fait que le champ magnétique fait un angle α avec

l'horizontale :

$$c\partial_r \log B_r + s\partial_z \log B_r = -c \left(\frac{1}{r} + \partial_z t \right) \quad (\text{D.2})$$

où $s = \sin \alpha$, $c = \cos \alpha$ et $t = \tan \alpha$.

A partir de là, il est plus simple de travailler avec les variables (r_0, x) qui repèrent le rayon au pied d'une ligne de champ et la position le long de cette ligne :

$$r = r_0 + cx \quad (\text{D.3})$$

$$z = sx \quad (\text{D.4})$$

Avec ces nouvelles variables, l'inclinaison des lignes de champ ne dépend plus que de r_0 . De plus,

$$c\partial_r + s\partial_z = \partial_x \quad (\text{D.5})$$

et on trouve après quelques manipulations délicates que :

$$\partial_z t = \frac{-t'/t}{1 - xst'/t^2} \quad (\text{D.6})$$

où le ' dénote la dérivée par rapport à la variable r_0 . Pour simplifier encore l'écriture, notons maintenant :

$$n = -r_0 \frac{t'}{t} \quad (\text{D.7})$$

Si la tangente de l'angle que font les lignes de champ avec le disque suit une loi de puissance, alors, n est cette puissance. Dans le cas plus général, n est une fonction de r_0 . Avec ces nouvelles variables, la divergence du B s'écrit finalement :

$$\partial_x \log B_r = -c \left[\frac{1}{r_0 + cx} + \frac{n/r_0}{1 + nxc/r_0} \right] \quad (\text{D.8})$$

Cette équation s'intègre facilement en x pour donner la solution suivante :

$$B_r(x, r_0) = \frac{B_r^0}{(1 + cx/r_0)(1 + nxc/r_0)} \quad (\text{D.9})$$

où $B_r^0(r_0)$ est la valeur du champ radial au pied de la ligne de champ r_0 . La composante verticale du champ se déduit immédiatement grâce à la tangente de l'angle : $B_z = tB_r$.

On peut se fixer arbitrairement la dépendance radiale du module du champ dans le disque et de l'inclinaison des lignes de champ. On peut donc trouver a priori autant de solutions qu'on veut et faire varier la géométrie par cette méthode. Cependant, on peut être intéressé par des solutions sans courant dans le couronne, c'est à dire des structures magnétiques générées par des courants dans le disque ou ailleurs. Dans ce cas, écrire la condition sans courant : $J_\theta = 0$ impose une nouvelle contrainte sur les solutions possibles. Il ne reste donc plus a priori qu'un degré de manoeuvre pour faire varier la structure du champ. Se fixer un profil et en déduire l'autre nécessite des calculs qui, malgré la simplicité de la géométrie deviennent un peu lourds.

Dans la mesure où, pour le calcul des orbites, nous travaillons sur une ligne de champ donnée, on s'aperçoit que la variation du module du champ d'une ligne à l'autre, au niveau du disque $B^0(r_0)$, n'influence pas directement le résultat (au contraire de la loi sur l'inclinaison des lignes de champ). Il est donc plus simple de se fixer la loi sur l'inclinaison des lignes de champ ; et il n'est alors pas nécessaire de calculer la loi sur le module du champ dans le disque.

Pour mention, on je donne ici la solution sans courant pour $n = 1$ dans les variables $(r; z)$:

$$B_r(r, z) \propto \frac{r}{(z + z_0)^3} \left[1 + \left(\frac{r}{z + z_0} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (\text{D.10})$$

$$B_z(r, z) \propto \frac{1}{(z + z_0)^2} \left[1 + \left(\frac{r}{z + z_0} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (\text{D.11})$$

Ici, z_0 une hauteur caractéristique qu'on peut se fixer. Les lignes de champ sont les droites d'équation :

$$\frac{r}{z + z_0} = \text{cste} \quad (\text{D.12})$$

On peut remarquer que dans cette géométrie, les droites se coupent toutes virtuellement en un point situé de l'autre côté du disque, en z_0 justement.

Forces projetées

Pour pouvoir étudier le mouvement des particules de la couronne, il faut maintenant projeter les différentes forces sur ces lignes de champ droites. En présence simultanée d'ions et d'électrons, un potentiel électrostatique de séparation de charge se crée. Dans la limite quasi-neutre, il se traite heureusement de manière simple. Dans la limite où la masse des électrons est négligeable, les énergies potentielles des ions et des électrons sont respectivement :

$$E_i = m_i \Phi_G + e \Phi_E \quad (\text{D.13})$$

$$E_e = -e \Phi_E \quad (\text{D.14})$$

Sauf dans des cas extrêmes, la force électrique est en fait bien plus forte que les autres forces en jeu, et assure partout la quasi-neutralité. Ions et électrons doivent donc posséder la même distribution spatiale dans le puits de potentielle, c'est à dire avoir la même énergie potentielle. On en déduit donc que :

$$\Phi_E = \frac{1}{2} \Phi_G \quad (\text{D.15})$$

si bien que les hamiltoniens des ions et des électrons sont respectivement :

$$H_i = \frac{1}{2} m_i v_{\parallel}^2 + \mu B + \frac{1}{2} m_i \Phi_G \quad (\text{D.16})$$

$$H_e = \frac{1}{2} m_e v_{\parallel}^2 + \mu B + \frac{1}{2} m_i \Phi_G \quad (\text{D.17})$$

Dans la suite et dans le corps du texte, nous désignons donc le potentiel effectif $\frac{1}{2} m_i \Phi_G$ par le terme générique potentiel gravitationnel.

Avec la géométrie de champ choisie, la force gravitationnelle effective et la force centrifuge s'écrivent pour les ions comme pour les électrons :

$$g = \frac{GMm_i}{2r_0^2} \frac{x/r_0 + c}{((x/r_0)^2 + 2cx/r_0 + 1)^{-3/2}} \quad (\text{D.18})$$

$$\bar{g} = \frac{GMm_i}{2r_0^2} c(1 + cx/r_0) \quad (\text{D.19})$$

où M est la masse centrale.

La force miroir est par définition parallèle au champ magnétique. Il s'agit donc uniquement de la calculer et on trouve :

$$F_{\mu} = -\mu \partial_x |B| = \mu B_0 c \frac{1 + n + 2ncx/r_0}{(1 + cx/r_0)^2 (1 + ncx/r_0)^2} \quad (\text{D.20})$$

ANNEXE E

Calcul des résonances

Dans cette annexe, on cherche à calculer la puissance que l'AEI peut fournir à la couronne. On part de l'équation 8.41 qui donne la fonction de distribution perturbée :

$$\partial_t f + \Omega_K \partial_\theta f + \omega_B \partial_\chi f = -(\partial_\theta h \partial_L F_0 + \partial_\chi h \partial_J F_0) \quad (\text{E.1})$$

Comme il a été vu dans le corps du texte, la puissance fournie à la couronne se calcule par l'intégration dans l'espace des phases suivante :

$$P = \int f v \gamma dv dx \quad (\text{E.2})$$

Exprimée en terme de variables angle action, cette dernière expression s'écrit :

$$P = - \int (\omega_B \partial_\chi h + \Omega_K \partial_\theta h) f dJ d\chi dL d\theta d\mu \quad (\text{E.3})$$

où

$$h = \mu B \quad (\text{E.4})$$

est la perturbation du Hamiltonien. On suppose que la perturbation s'effectue par une onde spirale unique sous la forme :

$$h = h_\chi(\chi) \cos(\omega_e t - m_e \Omega_K) \quad (\text{E.5})$$

Contrairement à la solution à un degré de liberté présenté en section 8.3.3, l'intégration de l'équation de Vlasov linéarisée afin d'obtenir la fonction de distribution perturbée est compliquée par la méthode des caractéristiques et il est plus simple de travailler dans les espaces réciproques, avec des transformées de Laplace et des séries de Fourier. Plus précisément, on écrit toutes les quantités sous la forme :

$$X(t, \chi, \theta) = \sum_{nm} \int d\omega \hat{X}_{nm} e^{-i(\omega t - m\theta - n\chi)} \quad (\text{E.6})$$

En particulier, la perturbation du Hamiltonien s'écrit :

$$h = \int d\omega \sum_{nm} \frac{i h_n}{2} \left(\frac{\delta(m - m_e)}{\omega - \omega_e} + \frac{\delta(m + m_e)}{\omega + \omega_e} \right) e^{-i(\omega t - m\Omega_K - n\omega_B)} \quad (\text{E.7})$$

où δ est le symbole de Kronecker. Dans l'espace réciproque, l'équation de Vlasov s'écrit donc :

$$-i(\omega - m\Omega_K - n\omega_B) \hat{f}_{nm} = -i(n\partial_J F_0 + m\partial_L F_0) \hat{h}_{nm} \quad (\text{E.8})$$

En notant $X_{nm} = n\partial_J F_0 + m\partial_L F_0$ l'intégration donne :

$$\hat{f}_{nm} = \frac{X_{nm}\hat{h}_{nm}}{\omega_e - m\Omega_K - n\omega_B} \quad (\text{E.9})$$

$$= \frac{h_n}{2} X_{nm} \left[\frac{\delta(m - m_e)}{\omega_e - m_e\Omega_K - n\omega_B} \left(\frac{i}{\omega - \omega_e} - \frac{i}{\omega - m_e\Omega_K - n\omega_B} \right) - \frac{\delta(m + m_e)}{\omega_e - m_e\Omega_K + n\omega_B} \left(\frac{i}{\omega + \omega_e} - \frac{i}{\omega + m_e\Omega_K - n\omega_B} \right) \right] \quad (\text{E.10})$$

En repassant dans l'espace réel pour le temps, on peut écrire la fonction de distribution perturbée comme :

$$f_{nm} = \frac{h_n}{2} X_{nm} [f_- \delta(m - m_e) - f_+ \delta(m + m_e)] \quad (\text{E.11})$$

avec

$$f_n^- = \frac{e^{-i\omega_e t} - e^{-i(n\omega_B + m_e\Omega_K)t}}{\tilde{\omega}_e - n\omega_B} \quad (\text{E.12})$$

$$f_n^+ = \frac{e^{+i\omega_e t} - e^{-i(n\omega_B - m_e\Omega_K)t}}{\tilde{\omega}_e + n\omega_B} \quad (\text{E.13})$$

$$\tilde{\omega}_e = \omega_e - m\Omega_K \quad (\text{E.14})$$

On peut maintenant se lancer dans le calcul de la puissance :

$$P = -i \int d\theta d\chi \sum_{nn'mm'} (n'\omega_B + m'\Omega_K) h_{n'm'} f_{nm} e^{i(n+n')\chi} e^{i(m+m')\theta} \quad (\text{E.15})$$

L'intégrale sur les phases donne ici zéro sauf lorsque $n = -n'$ et $m = -m'$. De plus, $h(\chi)$ étant réel, $h_n = h_{-n}^*$. En notant $Y_{nm} = n\omega_B + m\Omega_K$, la puissance s'écrit donc :

$$P = i \int \sum_{nm} Y_{nm} h_{-n-m} f_{nm} \quad (\text{E.16})$$

$$= -i \int \sum_{nm} \frac{|h_n|^2}{4} X_{nm} Y_{nm} [\delta(m + m_e) e^{-i\omega_e t} + \delta(m - m_e) e^{+i\omega_e t}] [f_n^- \delta(m - m_e) - f_n^+ \delta(m + m_e)] \quad (\text{E.17})$$

$$= -i \int \sum_{nm} \frac{|h_n|^2}{4} X_{nm} Y_{nm} [f_n^- \delta(m - m_e) e^{+i\omega_e t} - f_n^+ \delta(m + m_e) e^{-i\omega_e t}] \quad (\text{E.18})$$

Le produit $X_{nm} Y_{nm}$ donne deux types de termes : des termes pairs en n et m et des termes impairs. En remplaçant f_+ et f_- par leur expression, la partie paire donne :

$$P_{\text{pair}} = -i \int \sum_n \frac{|h_n|^2}{4} (n^2\omega_B \partial_J F_0 + m_e^2\Omega_K \partial_L F_0) [f_n^- e^{+i\omega_e t} - f_n^+ e^{-i\omega_e t}] \quad (\text{E.19})$$

$$= -i \int \sum_n \frac{|h_n|^2}{4} (n^2\omega_B \partial_J F_0 + m_e^2\Omega_K \partial_L F_0) \left[\frac{1 - e^{i(\tilde{\omega}_e - n\omega_B)t}}{\tilde{\omega}_e - n\omega_B} - \frac{1 - e^{i(\tilde{\omega}_e + n\omega_B)t}}{\tilde{\omega}_e + n\omega_B} \right] \quad (\text{E.20})$$

En combinant les termes en n et ceux en $-n$, on trouve que :

$$P_{\text{pair}} = -\frac{1}{2} \int \sum_{n>0} |h_n|^2 (n^2 \omega_B \partial_J F_0 + m_e^2 \Omega_K \partial_L F_0) \left[\frac{\sin(\tilde{\omega}_e - n\omega_B)t}{\tilde{\omega}_e - n\omega_B} + \frac{\sin(\tilde{\omega}_e + n\omega_B)t}{\tilde{\omega}_e + n\omega_B} \right] \quad (\text{E.21})$$

$$= -\frac{1}{2} \int \sum_n |h_n|^2 (n^2 \omega_B \partial_J F_0 + m_e^2 \Omega_K \partial_L F_0) \frac{\sin(\tilde{\omega}_e - n\omega_B)t}{\tilde{\omega}_e - n\omega_B} \quad (\text{E.22})$$

De même, la partie impaire donne :

$$P_{\text{impair}} = -i \int \sum_n \frac{|h_n|^2}{4} n m_e (\omega_B \partial_L F_0 + \Omega_K \partial_J F_0) [f_n^+ e^{-i\omega_e t} + f_n^- e^{+i\omega_e t}] \quad (\text{E.23})$$

$$= -i \int \sum_n \frac{|h_n|^2}{4} n m_e (\omega_B \partial_L F_0 + \Omega_K \partial_J F_0) \left[\frac{1 - e^{i(\tilde{\omega}_e - n\omega_B)t}}{\tilde{\omega}_e - n\omega_B} + \frac{1 - e^{i(\tilde{\omega}_e + n\omega_B)t}}{\tilde{\omega}_e + n\omega_B} \right] \quad (\text{E.24})$$

$$= 0 \quad (\text{E.25})$$

Mais cette fois, la somme sur les n positifs et les n négatifs donne zéro.

Après un certain temps, le terme en $\sin(xt)/x$ se comporte comme un delta $\delta(x)$, si bien que la puissance totale fournie à la couronne tend vers :

$$P = -\frac{1}{2} \sum_n \int |h_n|^2 (n^2 \omega_B \partial_J F_0 + m_e^2 \Omega_K \partial_L F_0) \delta(\tilde{\omega}_e - n\omega_B) \quad (\text{E.26})$$

Bibliographie

- M. A. ABRAMOWICZ, X. CHEN, S. KATO, J.-P. LASOTA ET O. REGEV. *Thermal equilibria of accretion disks*. **ApJ** **438**, pp. L37–L39, jan. 1995.
- M. A. ABRAMOWICZ, B. CZERNY, J. P. LASOTA ET E. SZUSZKIEWICZ. *Slim accretion disks*. **ApJ** **332**, pp. 646–658, sept. 1988.
- M. A. ABRAMOWICZ ET T. PIRAN. *On collimation of relativistic jets from quasars*. **ApJ** **241**, pp. L7–L11, oct. 1980.
- M. H. ACUNA, F. M. NEUBAUER ET N. F. NESS. *Standing Alfvén wave current system at Io - Voyager 1 observations*. **J. Geophys. Res.** **86**, pp. 8513–8521, sept. 1981.
- T. M. ANTONSEN ET B. LANE. *Kinetic equations for low frequency instabilities in inhomogeneous plasmas*. **Physics of Fluids** **23**, pp. 1205–1214, juin 1980.
- S. A. BALBUS ET J. F. HAWLEY. *A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution*. **ApJ** **376**, pp. 214–233, juil. 1991.
- S. A. BALBUS ET J. F. HAWLEY. *Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks*. **Reviews of Modern Physics** **70**, pp. 1–53, jan. 1998.
- S. A. BALBUS, J. F. HAWLEY ET J. M. STONE. *Nonlinear Stability, Hydrodynamical Turbulence, and Transport in Disks*. **ApJ** **467**, pp. 76–+, août 1996.
- J. BALLY, A. A. STARK, R. W. WILSON ET C. HENKEL. *Galactic center molecular clouds. I - Spatial and spatial-velocity maps*. **ApJS** **65**, pp. 13–82, sept. 1987.
- J. BALLY, A. A. STARK, R. W. WILSON ET C. HENKEL. *Galactic center molecular clouds. II - Distribution and kinematics*. **ApJ** **324**, pp. 223–247, jan. 1988.
- A. BARNETT ET S. OLBERT. *Radiation of plasma waves by a conducting body moving through a magnetized plasma*. **J. Geophys. Res.** **91**, pp. 10117–10135, sept. 1986.
- R. BECK, A. BRANDENBURG, D. MOSS, A. SHUKUROV ET D. SOKOLOFF. *Galactic Magnetism : Recent Developments and Perspectives*. **ARA&A** **34**, pp. 155–206, 1996.
- R. BECK ET M. KRAUSE. *Revised equipartition and minimum energy formula for magnetic field strength estimates from radio synchrotron observations*. **Astronomische Nachrichten** **326**, pp. 414–427, 2005.
- E. E. BECKLIN ET G. NEUGEBAUER. *Infrared Observations of the Galactic Center*. **ApJ** **151**, pp. 145–+, jan. 1968.
- M. C. BEGELMAN. *Black holes in radiation-dominated gas - an analogue of the Bondi accretion problem*. **MNRAS** **184**, pp. 53–67, juil. 1978.

- M. C. BEGELMAN, M. SIKORA ET M. J. REES. *Thermal and dynamical effects of pair production on two-temperature accretion flows.* **ApJ** **313**, pp. 689–698, fév. 1987.
- J. W. BELCHER, C. K. GOERTZ, J. D. SULLIVAN ET M. H. ACUNA. *Plasma observations of the Alfvén wave generated by Io.* **J. Geophys. Res.** **86**, pp. 8508–8512, sept. 1981.
- A. M. BELOBORODOV. *Plasma Ejection from Magnetic Flares and the X-Ray Spectrum of Cygnus X-1.* **ApJ** **510**, pp. L123–L126, jan. 1999.
- G. BENFORD. *An electrodynamic model of the Galactic center.* **ApJ** **333**, pp. 735–742, oct. 1988.
- C. L. BENNETT, D. J. FIXSEN, G. HINSHAW, J. C. MATHER, S. H. MOSELEY, E. L. WRIGHT, R. E. EPLEE, J. GALES, T. HEWAGAMA, R. B. ISAACMAN, R. A. SHAFER ET K. TURPIE. *Morphology of the interstellar cooling lines detected by COBE.* **ApJ** **434**, pp. 587–598, oct. 1994.
- I. B. BERNSTEIN, E. A. FRIEMAN, M. D. KRUSKAL ET KULSRUD R.M. *An energy principle for hydromagnetic stability problems.* **Proc. R. Soc. Lond.** **244(A)**, pp. 17–40, 1958.
- J. BINNEY. *On the impossibility of advection dominated accretion.* **submitted to MNRAS astro-ph/0308171**, 2003.
- J. BINNEY, O. E. GERHARD, A. A. STARK, J. BALLY ET K. I. UCHIDA. *Understanding the kinematics of Galactic centre gas.* **MNRAS** **252**, pp. 210–218, sept. 1991.
- O. M. BLAES. *Stabilization of non-axisymmetric instabilities in a rotating flow by accretion on to a central black hole.* **MNRAS** **227**, pp. 975–992, août 1987.
- R. D. BLANDFORD. *Accretion disc electrodynamics - A model for double radio sources.* **MNRAS** **176**, pp. 465–481, sept. 1976.
- R. D. BLANDFORD ET M. C. BEGELMAN. *On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole.* **MNRAS** **303**, pp. L1–L5, fév. 1999.
- R. D. BLANDFORD ET A. KONIGL. *Relativistic jets as compact radio sources.* **ApJ** **232**, pp. 34–48, août 1979.
- R. D. BLANDFORD ET D. G. PAYNE. *Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets.* **MNRAS** **199**, pp. 883–903, juin 1982.
- R. D. BLANDFORD ET M. J. REES. *A 'twin-exhaust' model for double radio sources.* **MNRAS** **169**, pp. 395–415, déc. 1974.
- R. D. BLANDFORD ET R. L. ZNAJEK. *Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes.* **MNRAS** **179**, pp. 433–456, mai 1977.
- L. BLITZ, J. BINNEY, K. Y. LO, J. BALLY ET P. T. P. HO. *The centre of the Milky Way.* **Nature** **361**, pp. 417–424, fév. 1993.
- H. BÖHRINGER, K. MATSUSHITA, E. CHURAZOV, A. FINOGUENOV ET Y. IKEBE. *Implications of the central metal abundance peak in cooling core clusters of galaxies.* **A&A** **416**, pp. L21–L25, mars 2004.
- S. I. BRAGINSKII. *Transport Processes in a Plasma.* **Reviews of Plasma Physics** **1**, pp. 205–+, 1965.

- A. BRANDENBURG ET K. JOHAN DONNER. *The dependence of the dynamo alpha on vorticity*. **MNRAS** **288**, pp. L29–L33, juin 1997.
- A. BRANDENBURG, A. NORDLUND, R. F. STEIN ET U. TORKESSON. *The Disk Accretion Rate for Dynamo-generated Turbulence*. **ApJ** **458**, pp. L45+, fév. 1996.
- D. BREITSCHWERDT, H. J. VOELK ET J. F. MCKENZIE. *Galactic winds. I - Cosmic ray and wave-driven winds from the Galaxy*. **A&A** **245**, pp. 79–98, mai 1991.
- A. BRIZARD. *Eulerian action principles for linearized reduced dynamical equations*. **Physics of Plasmas** **1**, pp. 2460–2472, août 1994.
- C. L. BROGAN, M. NORD, N. KASSIM, J. LAZIO ET K. ANANTHARAMAIAH. *Spatially Resolved Very Large Array 74 MHz Observations Toward the Galactic Center*. **Astronomische Nachrichten Supplement** **324**, pp. 17–24, sept. 2003.
- W. B. BURTON ET H. S. LISZT. *The gas distribution in the central region of the Galaxy. I - Atomic hydrogen*. **ApJ** **225**, pp. 815–842, nov. 1978.
- A. M. BYKOV. *Faint hard X-ray sources in the Galactic Center region : Supernova ejecta fragments population*. **A&A** **410**, pp. L5–L8, oct. 2003.
- S. CABRIT, S. EDWARDS, S. E. STROM ET K. M. STROM. *Forbidden-line emission and infrared excesses in T Tauri stars - Evidence for accretion-driven mass loss ?* **ApJ** **354**, pp. 687–700, mai 1990.
- J. CANTO ET L. F. RODRIGUEZ. *A stellar-wind focusing mechanism as an explanation for Herbig-Haro objects*. **ApJ** **239**, pp. 982–987, août 1980.
- X. CAO ET D. R. JIANG. *Correlation between radio and broad-line emission in radio-loud quasars*. **MNRAS** **307**, pp. 802–808, août 1999.
- F. CASSE ET J. FERREIRA. *Magnetized accretion-ejection structures. V. Effects of entropy generation inside the disc*. **A&A** **361**, pp. 1178–1190, sept. 2000.
- P. J. CATTO. *Linearized gyro-kinetics*. **Plasma Physics** **20**, pp. 719–722, juil. 1978.
- P. J. CATTO, W. M. TANG ET D. E. BALDWIN. *Generalized gyrokinetics*. **Plasma Physics** **23**, pp. 639–650, juil. 1981.
- S. E. CAUNT ET M. TAGGER. *Numerical simulations of the accretion-ejection instability in magnetised accretion disks*. **A&A** **367**, pp. 1095–1111, mars 2001.
- B. D. G. CHANDRAN. *Rayleigh-Taylor Stability of a Strong Vertical Magnetic Field at the Galactic Center Confined by a Disk Threaded with Horizontal Magnetic Field*. **ApJ** **562**, pp. 737–752, déc. 2001.
- B. D. G. CHANDRAN, S. C. COWLEY ET M. MORRIS. *Magnetic Flux Accumulation at the Galactic Center and its Implications for the Strength of the Pre-Galactic Magnetic Field*. **Bulletin of the American Astronomical Society** **30**, pp. 898–+, mai 1998.
- B. D. G. CHANDRAN, S. C. COWLEY ET M. MORRIS. *Magnetic Flux Accumulation at the Galactic Center and Its Implications for the Strength of the Pregalactic Magnetic Field*. **ApJ** **528**, pp. 723–733, jan. 2000.
- S. CHANDRASEKHAR. **Proc. Nat. Acad. Sci.** **46**, p. 253, 1960.

- R. A. CHEVALIER. *The Galactic center wind*. **ApJ** **397**, pp. L39–L42, sept. 1992.
- G. F. CHEW, M. L. GOLDBERGER ET F. E. LOW. *The boltzmann equation and the one-fluid hydromagnetic equations in the absence of particles collisions*. **Proc. R. Soc. London Ser.A** **236**, pp. 112–118, 1956.
- C. K. CHU ET R. A. GROSS. *Alfvén waves and induced drag on long cylindrical satellites*. **AAIA J.** **4**, p. 2209, 1966.
- E. CHURAZOV, M. GILFANOV ET M. REVNIVTSEV. *Soft state of Cygnus X-1 : stable disc and unstable corona*. **MNRAS** **321**, pp. 759–766, mars 2001.
- M. J. CHURCH ET M. BALUCIŃSKA-CHURCH. *Measurements of accretion disc corona size in LMXB : consequences for Comptonization and LMXB models*. **MNRAS** **348**, pp. 955–963, mars 2004.
- L. CHUZHOY ET A. LOEB. *Element segregation in giant galaxies and X-ray clusters*. **MNRAS** **349**, pp. L13–L17, mars 2004.
- L. CHUZHOY ET A. NUSSER. *Gravitational diffusion in the intracluster medium*. **MNRAS** **342**, pp. L5–L8, juin 2003.
- G. CONTOPOULOS ET C. MERTZANIDES. *Inner Lindblad resonance in galaxies : Nonlinear theory. II - Bars*. **A&A** **61**, pp. 477–485, nov. 1977.
- J. CONTOPOULOS ET R. V. E. LOVELACE. *Magnetically driven jets and winds : Exact solutions*. **ApJ** **429**, pp. 139–152, juil. 1994.
- S. CORBEL ET R. P. FENDER. *Near-Infrared Synchrotron Emission from the Compact Jet of GX 339-4*. **ApJ** **573**, pp. L35–L39, juil. 2002.
- J. A. DAVIDSON. *The Magnetic Field Structure in the Galactic Center*. In *ASP Conf. Ser. 97 : Polarimetry of the Interstellar Medium*, pp. 504–+, 1996.
- S. DE GRANDI, S. ETTORI, M. LONGHETTI ET S. MOLENDI. *On the iron content in rich nearby clusters of galaxies*. **A&A** **419**, pp. 7–18, mai 2004.
- S. DE GRANDI ET S. MOLENDI. *Metallicity Gradients in X-Ray Clusters of Galaxies*. **ApJ** **551**, pp. 153–159, avr. 2001.
- V. DHAWAN, I. F. MIRABEL ET L. F. RODRÍGUEZ. *AU-Scale Synchrotron Jets and Superluminal Ejecta in GRS 1915+105*. **ApJ** **543**, pp. 373–385, nov. 2000.
- T. DI MATTEO, A. CELOTTI ET A. C. FABIAN. *Magnetic flares in accretion disc coronae and the spectral states of black hole candidates : the case of GX339-4*. **MNRAS** **304**, pp. 809–820, avr. 1999.
- V. A. DOGIEL, H. INOUE, K. MASAI, V. SCHÖNFELDER ET A. W. STRONG. *The Origin of Diffuse X-Ray Emission from the Galactic Ridge. I. Energy Output of Particle Sources*. **ApJ** **581**, pp. 1061–1070, déc. 2002a.
- V. A. DOGIEL, V. SCHÖNFELDER ET A. W. STRONG. *Nonthermal hard X-ray emission from the Galactic Ridge*. **A&A** **382**, pp. 730–745, fév. 2002b.
- C. DONE, J. S. MULCHAEY, R. F. MUSHOTZKY ET K. A. ARNAUD. *An ionized accretion disk in Cygnus X-1*. **ApJ** **395**, pp. 275–288, août 1992.

- C. DONE ET P. T. ZYCKI. *Relativistic distortions in the X-ray spectrum of CYG X-1*. **MNRAS** **305**, pp. 457–468, avr. 1999.
- J. B. DOVE, J. WILMS, M. MAISACK ET M. C. BEGELMAN. *Self-Consistent Thermal Accretion Disk Corona Models for Compact Objects*. **ApJ** **487**, pp. 759–+, oct. 1997.
- S. D. DRELL, H. M. FOLEY ET M. A. RUDERMAN. *Drag and Propulsion of Large Satellites in the Ionosphere; An Alfvén Propulsion Engine in Space*. **Physical Review Letters** **14**, pp. 171–175, fév. 1965.
- A. DUQUENNOY ET M. MAYOR. *Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample*. **A&A** **248**, pp. 485–524, août 1991.
- K. EBISAWA, Y. MAEDA, H. KANEDA ET S. YAMAUCHI. *Origin of the Hard X-ray Emission from the Galactic Plane*. **Science** **293**, pp. 1633–1635, août 2001.
- P. ENGLMAIER ET O. GERHARD. *Gas dynamics and large-scale morphology of the Milky Way galaxy*. **MNRAS** **304**, pp. 512–534, avr. 1999.
- P. ENGLMAIER ET I. SHLOSMAN. *Density Waves inside the Inner Lindblad Resonance : Nuclear Spirals in Disk Galaxies*. **ApJ** **528**, pp. 677–686, jan. 2000.
- A. A. ESIN, J. E. MCCLINTOCK ET R. NARAYAN. *Advection-dominated Accretion and the Spectral States of Black Hole X-Ray Binaries : Application to Nova MUSCAE 1991*. **ApJ** **489**, pp. 865–+, nov. 1997.
- A. A. ESIN, R. NARAYAN, W. CUI, J. E. GROVE ET S.-N. ZHANG. *Spectral Transitions in Cygnus X-1 and Other Black Hole X-Ray Binaries*. **ApJ** **505**, pp. 854–868, oct. 1998.
- A. C. FABIAN ET J. E. PRINGLE. *On the spatial distribution of heavy elements in X-ray emitting clusters of galaxies*. **MNRAS** **181**, pp. 5P–7P, oct. 1977.
- R. FENDER ET T. BELLONI. *GRS 1915+105 and the Disc-Jet Coupling in Accreting Black Hole Systems*. **ARA&A** **42**, pp. 317–364, sept. 2004.
- R. FENDER, S. CORBEL, T. TZIOUMIS, V. MCINTYRE, D. CAMPBELL-WILSON, M. NOWAK, R. SOOD, R. HUNSTEAD, A. HARMON, P. DUROUCHOUX ET W. HEINDL. *Quenching of the Radio Jet during the X-Ray High State of GX 339-4*. **ApJ** **519**, pp. L165–L168, juil. 1999.
- J. FERREIRA. *Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs*. **A&A** **319**, pp. 340–359, mars 1997.
- J. FERREIRA. *Theory of magnetized accretion discs driving jets*. **astro-ph/0311621**, 2003.
- J. FERREIRA ET G. PELLETIER. *Magnetized accretion-ejection structures. III. Stellar and extragalactic jets as weakly dissipative disk outflows*. **A&A** **295**, pp. 807–+, mars 1995.
- J. FRANK, A. KING ET D. J. RAINE. *Accretion Power in Astrophysics : Third Edition*. *Accretion Power in Astrophysics*, by Juhan Frank and Andrew King and Derek Raine, pp. 398. ISBN 0521620538. Cambridge, UK : Cambridge University Press, February 2002., fév. 2002.
- A. M. FRIDMAN, O. V. KHORUZHII, V. V. LYAKHOVICH, O. K. SIL'CHENKO, A. V. ZASOV, V. L. AFANASIEV, S. N. DODONOV ET J. BOULESTEIX. *Restoring the full velocity field in the gaseous disk of the spiral galaxy NGC 157*. **A&A** **371**, pp. 538–559, mai 2001.

- E. FRIEMAN ET M. ROTENBERG. *On Hydromagnetic Stability of Stationary Equilibria*. **Reviews of Modern Physics** **32**, pp. 898–902, oct. 1960.
- F. FRONTERA, E. PALAZZI, A. A. ZDZIARSKI, F. HAARDT, G. C. PEROLA, L. CHIAPPETTI, G. CUSUMANO, D. DAL FIUME, S. DEL SORDO, M. ORLANDINI, A. N. PARMAR, L. PIRO, A. SANTANGELO, A. SEGRETO, A. TREVES ET M. TRIFOGLIO. *Broadband Spectrum of Cygnus X-1 in Two Spectral States with BeppoSAX*. **ApJ** **546**, pp. 1027–1037, jan. 2001.
- C. L. FRYER, G. ROCKEFELLER, A. HUNGERFORD ET F. MELIA. *The sgr b2 x-ray echo of the galactic center supernova explosion that produced sgr a east*. **soumis à ApJ**, 2005.
- Y. FUCHS, J. RODRIGUEZ, I. F. MIRABEL, S. CHATY, M. RIBÓ, V. DHAWAN, P. GOLDONI, P. SIZUN, G. G. POOLEY, A. A. ZDZIARSKI, D. C. HANNIKAINEN, P. KRETSCHMAR, B. CORDIER ET N. LUND. *Simultaneous multi-wavelength observations of GRS 1915+105*. **A&A** **409**, pp. L35–L39, oct. 2003.
- A. A. GALEEV, K. I. GRINGAUZ, S. I. KLIMOV, A. P. REMIZOV ET R. Z. SAGDEEV. *Critical ionization velocity effects in the inner coma of Comet Halley - Measurements by Vega-2*. **Geophys. Res. Lett.** **13**, pp. 845–848, août 1986.
- A. A. GALEEV, R. ROSNER ET G. S. VAIANA. *Structured coronae of accretion disks*. **ApJ** **229**, pp. 318–326, avr. 1979.
- R. GIACCONI, P. GORENSTEIN, H. GURSKY, P. D. USHER, J. R. WATERS, A. SANDAGE, P. OSMER ET J. V. PEACH. *On the Optical Search for the X-Ray Sources CYG X-1 and CYG X-2*. **ApJ** **148**, pp. L129+, juin 1967.
- R. GIACCONI, H. GURSKY, F. R. PAOLINI ET B. ROSSI. **Phys. Rev. Letters** **9**, p. 439, 1962.
- M. GIERLIŃSKI ET C. DONE. *The X-ray/ γ -ray spectrum of XTE J1550-564 in the very high state*. **MNRAS** **342**, pp. 1083–1092, juil. 2003.
- M. R. GILFANOV ET R. A. SYUNYAEV. *Intracluster Gravitational Separation of Deuterium and Helium in Rich Galaxy Clusters*. **Soviet Astronomy Letters** **10**, pp. 137–+, fév. 1984.
- J. P. H. GOEDBLOED ET S. POEDTS. *Principles of Magnetohydrodynamics*. Principles of Magnetohydrodynamics, by J.P.H. Goedbloed and S. Poedts. ISBN 0521626072. Cambridge, UK : Cambridge University Press, 2004., août 2004.
- J.P. GOEDBLOED. *Stabilization of ideal magnetohydrodynamic instabilities by force-free magnetic fields - II. Linear pinch*. **Physica** **53**, pp. 501–534, 1971.
- P. GOLDREICH ET D. LYNDEN-BELL. *I. Gravitational stability of uniformly rotating disks*. **MNRAS** **130**, pp. 97–+, 1965a.
- P. GOLDREICH ET D. LYNDEN-BELL. *II. Spiral arms as sheared gravitational instabilities*. **MNRAS** **130**, pp. 125–+, 1965b.
- P. GOLDREICH ET D. LYNDEN-BELL. *Io, a jovian unipolar inductor*. **ApJ** **156**, pp. 59–78, avr. 1969.

- H.-J. GRIMM, M. GILFANOV ET R. SUNYAEV. *The Milky Way in X-rays for an outside observer. Log(N)-Log(S) and luminosity function of X-ray binaries from RXTE/ASM data.* **A&A** **391**, pp. 923–944, sept. 2002.
- J. E. GROVE, W. N. JOHNSON, R. A. KROEGER, K. MCNARON-BROWN, J. G. SKIBO ET B. F. PHILIPS. *Gamma-Ray Spectral States of Galactic Black Hole Candidates.* **ApJ** **500**, pp. 899–+, juin 1998.
- F. HAARDT ET L. MARASCHI. *A two-phase model for the X-ray emission from Seyfert galaxies.* **ApJ** **380**, pp. L51–L54, oct. 1991.
- F. HAARDT ET L. MARASCHI. *X-ray spectra from two-phase accretion disks.* **ApJ** **413**, pp. 507–517, août 1993.
- F. HAARDT, L. MARASCHI ET G. GHISELLINI. *A model for the X-ray and ultraviolet emission from Seyfert galaxies and galactic black holes.* **ApJ** **432**, pp. L95–L99, sept. 1994.
- A. HABE ET S. IKEUCHI. *Dynamical Behavior of Gaseous Halo in a Disk Galaxy.* **Progress of Theoretical Physics** **64**, pp. 1995–2008, déc. 1980.
- K. HAIN ET R. LÜST. *Zur Stabilität zylinder-symmetrischer Plasmakonfigurationen mit Volumenströmen.* **Z. Naturforsch.** **13a**, pp. 936–940, 1958.
- P. HARTIGAN, S. EDWARDS ET L. GHANDOUR. *Disk Accretion and Mass Loss from Young Stars.* **ApJ** **452**, pp. 736–+, oct. 1995.
- L.-N. HAU, T.-D. PHAN, B. U. O. SONNERUP ET G. PASCHMANN. *Double-polytropic closure in the magnetosheath.* **Geophys. Res. Lett.** **20**, pp. 2255–2258, oct. 1993.
- R. F. HAYNES, R. T. STEWART, A. D. GRAY, W. REICH, P. REICH ET U. MEBOLD. *Polarized arcs near the Galactic Centre.* **A&A** **264**, pp. 500–512, oct. 1992.
- R. N. HENRIKSEN ET D. R. RAYBURN. *Relativistic stellar wind theory : 'Near'zone solutions.* **MNRAS** **152**, pp. 323–+, 1971.
- J. HEYVAERTS ET C. NORMAN. *The collimation of magnetized winds.* **ApJ** **347**, pp. 1055–1081, déc. 1989.
- J. HEYVAERTS, C. NORMAN ET R. E. PUDRITZ. *A magnetic loop model for structure and activity in the Galactic center.* **ApJ** **330**, pp. 718–736, juil. 1988.
- R. H. HILDEBRAND. *Magnetic fields and stardust.* **QJRAS** **29**, pp. 327–351, sept. 1988.
- S. HUETTEMEISTER, T. L. WILSON, T. M. BANIA ET J. MARTIN-PINTADO. *Kinetic temperatures in Galactic Center molecular clouds.* **A&A** **280**, pp. 255–267, déc. 1993.
- U. HWANG, A. DECOURCHELLE, S. S. HOLT ET R. PETRE. *Thermal and Nonthermal X-Ray Emission from the Forward Shock in Tycho's Supernova Remnant.* **ApJ** **581**, pp. 1101–1115, déc. 2002.
- S. ICHIMARU. *Bimodal behavior of accretion disks - Theory and application to Cygnus X-1 transitions.* **ApJ** **214**, pp. 840–855, juin 1977.
- I. V. IGUMENSHCHEV ET M. A. ABRAMOWICZ. *Rotating accretion flows around black holes : convection and variability.* **MNRAS** **303**, pp. 309–320, fév. 1999.

- I. V. IGUMENSHCHEV, X. CHEN ET M. A. ABRAMOWICZ. *Accretion discs around black holes : two-dimensional, advection-cooled flows*. **MNRAS** **278**, pp. 236–250, jan. 1996.
- M. A. JIMENEZ-GARATE, J. C. RAYMOND ET D. A. LIEDAHL. *The Structure and X-Ray Recombination Emission of a Centrally Illuminated Accretion Disk Atmosphere and Corona*. **ApJ** **581**, pp. 1297–1327, déc. 2002.
- M. A. JIMENEZ-GARATE, J. C. RAYMOND, D. A. LIEDAHL ET C. J. HAILEY. *X-Ray Line Emission from Evaporating and Condensing Accretion Disk Atmospheres*. **ApJ** **558**, pp. 448–452, sept. 2001.
- D. L. JONES, A. E. WEHRLE, D. L. MEIER ET B. G. PINER. *The Radio Jets and Accretion Disk in NGC 4261*. **ApJ** **534**, pp. 165–171, mai 2000.
- W. H. JULIAN ET A. TOOMRE. *Non-Axisymmetric Responses of Differentially Rotating Disks of Stars*. **ApJ** **146**, pp. 810–+, déc. 1966.
- W. JUNOR, J. A. BIRETTA ET M. LIVIO. *Formation of the radio jet in M87 at 100 Schwarzschild radii from the central black hole*. **Nature** **401**, pp. 891–892, oct. 1999.
- H. KANEDA, K. MAKISHIMA, S. YAMAUCHI, K. KOYAMA, K. MATSUZAKI ET N. Y. YAMASAKI. *Complex Spectra of the Galactic Ridge X-Rays Observed with ASCA*. **ApJ** **491**, pp. 638–+, déc. 1997.
- J. I. KATZ. *X-rays from spherical accretion onto degenerate dwarfs*. **ApJ** **215**, pp. 265–275, juil. 1977.
- T. KAWAGUCHI, T. SHIMURA ET S. MINESHIGE. *Broadband Spectral Energy Distributions of Active Galactic Nuclei from an Accretion Disk with Advective Coronal Flow*. **ApJ** **546**, pp. 966–974, jan. 2001.
- K. I. KELLERMANN ET J. M. MORAN. *The Development of High-Resolution Imaging in Radio Astronomy*. **ARA&A** **39**, pp. 457–509, 2001.
- R. P. KERR. *Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics*. **Physical Review Letters** **11**, pp. 237–238, sept. 1963.
- N. E. B. KILLEEN, K. Y. LO ET R. CRUTCHER. *Zeeman measurements of the magnetic fields at the Galactic center*. **ApJ** **385**, pp. 585–603, fév. 1992.
- A. KONIGL. *On the nature of bipolar sources in dense molecular clouds*. **ApJ** **261**, pp. 115–134, oct. 1982.
- K. KOYAMA, Y. MAEDA, T. SONOBE, T. TAKESHIMA, Y. TANAKA ET S. YAMAUCHI. *ASCA View of Our Galactic Center : Remains of Past Activities in X-Rays ?* **PASJ** **48**, pp. 249–255, avr. 1996.
- K. KOYAMA, K. MAKISHIMA, Y. TANAKA ET H. TSUNEMI. *Thermal X-ray emission with intense 6.7-keV iron line from the Galactic ridge*. **PASJ** **38**, pp. 121–131, 1986.
- K. KOYAMA, A. SENDA, H. MURAKAMI ET Y. MAEDA. *The ASCA and Chandra Observations of the Galactic center*. **Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics** **3**, pp. 297–304, déc. 2003.
- L. D. LANDAU ET E. M. LIFSHITZ. *Fluid mechanics*. Course of theoretical physics, Oxford : Pergamon Press, 1959, 1959.

- T. N. LAROSA, C. L. BROGAN, S. N. SHORE, T. J. LAZIO, N. E. KASSIM ET M. E. NORD. *Evidence of a Weak Galactic Center Magnetic Field from Diffuse Low-Frequency Nonthermal Radio Emission*. **ApJ** **626**, pp. L23–L27, juin 2005.
- T. N. LAROSA, N. E. KASSIM, T. J. W. LAZIO ET S. D. HYMAN. *A Wide-Field 90 Centimeter VLA Image of the Galactic Center Region*. **AJ** **119**, pp. 207–240, jan. 2000.
- T. N. LAROSA, T. J. W. LAZIO ET N. E. KASSIM. *A New System of Parallel Isolated Nonthermal Filaments near the Galactic Center : Evidence for a Local Magnetic Field Gradient*. **ApJ** **563**, pp. 163–171, déc. 2001.
- R. LAUNHARDT, R. ZYLKA ET P. G. MEZGER. *The nuclear bulge of the Galaxy. III. Large-scale physical characteristics of stars and interstellar matter*. **A&A** **384**, pp. 112–139, mars 2002.
- C. LAW ET F. YUSEF-ZADEH. *ii Study of Two Galactic Center Star-Forming Regions : Sgr B and Sgr C $\lambda\lambda$* . In *X-Ray and Radio Connections (eds. L.O. Sjouwerman and K.K Dyer) Published electronically by NRAO, <http://www.aoc.nrao.edu/events/xraydio> Held 3-6 February 2004 in Santa Fe, New Mexico, USA, (E3.06) 5 pages*, avr. 2005.
- S. LAYCOCK, J. GRINDLAY, M. VAN DEN BERG, P. ZHAO, J. HONG, X. KOENIG, E. M. SCHLEGEL ET S. E. PERSSON. *Constraining the Nature of the Galactic Center X-ray Source Population*. **ApJ astro-ph/0509783**, 2005.
- A. LAZARIAN. *Gold-Type Mechanisms of Grain Alignment*. **MNRAS** **268**, pp. 713–+, juin 1994.
- F. LEBRUN, R. TERRIER, A. BAZZANO, G. BÉLANGER, A. BIRD, L. BOUCHET, A. DEAN, M. DEL SANTO, A. GOLDWURM, N. LUND, H. MORAND, A. PARMAR, J. PAUL, J.-P. ROQUES, V. SCHÖNFELDER, A. W. STRONG, P. UBERTINI, R. WALTER ET C. WINKLER. *Compact sources as the origin of the soft γ -ray emission of the Milky Way*. **Nature** **428**, pp. 293–296, mars 2004.
- Y. LEE, R. L. SNELL ET R. L. DICKMAN. *Analysis of (C-12)O and (C-13)O emission in a 3 square degree region of the Galactic plane between $L = 23$ deg and 25 deg*. **ApJ** **355**, pp. 536–545, juin 1990.
- T. LERY, J. HEYVAERTS, S. APPL ET C. A. NORMAN. *Outflows from magnetic rotators. II. Asymptotic structure and collimation*. **A&A** **347**, pp. 1055–1068, juil. 1999.
- H. LESCH ET W. REICH. *The origin of monoenergetic electrons in the Arc of the Galactic Center - Particle acceleration by magnetic reconnection*. **A&A** **264**, pp. 493–499, oct. 1992.
- A. P. LIGHTMAN ET D. M. EARDLEY. *Black Holes in Binary Systems : Instability of Disk Accretion*. **ApJ** **187**, pp. L1+, jan. 1974.
- J. A. LINKER, K. K. KHURANA, M. G. KIVELSON ET R. J. WALKER. *MHD simulations of Io's interaction with the plasma torus*. **J. Geophys. Res.** **103**, pp. 19867–19878, sept. 1998.
- J. A. LINKER, M. G. KIVELSON ET R. J. WALKER. *An MHD simulation of plasma flow past Io - Alfvén and slow mode perturbations*. **Geophys. Res. Lett.** **15**, pp. 1311–1314, oct. 1988.

- J. A. LINKER, M. G. KIVELSON ET R. J. WALKER. *A three-dimensional MHD simulation of plasma flow past Io*. **J. Geophys. Res.** **96**, pp. 21037–+, déc. 1991.
- H. S. LISZT ET W. B. BURTON. *The gas distribution in the central region of the Galaxy. III - A barlike model of the inner-Galaxy gas based on improved H I data*. **ApJ** **236**, pp. 779–797, mars 1980.
- B. F. LIU, S. MINESHIGE, F. MEYER, E. MEYER-HOFMEISTER ET T. KAWAGUCHI. *Two-Temperature Coronal Flow above a Thin Disk*. **ApJ** **575**, pp. 117–126, août 2002a.
- B. F. LIU, S. MINESHIGE ET K. SHIBATA. *A Simple Model for a Magnetic Reconnection-heated Corona*. **ApJ** **572**, pp. L173–L176, juin 2002b.
- Q. Z. LIU, J. VAN PARADIJS ET E. P. J. VAN DEN HEUVEL. *A catalogue of high-mass X-ray binaries*. **A&AS** **147**, pp. 25–49, nov. 2000.
- Q. Z. LIU, J. VAN PARADIJS ET E. P. J. VAN DEN HEUVEL. *A catalogue of low-mass X-ray binaries*. **A&A** **368**, pp. 1021–1054, mars 2001.
- M. LIVIO. *Astrophysical jets : a phenomenological examination of acceleration and collimation*. **Phys. Rep.** **311**, pp. 225–245, 1999.
- R. V. E. LOVELACE. *Dynamo model of double radio sources*. **Nature** **262**, pp. 649–652, août 1976.
- D. LYNDEN-BELL ET A. J. KALNAJS. *On the generating mechanism of spiral structure*. **MNRAS** **157**, pp. 1–+, 1972.
- K. MAKISHIMA, Y. MAEJIMA, K. MITSUDA, H. V. BRADT, R. A. REMILLARD, I. R. TUOHY, R. HOSHI ET M. NAKAGAWA. *Simultaneous X-ray and optical observations of GX 339-4 in an X-ray high state*. **ApJ** **308**, pp. 635–643, sept. 1986.
- L. MALYSHKIN. *On the Thermal Conduction in Tangled Magnetic Fields in Clusters of Galaxies*. **ApJ** **554**, pp. 561–570, juin 2001.
- J. MALZAC, A. M. BELOBORODOV ET J. POUTANEN. *X-ray spectra of accretion discs with dynamic coronae*. **MNRAS** **326**, pp. 417–427, sept. 2001.
- S. MARKOFF, H. FALCKE ET R. FENDER. *A jet model for the broadband spectrum of XTE J1118+480. Synchrotron emission from radio to X-rays in the Low/Hard spectral state*. **A&A** **372**, pp. L25–L28, juin 2001a.
- S. MARKOFF, H. FALCKE ET R. FENDER. *Jets in XRB Low/Hard States : Models of XTE J1118+480 Suggest a Strong Signature from Radio through X-Ray*. **Astrophysics and Space Science Supplement** **276**, pp. 289–290, 2001b.
- A. P. MARSCHER, S. G. JORSTAD, J.-L. GÓMEZ, M. F. ALLER, H. TERÄSRANTA, M. L. LISTER ET A. M. STIRLING. *Observational evidence for the accretion-disk origin for a radio jet in an active galaxy*. **Nature** **417**, pp. 625–627, juin 2002.
- J. MARSHALL, A. N. LASENBY ET F. YUSEF-ZADEH. *A magnetic field upper limit for the circumnuclear ring in the Galactic Centre*. **MNRAS** **274**, pp. 519–522, mai 1995.
- K. MASAI, V. A. DOGIEL, H. INOUE, V. SCHÖNFELDER ET A. W. STRONG. *The Origin of Diffuse X-Ray Emission from the Galactic Ridge. II. Nonequilibrium Emission Due to In Situ Accelerated Electrons*. **ApJ** **581**, pp. 1071–1079, déc. 2002.

- K. MATSUSHITA, A. FINOGENOV ET H. BÖHRINGER. *XMM observation of M 87. II. Abundance structure of the interstellar and intergalactic medium.* **A&A** **401**, pp. 443–461, avr. 2003.
- J. E. MCCLINTOCK ET R. A. REMILLARD. *Black Hole Binaries.* Compact Stellar X-ray Sources, by W.H.G. Lewin and M. van der Klis, Cambridge University Press, 2003.
- A. MERLONI, T. DI MATTEO ET A. C. FABIAN. *Magnetic flares and the optical variability of the X-ray transient XTE J1118+480.* **MNRAS** **318**, pp. L15–L19, oct. 2000.
- A. MERLONI ET A. C. FABIAN. *Accretion disc coronae as magnetic reservoirs.* **MNRAS** **321**, pp. 549–552, mars 2001a.
- A. MERLONI ET A. C. FABIAN. *Thunderclouds and accretion discs : a model for the spectral and temporal variability of Seyfert 1 galaxies.* **MNRAS** **328**, pp. 958–968, déc. 2001b.
- F. MEYER, B. F. LIU ET E. MEYER-HOFMEISTER. *Black hole X-ray binaries : a new view on soft-hard spectral transitions.* **A&A** **354**, pp. L67–L70, fév. 2000a.
- F. MEYER, B. F. LIU ET E. MEYER-HOFMEISTER. *Evaporation : The change from accretion via a thin disk to a coronal flow.* **A&A** **361**, pp. 175–188, sept. 2000b.
- F. MEYER ET E. MEYER-HOFMEISTER. *Accretion disk evaporation by a coronal siphon flow.* **A&A** **288**, pp. 175–182, août 1994.
- P. G. MEZGER, W. J. DUSCHL ET R. ZYLKA. *The Galactic Center : a laboratory for AGN ?* **A&A Rev.** **7**, pp. 289–388, 1996.
- K. A. MILLER ET J. M. STONE. *The Formation and Structure of a Strongly Magnetized Corona above a Weakly Magnetized Accretion Disk.* **ApJ** **534**, pp. 398–419, mai 2000.
- I. F. MIRABEL, V. DHAWAN, S. CHATY, L. F. RODRIGUEZ, J. MARTI, C. R. ROBINSON, J. SWANK ET T. GEBALLE. *Accretion instabilities and jet formation in GRS 1915+105.* **A&A** **330**, pp. L9–L12, fév. 1998.
- I. F. MIRABEL ET L. F. RODRIGUEZ. *A Superluminal Source in the Galaxy.* **Nature** **371**, pp. 46–+, sept. 1994.
- I. F. MIRABEL ET L. F. RODRÍGUEZ. *Sources of Relativistic Jets in the Galaxy.* **ARA&A** **37**, pp. 409–443, 1999.
- I. F. MIRABEL, L. F. RODRIGUEZ, B. CORDIER, J. PAUL ET F. LEBRUN. *A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E140.7 - 2942.* **Nature** **358**, pp. 215–217, juil. 1992.
- K. MITSUDA, H. INOUE, K. KOYAMA, K. MAKISHIMA, M. MATSUOKA, Y. OGAWARA, K. SUZUKI, Y. TANAKA, N. SHIBAZAKI ET T. HIRANO. *Energy spectra of low-mass binary X-ray sources observed from TENMA.* **PASJ** **36**, pp. 741–759, 1984.
- A. MIYAZAKI ET M. TSUBOI. *Properties of dense molecular clouds in the galactic center region.* **Advances in Space Research** **23**, pp. 973–976, 1999.
- A. MIYAZAKI ET M. TSUBOI. *Dense Molecular Clouds in the Galactic Center Region. II. Statistical Properties of the Galactic Center Molecular Clouds.* **ApJ** **536**, pp. 357–367, juin 2000.

- M. MORRIS. *Galactic Centre - Hard-Pressed Molecular Clouds*. **Nature** **357**, pp. 640–+, juin 1992.
- M. MORRIS. *Molecular Gas Near the Galactic Center*. In *IAU Symp. 170 : CO : Twenty-Five Years of Millimeter-Wave Spectroscopy*, pp. 57–+, 1996a.
- M. MORRIS. *What are the Radio Filaments near the Galactic Center?*. In *IAU Symp. 169 : Unsolved Problems of the Milky Way*, pp. 247–+, 1996b.
- M. MORRIS, J. A. DAVIDSON ET M. W. WERNER. *Far-infrared studies of the Galactic Center Arc using the Kuiper Airborne Observatory*. In *ASP Conf. Ser. 73 : From Gas to Stars to Dust*, pp. 477–488, 1995.
- M. MORRIS ET E. SERABYN. *The Galactic Center Environment*. **ARA&A** **34**, pp. 645–702, 1996.
- M. MORRIS, K. I. UCHIDA ET T. DO. *The Double Helix Nebula : a magnetic torsional wave propagating out of the Galactic centre*. **Nature astro-ph/0512452**, 2006.
- M. MORRIS ET F. YUSEF-ZADEH. *The thermal, arched filaments of the radio arc near the Galactic center - Magnetohydrodynamic-induced ionization?* **ApJ** **343**, pp. 703–712, août 1989.
- P. M. MORSE ET H. FESHBACH. *Methods of theoretical physics*. International Series in Pure and Applied Physics, New York : McGraw-Hill, 1953, 1953.
- M. P. MUNO, F. K. BAGANOFF, M. W. BAUTZ, W. N. BRANDT, P. S. BROOS, E. D. FEIGELSON, G. P. GARMIRE, M. R. MORRIS, G. R. RICKER ET L. K. TOWNSLEY. *A Deep Chandra Catalog of X-Ray Point Sources toward the Galactic Center*. **ApJ** **589**, pp. 225–241, mai 2003.
- M. P. MUNO, F. K. BAGANOFF, M. W. BAUTZ, E. D. FEIGELSON, G. P. GARMIRE, M. R. MORRIS, S. PARK, G. R. RICKER ET L. K. TOWNSLEY. *Diffuse X-Ray Emission in a Deep Chandra Image of the Galactic Center*. **ApJ** **613**, pp. 326–342, sept. 2004.
- R. F. MUSHOTZKY, C. DONE ET K. A. POUNDS. *X-ray spectra and time variability of active galactic nuclei*. **ARA&A** **31**, pp. 717–761, 1993.
- R. NARAYAN, P. GOLDREICH ET J. GOODMAN. *Physics of modes in a differentially rotating system - Analysis of the shearing sheet*. **MNRAS** **228**, pp. 1–41, sept. 1987.
- R. NARAYAN, S. KATO ET F. HONMA. *Global Structure and Dynamics of Advection-dominated Accretion Flows around Black Holes*. **ApJ** **476**, pp. 49–+, fév. 1997.
- R. NARAYAN ET M. V. MEDVEDEV. *Thermal Conduction in Clusters of Galaxies*. **ApJ** **562**, pp. L129–L132, déc. 2001.
- R. NARAYAN ET I. YI. *Advection-dominated accretion : A self-similar solution*. **ApJ** **428**, pp. L13–L16, juin 1994.
- R. NARAYAN ET I. YI. *Advection-dominated accretion : Self-similarity and bipolar outflows*. **ApJ** **444**, pp. 231–243, mai 1995.
- F. M. NEUBAUER. *Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io - Theory*. **J. Geophys. Res.** **85**, pp. 1171–1178, mars 1980.

- F. M. NEUBAUER. *The sub-Alfvénic interaction of the Galilean satellites with the Jovian magnetosphere*. **J. Geophys. Res.** **103**, pp. 19843–19866, sept. 1998.
- W. A. NEWCOMB. *Lagrangian and Hamiltonian methods in magnetohydrodynamics*. **Nucl. Fusion supplement**(part 2), pp. 451–463, 1962.
- M. E. NORD, T. J. W. LAZIO, N. E. KASSIM, S. D. HYMAN, T. N. LAROSA, C. L. BROGAN ET N. DURIC. *High-Resolution, Wide-Field Imaging of the Galactic Center Region at 330 MHz*. **AJ** **128**, pp. 1646–1670, oct. 2004.
- G. NOVAK, D. T. CHUSS, T. RENBARGER, G. S. GRIFFIN, M. G. NEWCOMB, J. B. PETERSON, R. F. LOEWENSTEIN, D. PERNIC ET J. L. DOTSON. *First Results from the Submillimeter Polarimeter for Antarctic Remote Observations : Evidence of Large-Scale Toroidal Magnetic Fields in the Galactic Center*. **ApJ** **583**, pp. L83–L86, fév. 2003.
- T. OKA, T. HASEGAWA, M. HAYASHI, T. HANDA ET S. SAKAMOTO. *CO ($J = 2-1$) Line Observations of the Galactic Center Molecular Cloud Complex. II. Dynamical Structure and Physical Conditions*. **ApJ** **493**, pp. 730–+, jan. 1998a.
- T. OKA, T. HASEGAWA, F. SATO, M. TSUBOI ET A. MIYAZAKI. *A Large-Scale CO Survey of the Galactic Center*. **ApJS** **118**, pp. 455–515, oct. 1998b.
- T. OKA, T. HASEGAWA, F. SATO, M. TSUBOI, A. MIYAZAKI ET M. SUGIMOTO. *Statistical Properties of Molecular Clouds in the Galactic Center*. **ApJ** **562**, pp. 348–362, nov. 2001.
- R. OUYED ET R. E. PUDRITZ. *Numerical Simulations of Astrophysical Jets from Keplerian Disks. I. Stationary Models*. **ApJ** **482**, pp. 712–+, juin 1997.
- J. C. B. PAPALOIZOU ET J. E. PRINGLE. *The dynamical stability of differentially rotating discs with constant specific angular momentum*. **MNRAS** **208**, pp. 721–750, juin 1984.
- J. C. B. PAPALOIZOU ET J. E. PRINGLE. *The dynamical stability of differentially rotating discs. II*. **MNRAS** **213**, pp. 799–820, avr. 1985.
- E. N. PARKER. *The Dynamical State of the Interstellar Gas and Field*. **ApJ** **145**, pp. 811–+, sept. 1966.
- G. PELLETIER ET R. E. PUDRITZ. *Hydromagnetic disk winds in young stellar objects and active galactic nuclei*. **ApJ** **394**, pp. 117–138, juil. 1992.
- E. S. PERLMAN, J. A. BIRETTA, F. ZHOU, W. B. SPARKS ET F. D. MACCHETTO. *Optical and Radio Polarimetry of the M87 Jet at 0.2" Resolution*. **AJ** **117**, pp. 2185–2198, mai 1999.
- T. PIRAN. *The role of viscosity and cooling mechanisms in the stability of accretion disks*. **ApJ** **221**, pp. 652–660, avr. 1978.
- R. L. PLANTE, K. Y. LO ET R. M. CRUTCHER. *The magnetic fields in the galactic center : Detection of H1 Zeeman splitting*. **ApJ** **445**, pp. L113–L116, juin 1995.
- L. A. POZDNIAKOV, I. M. SOBOL ET R. A. SIUNIAEV. *Comptonization and the shaping of X-ray source spectra - Monte Carlo calculations*. **Astrophysics and Space Physics Reviews** **2**, pp. 189–331, 1983.
- J. E. PRINGLE. *Thermal instabilities in accretion discs*. **MNRAS** **177**, pp. 65–71, oct. 1976.

- J. E. PRINGLE. *Accretion discs in astrophysics*. **ARA&A** **19**, pp. 137–162, 1981.
- T. P. RAY, R. MUNDT, J. E. DYSON, S. A. E. G. FALLE ET A. C. RAGA. *HST Observations of Jets from Young Stars*. **ApJ** **468**, pp. L103+, sept. 1996.
- M. J. REES, E. S. PHINNEY, M. C. BEGELMAN ET R. D. BLANDFORD. *Ion-supported tori and the origin of radio jets*. **Nature** **295**, pp. 17–21, jan. 1982.
- Y. REPHAELI. *The distribution and mass of iron in the intracluster space of rich clusters of galaxies*. **ApJ** **225**, pp. 335–338, oct. 1978.
- M. G. REVNIVTSEV, E. M. CHURAZOV, S. Y. SAZONOV, R. A. SUNYAEV, A. A. LUTOVINOV, M. R. GILFANOV, A. A. VIKHLININ, P. E. SHTYKOVSKY ET M. N. PAVLINSKY. *Hard X-ray view of the past activity of Sgr A* in a natural Compton mirror*. **A&A** **425**, pp. L49–L52, oct. 2004.
- W. G. ROBERGE, S. HANANY ET D. W. MESSINGER. *Grain Alignment by Ambipolar Diffusion in Molecular Clouds*. **ApJ** **453**, pp. 238–+, nov. 1995.
- J. RODRIGUEZ, P. VARNIÈRE, M. TAGGER ET P. DUROUCHOUX. *Accretion-ejection instability and QPO in black hole binaries I. Observations*. **A&A** **387**, pp. 487–496, mai 2002.
- R. ROSNER ET G. BODO. *The Origin of Filaments in the Interstellar Medium*. **ApJ** **470**, pp. L49+, oct. 1996.
- F. ROSSO ET G. PELLETIER. *Investigation of astrophysical filaments and determination of their size*. **A&A** **270**, pp. 416–425, mars 1993.
- F. ROSSO ET G. PELLETIER. *A variational method for solving fast MHD flows. Consequences for stellar and extragalactic jets*. **A&A** **287**, pp. 325–337, juil. 1994.
- A. ROZANSKA ET B. CZERNY. *The Structure of the Boundary Layer Between an Accretion Disk and a Corona*. **Acta Astronomica** **46**, pp. 233–252, avr. 1996.
- P. H. RUTHERFORD ET E. A. FRIEMAN. *Drift instabilities in general magnetic field configurations*. **Phys. Fluids** **11**(3), pp. 569–585, March 1968.
- M. RYLE ET B. B. VONBERG. *Solar radiation on 175 mc./s*. **Nature** **158**, p. 339, 1946.
- R. H. SANDERS ET T. LOWINGER. *The Distribution of Mass in the Galactic Nucleus*. **AJ** **77**, pp. 292–+, mai 1972.
- S. SCHINDLER, W. KAPFERER, W. DOMAINKO, M. MAIR, E. VAN KAMPEN, T. KRONBERGER, S. KIMESWENGER, M. RUFFERT, O. MANGETE ET D. BREITSCHWERDT. *Metal enrichment processes in the intra-cluster medium*. **A&A** **435**, pp. L25–L28, mai 2005.
- R. SCHLICKEISER. *Cosmic ray astrophysics*. Cosmic ray astrophysics / Reinhard Schlickeiser, Astronomy and Astrophysics Library; Physics and Astronomy Online Library. Berlin : Springer. ISBN 3-540-66465-3, 2002, XV + 519 pp., 2002.
- P. SCHUECKER, A. FINOGENOV, F. MINIATI, H. BÖHRINGER ET U. G. BRIEL. *Probing turbulence in the Coma galaxy cluster*. **A&A** **426**, pp. 387–397, nov. 2004.
- E. SERABYN ET M. MORRIS. *The source of the relativistic particles in the galactic center arc*. **ApJ** **424**, pp. L91–L94, avr. 1994.

- S. SERJEANT, S. RAWLINGS, M. LACY, S. J. MADDOX, J. C. BAKER, D. CLEMENTS ET P. B. LILJE. *The radio-optical correlation in steep-spectrum quasars*. **MNRAS** **294**, pp. 494–+, mars 1998.
- N. I. SHAKURA ET R. A. SUNYAEV. *Black holes in binary systems. Observational appearance*. **A&A** **24**, pp. 337–355, 1973.
- N. I. SHAKURA ET R. A. SUNYAEV. *A theory of the instability of disk accretion on to black holes and the variability of binary X-ray sources, galactic nuclei and quasars*. **MNRAS** **175**, pp. 613–632, juin 1976.
- S. L. SHAPIRO, A. P. LIGHTMAN ET D. M. EARDLEY. *A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1 - Structure and spectrum*. **ApJ** **204**, pp. 187–199, fév. 1976.
- S. L. SHAPIRO ET S. A. TEUKOLSKY. *Black holes, white dwarfs, and neutron stars : The physics of compact objects*. Research supported by the National Science Foundation. New York, Wiley-Interscience, 1983, 663 p., 1983.
- D. M. SMITH, W. A. HEINDL ET J. H. SWANK. *Two Different Long-Term Behaviors in Black Hole Candidates : Evidence for Two Accretion Flows ?* **ApJ** **569**, pp. 362–380, avr. 2002.
- Y. SOFUE ET M. FUJIMOTO. *The vertical large-scale magnetic fields in spiral galaxies*. **PASJ** **39**, pp. 843–848, 1987.
- Y. SOFUE, H. KIGURE ET K. SHIBATA. *Magnetic-Reconnection and Current-Sheet Model for the Radio Arc and Threads in the Galactic Center*. **PASJ** **57**, pp. L39–L43, oct. 2005.
- Y. SOFUE, W. REICH, M. INOUE ET J. H. SEIRADAKIS. *The magnetic field near the galactic center*. **PASJ** **39**, pp. 95–107, 1987.
- P. M. SOLOMON, A. R. RIVOLO, J. BARRETT ET A. YAHIL. *Mass, luminosity, and line width relations of Galactic molecular clouds*. **ApJ** **319**, pp. 730–741, août 1987.
- D. J. SOUTHWOOD ET M. A. SAUNDERS. *Curvature coupling of slow and Alfvén MHD waves in a magnetotail field configuration*. **Planet. Space Sci.** **33**, pp. 127–134, jan. 1985.
- R. E. SPENCER. *A radio jet in SS433*. **Nature** **282**, pp. 483–+, nov. 1979.
- L. SPITZER. *Physics of Fully Ionized Gases*. Physics of Fully Ionized Gases, New York : Interscience (2nd edition), 1962, 1962.
- L. SPITZER. *Physical processes in the interstellar medium*. New York Wiley-Interscience, 1978. 333 p., 1978.
- A. A. STARK, J. BALLY, O. E. GERHARD ET J. BINNEY. *On the fate of Galactic centre molecular clouds*. **MNRAS** **248**, pp. 14P–17P, jan. 1991.
- J. M. STONE, J. F. HAWLEY, C. F. GAMMIE ET S. A. BALBUS. *Three-dimensional Magnetohydrodynamical Simulations of Vertically Stratified Accretion Disks*. **ApJ** **463**, pp. 656–+, juin 1996.
- R. A. SUNYAEV ET L. G. TITARCHUK. *Comptonization of X-rays in plasma clouds - Typical radiation spectra*. **A&A** **86**, pp. 121–138, juin 1980.
- R. SVENSSON ET A. A. ZDZIARSKI. *Black hole accretion disks with coronae*. **ApJ** **436**, pp. 599–606, déc. 1994.

- M. TAGGER. *On Rossby waves and vortices with differential rotation*. **A&A** **380**, pp. 750–757, déc. 2001.
- M. TAGGER, R. N. HENRIKSEN, J. F. SYGNET ET R. PELLAT. *Spiral waves and instability in magnetized astrophysical disks*. **ApJ** **353**, pp. 654–657, avr. 1990.
- M. TAGGER ET F. MELIA. *A Possible Rossby Wave Instability Origin for the Flares in Sagittarius A**. **ApJ** **636**, pp. L33–L36, jan. 2006.
- M. TAGGER ET R. PELLAT. *An accretion-ejection instability in magnetized disks*. **A&A** **349**, pp. 1003–1016, sept. 1999.
- M. TAGGER, P. VARNIÈRE, J. RODRIGUEZ ET R. PELLAT. *Magnetic Floods : A Scenario for the Variability of the Microquasar GRS 1915+105*. **ApJ** **607**, pp. 410–419, mai 2004.
- T. TAMURA, J. S. KAASTRA, J. W. A. DEN HERDER, J. A. M. BLEEKER ET J. R. PETERSON. *Elemental abundances in the intracluster medium as observed with XMM-Newton*. **A&A** **420**, pp. 135–146, juin 2004.
- Y. TANAKA. *ASCA observation of X-ray emission from the Galactic ridge*. **A&A** **382**, pp. 1052–1060, fév. 2002.
- Y. TANAKA, K. KOYAMA, Y. MAEDA ET T. SONOBE. *Unusual Properties of X-Ray Emission near the Galactic Center*. **PASJ** **52**, pp. L25–L30, août 2000.
- Y. TANAKA, T. MIYAJI ET G. HASINGER. *Origin of the Galactic ridge X-ray emission*. **Astronomische Nachrichten** **320**, pp. 181–+, 1999.
- S. TANUMA, T. YOKOYAMA, T. KUDOH, R. MATSUMOTO, K. SHIBATA ET K. MAKISHIMA. *Magnetic Reconnection as the Origin of Galactic-Ridge X-Ray Emission*. **PASJ** **51**, pp. 161–172, fév. 1999.
- K. S. THORNE ET R. H. PRICE. *Cygnus X-1 - an interpretation of the spectrum and its variability*. **ApJ** **195**, pp. L101–L105, fév. 1975.
- K. THORNTON, M. GAUDLITZ, H.-T. JANKA ET M. STEINMETZ. *Energy Input and Mass Redistribution by Supernovae in the Interstellar Medium*. **ApJ** **500**, pp. 95–+, juin 1998.
- A. TOOMRE. *On the gravitational stability of a disk of stars*. **ApJ** **139**, pp. 1217–1238, mai 1964.
- C. A. TOUT ET J. E. PRINGLE. *Accretion disc viscosity - A simple model for a magnetic dynamo*. **MNRAS** **259**, pp. 604–612, déc. 1992.
- M. TSUBOI, T. HANDA ET N. UKITA. *Dense Molecular Clouds in the Galactic Center Region. I. Observations and Data*. **ApJS** **120**, pp. 1–39, jan. 1999.
- M. TSUBOI, M. INOUE, T. HANDA, H. TABARA, T. KATO, Y. SOFUE ET N. KAIFU. *Prominent polarized plumes in the galactic center region and their magnetic field*. **AJ** **92**, pp. 818–824, oct. 1986.
- M. TSUBOI, T. KAWABATA, T. KASUGA, T. HANDA ET T. KATO. *Galactic Center Arc-Polarized Plumes Complex at 43 GHz*. **PASJ** **47**, pp. 829–836, déc. 1995.
- K. I. UCHIDA ET R. GUESTEN. *The large-scale magnetic field in the Galactic Center*. **A&A** **298**, pp. 473–+, juin 1995.

- K. I. UCHIDA, M. MORRIS ET J. BALLY. *in Book Review by Genzel and Harris : The nuclei of normal galaxies / Kluwer, 1993. Space Science Reviews* **76**, pp. 99–103, 1994.
- A. VALINIA, V. TATISCHEFF, K. ARNAUD, K. EBISAWA ET R. RAMATY. *On the Origin of the Iron K Line in the Spectrum of The Galactic X-Ray Background. ApJ* **543**, pp. 733–739, nov. 2000.
- H. VAN DER LAAN. *A Model for Variable Extragalactic Radio Sources. Nature* **211**, pp. 1131–+, 1966.
- P. VARNIÈRE, J. RODRIGUEZ ET M. TAGGER. *Accretion-ejection instability and QPO in black-hole binaries. II. Relativistic effects. A&A* **387**, pp. 497–506, mai 2002.
- P. VARNIÈRE ET M. TAGGER. *Accretion-Ejection Instability in magnetized disks : Feeding the corona with Alfvén waves. A&A* **394**, pp. 329–338, oct. 2002.
- E. P. VELIKHOV. *Sov. Phys. JETP Lett.* **9**(995), 1959.
- Q. D. WANG, E. V. GOTTHELF ET C. C. LANG. *A faint discrete source origin for the highly ionized iron emission from the Galactic Centre region. Nature* **415**, pp. 148–150, jan. 2002.
- R. S. WARWICK, M. J. L. TURNER, M. G. WATSON ET R. WILLINGALE. *The galactic ridge observed by EXOSAT. Nature* **317**, pp. 218–221, sept. 1985.
- D. A. WOLF-GLADROW, F. M. NEUBAUER ET M. LUSSEM. *Io's interaction with the plasma torus - A self-consistent model. J. Geophys. Res.* **92**, pp. 9949–9961, sept. 1987.
- D. M. WORRALL, F. E. MARSHALL, E. A. BOLDT ET J. H. SWANK. *HEAO 1 measurements of the galactic ridge. ApJ* **255**, pp. 111–121, avr. 1982.
- A. N. WRIGHT ET S. J. SCHWARTZ. *The equilibrium of a conducting body embedded in a flowing plasma. J. Geophys. Res.* **95**, pp. 4027–4038, avr. 1990.
- Y. WU, M. HUANG ET J. HE. *A catalogue of high velocity molecular outflows. A&AS* **115**, pp. 283–+, fév. 1996.
- S. YAMAUCHI, H. KANEDA, K. KOYAMA, K. MAKISHIMA, K. MATSUZAKI, T. SONOBE, Y. TANAKA ET N. YAMASAKI. *Unresolved X-Ray Emission from the Galactic Ridge with ASCA. PASJ* **48**, pp. L15–L20, avr. 1996.
- S. YAMAUCHI, M. KAWADA, K. KOYAMA, H. KUNIEDA ET Y. TAWARA. *Optically thin hot plasma near the Galactic center - Mapping observations of the 6.7 keV iron line. ApJ* **365**, pp. 532–538, déc. 1990.
- A. YOSHIZAWA ET N. YOKOI. *Turbulent magnetohydrodynamic dynamo for accretion disks using the cross-helicity effect. ApJ* **407**, pp. 540–548, avr. 1993.
- F. YUSEF-ZADEH. *The Origin of the Galactic Center Nonthermal Radio Filaments : Young Stellar Clusters. ApJ* **598**, pp. 325–333, nov. 2003.
- F. YUSEF-ZADEH ET M. MORRIS. *The linear filaments of the radio arc near the Galactic center. ApJ* **322**, pp. 721–728, nov. 1987.
- F. YUSEF-ZADEH ET M. MORRIS. *The northern extension of the radio arc near the Galactic center. ApJ* **329**, pp. 729–738, juin 1988.

- A. A. ZDZIARSKI, P. LUBIŃSKI, M. GILFANOV ET M. REVNIVTSEV. *Correlations between X-ray and radio spectral properties of accreting black holes*. **MNRAS** **342**, pp. 355–372, juin 2003.
- W. H. ZUREK ET W. BENZ. *Redistribution of angular momentum by nonaxisymmetric instabilities in a thick accretion disk*. **ApJ** **308**, pp. 123–133, sept. 1986.

