



HAL
open science

Origine du champ magnétique en cosmologie et formation des galaxies

Mathieu Langer

► **To cite this version:**

Mathieu Langer. Origine du champ magnétique en cosmologie et formation des galaxies. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2002. Français. NNT: . tel-00002495

HAL Id: tel-00002495

<https://theses.hal.science/tel-00002495v1>

Submitted on 6 Nov 2003

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

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

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Constituants élémentaires - Systèmes complexes

présentée par

Matěj LANGER

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie - Paris VI

Origine du champ magnétique en cosmologie et formation des galaxies

Soutenue le 16 décembre 2002 devant le jury composé de :

Pr.	Michael	JOYCE	Président du jury
Pr.	Jean	HEYVAERTS	Rapporteur
Pr.	Joseph	SILK	Rapporteur
Dr.	François	BOUCHET	Examineur
Pr.	Jean-Pierre	CHIÈZE	Examineur
Dr.	Jean-Loup	PUGET	Directeur de thèse

**Institut d'Astrophysique Spatiale
UMR 8617, Université Paris-Sud, Orsay**



Tapadh leibh...

A INSI donc, nous y voilà, c'est terminé. Voilà exactement trois ans que je me disais : "Trois ans, dame !, c'est une portion généreuse d'éternité, j'ai donc tout mon temps !" Et voici qu'aujourd'hui mes mots sont tout différents : "Trois ans, diantre !, c'est à peine un fragment d'instant, où donc est tout ce temps que j'avais ?" Oui, c'est classique, c'est toujours la même histoire de perspective...

Dans cette tranche de vie, j'ai eu la chance de découvrir, d'apprendre et de comprendre beaucoup de choses, parfois à peine soupçonnées, tant en astrophysique que dans d'autres domaines. Cette chance, je la dois en premier lieu à Jean-Loup dont la célérité d'esprit suscite presque autant l'agacement qu'elle force l'admiration, et dont l'énergie inépuisable laisse inmanquablement stupéfait. Merci à lui d'avoir endossé pour ma thèse le rôle de directeur et d'avoir toujours su, aux instants cruciaux, trouver dans son emploi du temps de ministre quelques longs moments à me consacrer.

Mais cette chance, je la dois en immense partie à Nabila, avec qui travailler se détache définitivement de son étymologie et devient véritablement un plaisir. Merci à elle pour nos nombreuses discussions, pour ses remarques toujours utiles (quoi qu'elle en dise), pour sa relecture critique de mon manuscrit, et pour sa disponibilité sans limite.

Je suis également redevable à Christophe dont les cours au DEA m'ont ouvert en grand une fenêtre sur la cosmologie. Merci à lui d'avoir attiré mon attention sur le problème du sur-refroidissement et de m'avoir introduit à l'Institut d'Astrophysique Spatiale.

A ce propos, j'aimerais remercier les membres de l'IAS, et plus spécifiquement ceux de l'équipe Physique des Galaxies au sein de laquelle j'ai pu, plus d'une fois, étancher ma soif de savoir dans des domaines de recherche situés à quelques redshifts des miens... Qu'ils trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour avoir accepté la place, peut-être trop discrète, voire incongrue pour certains, que j'ai prise en leur sein. De la même façon, ma reconnaissance revient à Joe qui m'a accueilli à Oxford, au sein de son groupe de cosmologie en expansion, tout d'abord en stage de DEA puis, durant ma thèse, au cours de tout une année hors du commun.

Enfin, une partie de mes travaux a été faite en collaboration avec Patrick Hennebelle et Michel Pérault. Je voudrais ici les remercier pour leur indulgence face à mes remarques souvent naïves et pour leur patience avec mes questions formulées parfois de manière bien hésitante.

Comme tout ce que l'on entreprend sur une si longue durée, mon parcours de thèse a été jalonné d'heures sombres et de moments radieux. Rien de ce que je présente dans ce manuscrit n'aurait été possible sans l'appui que j'ai trouvé dans mon entourage. A toutes celles et tous ceux qui ont fait que ces trois ans de thèse resteront pour moi une heureuse aventure, je dis merci.

Je remercie les jeunes de l'IAS, et les juste un peu moins jeunes aussi, doctorants ou pas, pour nos "tea & coffee breaks" dans Le Bocal et pour les moments de détente particulièrement salvateurs dans les derniers mois. Dans le désordre alphabétique, je les citerai chacun, car c'est autant en groupe qu'individuellement qu'ils ont contribué à ma bonne humeur, voire à ma santé mentale : Michel, Aline, Alex, Rym, Eric, Daniela, Laurent, Maud, Jérémie, Aurélie, Bertrand, Predrag, P.I., Guillaume, Thierry, Valérie¹, Arno¹, Nico¹, Manu¹, Nabila², Simona et Olivier. Je voudrais aussi adresser un remerciement tout particulier à Sujit³ et à Philippe, avec qui nous avons partagé, jusqu'au bout, de longues heures nocturnes, parfois laborieuses, passées à écrire, écrire et écrire, avec le sentiment de n'en finir jamais. . . Enfin, à toi Francine qui ne m'as pas laissé le temps de te le dire, merci pour ta générosité sans limite et ton dévouement à ce que tu aimes qui m'ont plus d'une fois été source d'estime et d'inspiration.

Au cours de ces trois ans de thèse, j'ai eu le bonheur d'être aussi entouré de gens exceptionnels extérieurs au milieu orcéen, voire étrangers à l'astrophysique. Mèsi anpil, piti Gary mwen, pou sitèlman bèl souri ou, und viellen Dank, liebe Silke, für die sehr schöne Nachmittage, die wir diskutierend über Literatur, Kinematographie, deutsche Sprache, Psychologie. . . zusammen verbracht haben. For our walks through University Parks and our lascivious conversations, Katsura ありがとう ございます, et merci à toi Charles-François pour les excellentes discussions à Saint Cross, puis à Paris.

Ma reconnaissance va tout naturellement aussi à mes amis d'avant-thèse et de toujours, Violaine, Eva, Lise, Binh, et tous les autres que je n'oublie pas, qui m'ont laissé voguer au-delà des étoiles. Un grand merci à Frédéric dont l'amitié si précieuse m'a en particulier réconcilié avec mon retour d'Outre-Manche.

Pour terminer, comment pourrais-je ne pas citer ma famille, a především své rodiče, ve kterých jsem vždy cítil silnou důvěru ve mě a v mých volbách. Díky Vám, mamče v Paříži a tat'kovi v Praze, za Vaší spolehlivou podporu. Enfin, mon autre "petite famille", Marian, Claudia, Gianfranco et Juan Carlos (et aussi tante Stéphanie et oncle David. . .), tous les mots que je connais ne suffiraient pas pour dire ici à quel point vous comptez pour moi et combien votre amitié me réchauffe le cœur. C'est grâce à vous que je suis arrivé au bout de cette course, et c'est grâce à vous que je partirai de nouveau, car c'est terminé disais-je, mais c'est bien plutôt maintenant que tout peut commencer.

¹*Mens sana in corpore sano*, mille mercis de m'avoir périodiquement arraché à mon clavier pour les échanges défoulants de badminton !

²Encore ? ! décidément. . .

³Compagnon nomade des mes premiers pas à l'IAS.

Table des matières

Note au lecteur	ix
Introduction	1
1 Formation des structures dans l'Univers	5
1.1 Un soupçon de cosmologie	5
1.2 Le contenu de l'Univers : le cadre Λ -CDM	7
1.3 Les germes des galaxies et leur croissance	9
1.3.1 Le régime linéaire	10
1.3.2 Le régime non-linéaire et le refroidissement	16
1.3.3 Le scénario hiérarchique Λ -CDM : ses succès	18
1.4 Problèmes et questions ouvertes	19
1.4.1 Le centre des halos : problème pointu.	20
1.4.2 Sous-structure : trop, ou pas assez ?	21
1.4.3 Sur-refroidissement et problèmes connexes	22
1.5 Source(s) des problèmes	24
1.5.1 Chauffage, rétroaction et autorégulation	24
1.5.2 Eléments manquants	25
1.6 Perspectives	26
2 Stockage et transfert d'énergie dans le Milieu Interstellaire	27
2.1 Le Milieu Interstellaire	28
2.2 L'instabilité thermique	29
2.2.1 "Thermique" ?	29
2.2.2 "Instabilité" ?	30
2.2.3 Où l'instabilité devient (bi-)stabilité.	32
2.3 La magnétohydrodynamique et ses ondes	33
2.3.1 Gel du flux magnétique	33
2.3.2 Pression et tension magnétiques	35
2.3.3 Ondes hydromagnétiques	37
2.4 Transfert d'énergie dans un milieu biphasique magnétisé	39
2.4.1 Motivations	39
2.4.2 Résultats et limitations	40
2.5 Conclusions	46

3	Stabilité d'un milieu biphasique magnétisé : approche numérique	49
3.1	Situation physique	49
3.1.1	Equations du problème	49
3.1.2	Brève description du programme	50
3.1.3	Conditions initiales	52
3.2	Les nuages et leurs oscillations	53
3.2.1	Fuite des ondes d'Alfvén	54
3.3	Système de huit nuages magnétisés	57
3.3.1	Transport d'énergie à grande échelle	58
3.3.2	Stockage d'énergie	62
3.4	Discussion	66
4	Origine des champs magnétiques à grande échelle	69
4.1	Introduction	69
4.1.1	Le champ magnétique et ses effets	70
4.1.2	Observations	72
4.1.3	Questions ouvertes	74
4.1.4	Origines possibles	75
4.1.5	Amplification du champ magnétique	77
4.2	Nouveau modèle de magnétogenèse	80
4.2.1	Description des processus physiques	80
4.2.2	Question de saturation	81
4.3	Formalisme	84
4.3.1	Le flux ionisant	84
4.3.2	Equations de Maxwell	84
4.3.3	Loi d'Ohm généralisée	85
4.3.4	Problème linéarisé	86
4.4	Résultats	87
4.4.1	Forme analytique	87
4.4.2	Ordre de grandeur du champ magnétique généré	88
4.4.3	Spectre de puissance du champ magnétique	91
4.5	Discussion	95
5	Esquisse d'une solution au problème du sur-refroidissement	99
5.1	Protogalaxie multiphasique	99
5.2	Dynamique du système	103
5.3	Critère de formation revisité...	106
5.4	Perspectives	107
	Résumé et perspectives	109
	Articles	113
	Autres publications	133
	Bibliographie	137

Table des figures

1.1	Courbe de rotation de la galaxie NGC 3198 (van Albada et al. 1985)	8
1.2	Diagramme de refroidissement cosmologique	19
2.1	Rochers en équilibre stable et instable	31
2.2	Bistabilité du Milieu Interstellaire	32
2.3	Onde d'Alfvén	37
2.4	Onde magnétozonore	38
2.5	Energie interne dans un nuage du MIS induite par l'injection d'ondes d'Alfvén	41
2.6	Nuages connectés par un champ magnétique	42
2.7	Réflexion, transmission et réflexions internes d'ondes d'Alfvén dans un nuage du MIS en géométrie plan parallèle	44
3.1	Oscillation des nuages	54
3.2	Simulation - deux nuages : fuite d'ondes.	55
3.3	Deux nuages (bis)	56
3.4	Evolution de l'énergie dans un système de deux nuages magnétisés	57
3.5	Evolution de l'énergie dans un système de deux nuages magnétisés (bis)	58
3.6	Modèle numérique pour le transport d'énergie à grande échelle	59
3.7	Transport d'énergie cinétique à grande échelle	61
3.8	Energies internes et d'ensemble dans un système de huit nuages magnétisés	63
3.9	Dissipation de l'énergie dans un système de huit nuages magnétisés	65
4.1	Représentation simplifiée des processus mis en jeu dans la génération du champ magnétique.	81
4.2	Spectre de puissance du champ magnétique généré dans le régime non saturé	94
5.1	Formation d'une condensation	100
5.2	Nuages formés par instabilité thermique dans une protogalaxie	102

Note au lecteur

On utilise dans ce manuscrit le système d'unités C.G.S. gaussien dans lequel le champ magnétique est mesuré en Gauss et la densité d'énergie magnétique s'exprime par $\frac{B^2}{8\pi}$.

Par ailleurs, trois acronymes sont employés de manière récurrente :

- MIS : Milieu Interstellaire,
- CNM : "Cold Neutral Medium", milieu froid et neutre, correspondant aux nuages du MIS,
- WNM : "Warm Neutral Medium", milieu tiède et neutre, correspondant au gaz diffus du MIS.

Enfin, l'emploi d'anglicismes a été pour l'essentiel évité, hormis le terme "redshift" passé dans l'usage courant pour désigner le décalage spectral vers le rouge.

Introduction

LA cosmologie est aujourd'hui indéniablement entrée dans une ère de très grande précision. Grâce au développement d'instruments technologiques de pointe, en captant les reliques des premiers instants de l'Univers, nous sommes en mesure de vérifier que sa géométrie est euclidienne au dixième près, et de nouvelles expériences vont encore augmenter substantiellement cette précision sous peu. Parallèlement, grâce à des méthodes d'analyse de plus en plus complexes et détaillées, l'âge de l'Univers nous est désormais connu avec une grande exactitude. Enfin, l'Univers contient un nombre fini de composantes, et il semble que l'on sache parfaitement en quelle proportion chacun de ces éléments contribue à sa densité. Seule la nature exacte de certains d'entre eux échappe encore - mais pour combien de temps ? - à son identification.

Les relevés du ciel actuels prennent chaque jour davantage de données, et des dizaines de milliers de galaxies sont détectées et cataloguées. Relevant essentiellement de la gravité, la distribution à grande échelle de ces structures est désormais bien comprise du point de vue théorique et bien reproduite par les moyens numériques. En vérité, la prédiction de la structure à grande échelle de l'Univers est l'une des pierres angulaires des théories cosmologiques modernes.

A une échelle plus petite cependant, l'accord entre prédictions et observations est plus faible. En particulier, savoir comment naissent les galaxies est une question primordiale pour laquelle la réponse correcte échappe, encore et toujours, aux recherches des astrophysiciens. A dire vrai, les bases d'une théorie adéquate sont fermement établies depuis quelques dizaines d'années. Par la définition de critères simples, on sait par exemple expliquer la différence entre les galaxies et les structures plus grandes que sont les amas de galaxies. Des explications simples ont également été trouvées pour rendre compte d'un grand nombre de propriétés physiques des galaxies, comme par exemple la relation entre leur luminosité et leur vitesse de rotation. En revanche, comme nous le montrent invariablement les simulations numériques, les modèles de formation des galaxies souffrent de maladies chroniques. Parmi ces dernières, le *sur-refroidissement* est sans aucun doute l'un des problèmes les plus sérieux, et c'est dans l'optique d'apporter un élément de solution au sur-refroidissement que j'ai entrepris cette thèse.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, je rappelle brièvement le cadre cosmologique en faveur duquel un large consensus semble aujourd'hui régner au sein de la communauté scientifique. Je présente également les grandes lignes de la théorie sous-jacente aux modèles de formation des structures dans l'Univers. Je m'attache plus particulièrement à exposer les problèmes que rencontrent les modèles, et je décris avec plus de

précision le problème du sur-refroidissement. Ce dernier consiste, pour l'essentiel, en une perte trop rapide d'énergie, typiquement en un temps dynamique, observée dans les simulations numériques de galaxies en formation. En rappelant brièvement les approches employées dans le cadre des simulations, il apparaîtra clairement que la principale difficulté réside dans la compréhension détaillée de la physique du gaz à partir duquel naissent les galaxies. J'identifie ainsi quelques éléments essentiels, notamment le champ magnétique, qui ont mal, ou pas du tout été pris en compte jusqu'à présent dans l'élaboration des modèles de formation des galaxies.

La physique du gaz dans les milieux astrophysiques est extrêmement bien explorée dans l'étude de la Voie Lactée, notre galaxie. Le Milieu Interstellaire, qui occupe l'essentiel de son volume, est rempli de gaz et de poussières qui se présentent sous diverses phases de température et de densité. Il est le siège de phénomènes complexes qui sont à l'origine de sa structuration. Tout au long de cette thèse, j'ai cherché à trouver dans la physique du Milieu Interstellaire des éléments d'inspiration pour aborder le sur-refroidissement. Pour parer au problème, il faut identifier un mécanisme efficace par lequel l'énergie, au lieu d'être perdue localement, pourrait être redistribuée sur de grandes distances et stockée sur quelques temps dynamiques. J'aborde la question du stockage d'énergie au sein du Milieu Interstellaire dans le chapitre 2 en me concentrant sur le cas des nuages denses et froids formés par instabilité thermique. Les dispersions de vitesse observées dans ces derniers suggèrent fortement que le mouvement des particules n'est pas dû uniquement à l'agitation thermique. Une forme d'injection d'énergie turbulente semble nécessaire. Les ondes de la magnétohydrodynamique sont connues pour pouvoir rendre compte de ces observations. J'étudie alors le cas d'un nuage en géométrie plan-parallèle attaqué par un spectre d'ondes hydromagnétiques. Je montre que les interférences des ondes internes au nuage injectent dans ce dernier une énergie turbulente considérable et pouvant être de l'ordre de l'énergie cinétique globale du nuage. Cette énergie interne correspond à une pression supplémentaire qui permet de maintenir le nuage en équilibre avec le milieu qui l'entoure.

Les nuages denses et froids du Milieu Interstellaire sont regroupés en larges complexes dont la stabilité est une question essentielle. En effet, c'est à partir de tels nuages que se forment les étoiles. Or, les temps de vie de ces systèmes déduits des observations sont bien plus longs que le temps de vie estimé si l'on tient compte de la formation des étoiles. Par ailleurs, des mouvements non-thermiques sont observés, même au sein de complexes qui ne renferment pas d'étoiles susceptibles d'injecter de l'énergie turbulente. Comment ces mouvements sont-ils générés ? Et quel est le mécanisme responsable de la stabilité des systèmes de nuages ? J'aborde ces questions dans le chapitre 3. J'y présente les premiers résultats de simulations numériques d'un système magnétisé de nuages denses et froids plongés dans un milieu chaud et diffus. Je montre en particulier que le temps de dissipation d'un tel système biphasique est plusieurs ordres de grandeur plus long que celui d'un système homogène équivalent. Par ailleurs, grâce à la génération d'ondes internes, les nuages survivent plusieurs temps dynamiques, se comportant donc comme un réservoir d'énergie à long terme.

Il sera tentant de transposer directement les résultats obtenus dans le cadre du Milieu

Interstellaire au cas des galaxies en formation. Or, le champ magnétique est un élément essentiel du mécanisme de stockage d'énergie décrit aux chapitres 2 et 3. Pour pouvoir appliquer les conclusions du Milieu Interstellaire au cas protogalactique, encore faut-il s'assurer que le champ magnétique existe au moment de la formation des galaxies. C'est ce à quoi je m'emploie dans le chapitre 4. L'origine des champs magnétiques en cosmologie est restée un mystère malgré les importants efforts théoriques qui ont été déployés pour le percer. Je propose dans le chapitre 4 un nouveau modèle de magnétogenèse, basée sur la pression de radiation inhomogène et anisotrope qui remplit l'Univers à l'époque de sa réionisation. J'obtiens deux résultats essentiels. Tout d'abord, l'amplitude du champ magnétique généré est plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle trouvée dans les modèles habituels. Ensuite, reliant le spectre de puissance du champ magnétique généré à celui de la matière dans l'Univers, je montre que le champ magnétique est préférentiellement produit à grande échelle. Ces deux propriétés, extrêmement prometteuses du point de vue des champs magnétiques galactiques, permettent de rendre compte des amplitudes de champ mesurées dans les galaxies et les amas de galaxies.

La génération du champ magnétique cosmologique s'inscrit donc naturellement dans le contexte de la formation des structures. Fort de cette conclusion, j'esquisse pour terminer un modèle d'étude d'une protogalaxie biphasique contenant du champ magnétique. Je montre alors au chapitre 5 que les systèmes de nuages magnétisés de la protogalaxie et du Milieu Interstellaire sont dynamiquement équivalents. Dans ce cas, les résultats obtenus dans les chapitres 2 et 3 peuvent être *a priori* transposés au cas de la formation des galaxies. Le problème du sur-refroidissement est donc susceptible de trouver un élément de solution dans le mécanisme de redistribution et de stockage d'énergie que je propose dans cette thèse. Je présente enfin les perspectives de mon travail, en identifiant les étapes par lesquelles il me faudra passer pour aboutir à un modèle complet de protogalaxie biphasique magnétisée affranchie du sur-refroidissement.

1 Formation des structures dans l'Univers

ALORS que l'on est en mesure, aujourd'hui, de caractériser avec une grande précision l'Univers dans son ensemble par une poignée de paramètres cosmologiques, on est encore loin de posséder une théorie complète de la formation des structures. Certes, les fondements d'une telle théorie sont désormais bien établis, et nous les décrirons rapidement dans la première partie de ce chapitre. En revanche, certains détails, liés principalement à la physique du gaz, échappent encore à notre compréhension précise. Les modèles actuels souffrent de problèmes sérieux dont nous cernerons ici l'essence. Mais tout d'abord, commençons par rappeler quelques notions de cosmologie auxquelles nous ferons appel dans la suite.

1.1 Un soupçon de cosmologie

Comme de coutume, nous supposons notre Univers homogène et isotrope. Un tel univers peut être décrit par la métrique de Robertson-Walker,

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (1.1)$$

où, par convention, nous avons pris la vitesse de la lumière $c = 1$, et $a(t)$ est le facteur cosmologique d'échelle qui détermine les distances propres dans le système de coordonnées comobiles¹. La constante k est le paramètre de courbure prenant les valeurs discrètes $-1, 0$ ou $+1$, correspondant respectivement à un univers de géométrie hyperbolique, euclidienne ou sphérique.

A partir de la conservation de l'énergie et des équations d'Einstein qui lient la dynamique de l'Univers à sa densité d'énergie ρ , on obtient l'équation qui régit son évolution dans le temps, l'équation de Friedmann,

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \right)^2 = \frac{1}{3}(8\pi G\rho + \Lambda) - \frac{k}{a^2}. \quad (1.2)$$

Dans cette équation, G est la constante de gravitation de Newton et Λ est une constante, la fameuse constante cosmologique. Enfin, H est appelé paramètre de Hubble et sa valeur définit le taux d'expansion de l'Univers. Le paramètre de Hubble nous permet aussi de

¹Dans ce système de coordonnées ζ définies par $r(t) = a(t)\zeta$, tout point qui suit l'expansion de l'Univers est immobile [$r(t)$ représente les coordonnées physiques].

définir une longueur, $d_H = H^{-1}$. Cette longueur de Hubble donne l'ordre de grandeur de ce que l'on appelle "horizon de causalité" : deux régions de l'Univers séparées par une distance supérieure approximativement à d_H sont causalement déconnectées².

L'expansion de l'Univers, ou plus précisément la vitesse de fuite d'un objet qui suit l'expansion, est mesurée par le décalage spectral vers le rouge, ou "redshift", z (nous emploierons par la suite le terme anglais désormais passé dans l'usage). Le redshift mesure la différence relative, due à l'expansion, entre la longueur d'onde d'émission λ_1 et la longueur d'observation λ_0 , $z = \lambda_0/\lambda_1 - 1$. Le facteur d'échelle et le redshift sont directement liés par $z + 1 = a_0/a(t)$ où l'indice 0 désigne le moment présent.

Dans le cas où la constante Λ est nulle, le destin ultime de l'Univers est déterminé par la valeur de la courbure : pour $k = 0$ et $k = -1$, l'Univers est en expansion éternelle, tandis que pour $k = +1$, son expansion s'arrête et l'Univers s'effondre sur lui-même en un temps fini. Dans le cas $\Lambda \neq 0$, ces conclusions simples sont modifiées.

En prenant $\Lambda = 0$, on peut définir à partir de l'équation (1.2) une densité critique pour laquelle $k = 0$ par

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1.3)$$

à l'aide de laquelle on définit ensuite le paramètre de densité cosmologique Ω par

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}. \quad (1.4)$$

Nous pouvons faire de même avec la contribution de la constante Λ et définir le paramètre Ω_Λ par

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}, \quad (1.5)$$

auquel cas l'équation de Friedmann (1.2) prend la forme

$$H^2 = H^2 \left(\Omega + \Omega_\Lambda - \frac{k}{a^2 H^2} \right). \quad (1.6)$$

Nous pouvons en déduire $H^2 = k(\Omega + \Omega_\Lambda - 1)^{-1} a^{-2}$, et nous voyons qu'il existe donc une relation simple entre k et la valeur de $\Omega_T = \Omega + \Omega_\Lambda$:

$$\text{si } \Omega_T \begin{cases} > 1 \\ = 1 \\ < 1 \end{cases} \text{ alors } k = \begin{cases} +1 \\ 0 \\ -1 \end{cases}. \quad (1.7)$$

La valeur de Ω_T détermine donc la géométrie globale de l'Univers. De récentes observations du fond diffus cosmologique, ce rayonnement émis au moment des dernières interactions entre les photons et la matière de l'Univers primordial, ont montré que Ω_T était très proche de 1 et que notre Univers était donc spatialement plat (Balbi et al. 2000; de Bernardis et al. 2000; Pryke et al. 2002). Pour connaître l'histoire complète de la formation des structures, cette seule information n'est pas suffisante. En effet, il faut également savoir quelle est, en proportion, la contribution à Ω_T de chaque composante de l'Univers.

²On trouvera une définition exacte de la notion d'horizon dans Peacock (1999) par exemple.

1.2 Le contenu de l'Univers : le cadre Λ -CDM

L'Univers tel que nous le connaissons aujourd'hui contient diverses variétés de composantes. La composante la plus évidente est faite de matière visible que l'on trouve sous forme d'étoiles et de gaz diffus agglomérés en galaxies, qui elles-mêmes sont assemblées en amas ou en des structures plus grandes encore. Cette matière, les baryons, c'est la matière ordinaire, celle dont nous sommes faits, ce manuscrit, vous et moi.

La proportion en densité de cette forme de matière peut le mieux être estimée à partir des mesures d'abondance des éléments chimiques. Bien qu'il subsiste quelques incohérences entre les mesures des quantités de deutérium et de lithium primordiaux, la densité de baryons ρ_b ramenée à la densité critique de l'Univers ρ_c est évaluée à

$$0.0095 \leq \Omega_b h^2 \leq 0.023, \quad (1.8)$$

valeur obtenue en combinaison avec les résultats théoriques de la nucléosynthèse primordiale³ (où $h = H_0 / [100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}]$ est la constante de Hubble réduite, $h \approx 0.72$, voir par exemple Freedman et al. (2001)).

Les estimations obtenues à partir d'observations directes de matière (optiquement) lumineuse sont bien inférieures au résultat ci-dessus ($\Omega_{\text{lum}} \approx 0.0024h^{-1}$, Fukugita et al. 1998), ce qui implique que la majeure partie des baryons doit se trouver sous une forme (optiquement) sombre, échappant à la détection directe (gaz intergalactique chaud émettant en X , naines brunes, trous noirs, etc.). Plusieurs faisceaux d'indices suggèrent fortement que les baryons, sombres et lumineux, sont loin de représenter l'essentiel de la masse contenue dans l'Univers. A petite échelle par exemple, l'étude de la dynamique des étoiles au sein des galaxies indique la présence majoritaire d'une masse invisible, perceptible uniquement au travers de ses effets gravitationnels (voir fig. 1.1) et appelée pour cette raison matière noire. On est tenté d'imaginer que cette matière noire galactique est faite d'objets baryoniques sombres, mais de récentes expériences indiquent que de tels objets ne peuvent constituer au maximum que 40% du halo de matière noire autour de la Galaxie, la fraction favorisée par les observations étant de l'ordre de 20% (Palanque-Delabrouille 2001; Alcock et al. 2000). De même aux échelles plus grandes, on déduit la présence d'une composante massive sombre. A l'échelle des amas de galaxies par exemple, l'estimation de la masse gravitationnelle conduit à

$$\Omega_m \approx 0.3 - 0.4 \quad (1.9)$$

où Ω_m représente la fraction de la masse totale, c'est-à-dire de la masse sombre et de la masse baryonique visible (e.g. Mohr et al. 2000; Arnaud et al. 2002). En comparant avec la valeur de Ω_b donnée en (1.8), il apparaît clairement que l'essentiel de la masse n'est pas baryonique.

La nature de la matière noire non-baryonique n'est pas connue aujourd'hui. Bien entendu, plusieurs possibilités ont été envisagées. Par l'extrême faiblesse de leur interaction avec la matière ordinaire, les neutrinos reliques du Big-Bang semblent être les candidats

³Pour un état des lieux concis des mesures d'abondance et des résultats de la nucléosynthèse primordiale en août 2002, voir par exemple *Big-Bang Nucleosynthesis* par B.D. Fields et S. Sarkar dans Hagiwara et al. (2002), source mise à jour annuellement sur <http://pdg.lbl.gov/>

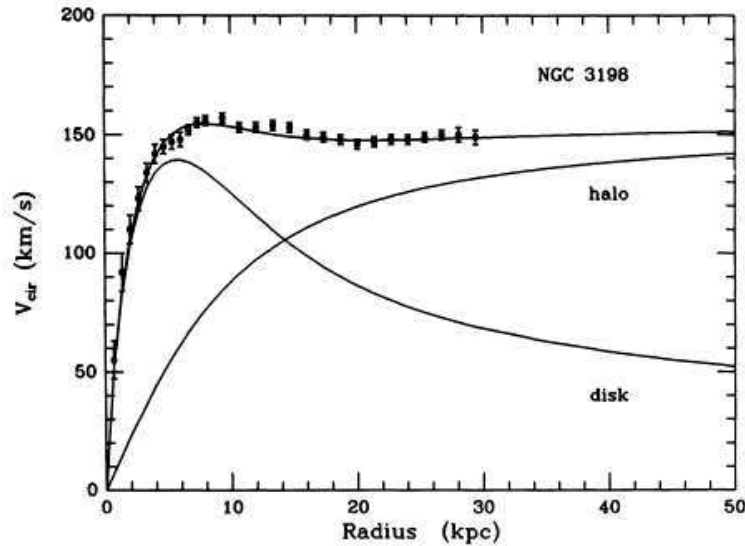


FIG. 1.1: Courbe de rotation de la galaxie NGC 3198 (extraite de van Albada et al. 1985). On a représenté ici la vitesse circulaire V_{cir} en fonction du rayon r à partir du centre de la galaxie. En l'absence de matière noire, on s'attend, pour de grands r , à $V_{\text{cir}}^2 \approx GM_{\text{vis}}/r$ où M_{vis} est la masse visible de la galaxie. Or, les points expérimentaux indiquent que pour $r \gtrsim 10$ kpc, $V_{\text{cir}} \sim 150 \text{ km.s}^{-1}$ est constante. Ceci implique $M_{\text{tot}} \approx G^{-1}V_{\text{cir}}^2 r$, ce qui révèle la présence d'un "halo" de matière noire dont le profil en densité décroît comme r^{-2} .

idéaux pour rendre compte de la masse invisible. On peut montrer que des neutrinos de masse m_ν contribuent à la densité de l'Univers par une quantité

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{m_\nu}{92 \text{ eV}}. \quad (1.10)$$

D'un autre côté, si l'on suppose que les halos de matière noire autour des galaxies sont composés de neutrinos, on peut poser une limite inférieure à leur masse : c'est la limite de Tremaine-Gunn (Tremaine & Gunn 1979, voir aussi Peacock 1999) qui donne $m_\nu > 80 \text{ eV}$ quand on l'applique aux galaxies naines (Gerhard & Spergel 1992). Ainsi donc, pour des valeurs raisonnables de h , Ω_ν serait nettement supérieur à $\Omega_c = 1$, et l'Univers serait fermé, ce qui semble en désaccord avec les résultats expérimentaux actuels. Par ailleurs, les théories de formation des structures fondées sur un modèle de matière noire exclusivement neutrinique ne sont pas en accord avec les observations. Une matière noire entièrement constituée de neutrinos semble donc exclue.

Les autres candidats non baryoniques de matière noire viennent de la physique des hautes énergies. Il s'agit de particules exotiques, au sens où leur existence n'a pas été prouvée expérimentalement mais découle uniquement, pour le moment, d'extensions théoriques du Modèle Standard, telle la supersymétrie (SUSY pour les intimes). Ces particules, qui seraient les reliques de la physique régissant l'Univers primordial, portent collectivement le sobriquet de WIMPs⁴ ("Weakly Interacting Massive Particles") ou de

⁴Parmi les WIMPs, la plus légère particule supersymétrique (appelée génériquement LSP pour "Lightest Supersymmetric Particle"), éventuellement stable, est toute désignée. En fonction des modèles de SUSY, l'identité de la LSP varie. C'est ainsi que dans le cadre du Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM), c'est le neutralino qui remporte les faveurs actuelles...

WIMPZILLAs selon qu'elles ont été ou pas en équilibre thermique avec le reste de l'Univers et qu'elles sont moyennement massives (de quelques μeV aux dizaines de GeV) ou très massives (de 10^{12} GeV à 10^{16} GeV). Diverses expériences s'attachent à détecter directement ou indirectement l'existence des WIMPs, voire à déterminer leur nature. Pour le moment cependant, seules des limites, encore très larges, ont pu être posées quant à leur masse. En réalité donc, la nature de la matière noire reste un mystère et constitue désormais un défi majeur pour la cosmologie et la physique des particules des années à venir.

Enfin, pour atteindre $\Omega_T = 1$, un composant supplémentaire est nécessaire. Au vu de récents résultats expérimentaux, fondés en particulier sur l'étude des courbes de luminosité des supernovæ (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999), l'Univers serait aujourd'hui en expansion accélérée. Cette accélération serait l'effet de la constante cosmologique Λ , énergie du vide de pression négative, dont la densité d'énergie dominerait aujourd'hui la dynamique de l'Univers. Le problème d'*ajustement fin*⁵ lié à la constante cosmologique a suscité le développement de modèles selon lesquels l'accélération actuelle de l'expansion, un peu à l'image de l'inflation, serait due à un champ scalaire, la quintessence Q , d'équation d'état $p_Q = w_Q \rho_Q$ avec $w_Q < 0$ aujourd'hui (w_Q peut éventuellement dépendre du temps, et $w_Q = -1$ correspond à une constante cosmologique ; p_Q et ρ_Q sont la pression et la densité d'énergie associées au champ Q).

Tant du point de vue expérimental⁶ que du point de vue théorique, on est encore loin de connaître la nature de Λ . D'autres études encore que celles qui reposent sur les supernovæ mettent cependant en évidence les effets d'une constante cosmologique non nulle. Le modèle cosmologique qui ressort de ce que nous venons de voir et qui aujourd'hui rend le mieux compte de l'ensemble des observations est appelé Λ -CDM. Nous l'adoptons comme cadre général pour toute la suite. Pour résumer, dans ce modèle, l'essentiel de la matière est constitué de matière noire froide ("Cold Dark Matter"), la matière ordinaire étant largement minoritaire. La contribution actuelle de ces deux composantes à la densité totale de l'Univers est donnée par $\Omega_{\text{CDM}} \sim 0.3$ et $\Omega_b \sim 0.03$. La densité critique $\Omega_T = 1$ est atteinte moyennant une constante cosmologique Λ dont la contribution est $\Omega_\Lambda \sim 0.7$ aujourd'hui. Enfin, les composantes relativistes que sont les photons et les neutrinos reliques des premiers âges de l'Univers apportent à la densité totale une contribution aujourd'hui négligeable, $\Omega_\gamma \sim 10^{-4}$ et $\Omega_\nu \sim 2 \cdot 10^{-5}$ respectivement. Nous allons voir maintenant comment dans un tel cadre naissent les galaxies.

1.3 Les germes des galaxies et leur croissance

D'un côté, l'observation de structures compactes de matière assemblées en galaxies ou amas de galaxies établit clairement que l'Univers n'est pas homogène, du moins à

⁵"Fine tuning" en anglais : si l'on s'accorde à penser que l'échelle naturelle de la physique des particules est la masse de Planck m_P , on peut montrer que la densité ρ_Λ est donnée par $\rho_\Lambda = \beta m_P^4 = 3\beta 10^{123} \text{ GeV.m}^{-3}$ où β est une constante sans dimension (on a pris $\hbar = c = 1$). Les physiciens des particules s'attendent à plusieurs contributions à β , chacune de l'ordre de l'unité. Or, si $\Omega_\Lambda \sim 0.7$, alors $\rho_\Lambda \sim 10 \text{ GeV.m}^{-3}$. Il faudrait donc "ajuster" très finement les diverses contributions à β pour parvenir à une valeur $\beta \sim 10^{-122}$.

⁶A ce jour, aucune particule fondamentale associée à un champ scalaire n'a encore été détectée, pas même le fameux boson de Higgs du Modèle Standard.

une échelle inférieure à 100 Mpc. D'un autre côté, la détection et l'étude du fond diffus cosmologique révèlent qu'à l'époque de la recombinaison, soit quand l'Univers n'était âgé que de 300 000 ans, la température T de l'Univers était homogène à mieux que 10^{-5} (c'est-à-dire $\delta T/\langle T \rangle \leq 10^{-5}$, où $\delta T = T - \langle T \rangle$ - voir par exemple Smoot et al. 1992; Wright et al. 1992). Les fluctuations de densité étant liées aux fluctuations de température ($\delta\rho/\langle\rho\rangle \sim \delta T/\langle T \rangle$), il s'ensuit que la matière était également très homogène au moment de la recombinaison. Comment on passe d'un état d'une si forte homogénéité à un Univers aussi structuré que nous le montrent par exemple les catalogues de galaxies, c'est la question que nous allons aborder maintenant.

1.3.1 Le régime linéaire

L'idée de départ des théories actuelles fait appel à la notion d'instabilité gravitationnelle. Sa formulation dans le cas d'un univers statique revient à Jeans (1902) et sa première adaptation à un univers en expansion est due à Lifshitz (1946). Pour des raisons de simplicité, nous allons présenter la version de Jeans et introduire *a posteriori* les modifications dues à l'expansion. Le lecteur soucieux de connaître le traitement complet de l'instabilité gravitationnelle pourra trouver satisfaction en consultant les ouvrages de Peebles (1980) ou Peacock (1999) par exemple.

La théorie de Jeans

Partons d'un fluide de densité ρ , de pression p , de vitesse \mathbf{v} plongé dans un potentiel gravitationnel ϕ . L'évolution du fluide est donnée par les équations suivantes,

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1.11a)$$

$$\partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla \phi - \frac{\nabla p}{\rho} \quad (1.11b)$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho, \quad (1.11c)$$

traduisant la conservation de la masse, la conservation de l'impulsion et le lien entre le potentiel gravitationnel et la masse. On peut s'apercevoir immédiatement qu'un gas uniforme et statique d'étendue infinie ne satisfait pas le système ci-dessus. Dans ce cas en effet, une pression p constante implique un potentiel gravitationnel ϕ constant, d'après l'équation d'Euler (1.11b). Si l'on substitue alors $\phi = \text{cste.}$ dans l'équation de Poisson (1.11c), on trouve que la densité du fluide doit être nulle partout, ce qui n'est évidemment pas satisfaisant. En d'autres termes, nous venons de retrouver qu'une distribution homogène de matière ne peut être statique et doit au contraire être globalement en expansion ou en contraction.

Par souci de simplicité, nous allons néanmoins faire comme Jeans et nous laisser aller à un tour de passe-passe (la fameuse "escroquerie de Jeans") en considérant que le cas statique et uniforme est solution du système (1.11) et en "postulant" que les forces gravitationnelles sont nulles. On perturbe ensuite le système autour de la solution statique et

uniforme $\mathbf{v}_0 = \mathbf{0}$, $\rho_0 = \text{cste.}$ et $p_0 = \text{cste.}$ selon

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \quad (1.12)$$

$$p = p_0 + p_1 \quad (1.13)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 \quad (1.14)$$

$$\phi = \phi_0 + \phi_1, \quad (1.15)$$

où les quantités d'indice 1 représentent des perturbations, de moyenne nulle, faibles devant les quantités non perturbées d'indice 0. Nous laisserons ici de côté la question fascinante de l'origine de ces perturbations. Rappelons simplement que divers scénarios ont émergé au cours des trois dernières décennies parmi lesquels le modèle d'inflation⁷ (Starobinskii 1979; Guth 1981; Linde 1982b,a,c), qui n'est pas sans faiblesses (e.g. Weinberg 1989; Green & Liddle 1996), remporte le plus grand succès, tant du point de vue scientifique pour rendre compte d'un grand nombre de faits cosmologiques que du point de vue de la popularité esthétique auprès de la communauté cosmologiste. D'autres origines possibles ont cependant été proposées avec toutefois moins de succès pour des raisons propres à chaque proposition (voir par exemple Kibble 1976; Zeldovich 1980; Vilenkin 1981; Brustein et al. 1995; Langlois 2001; Khoury et al. 2001; Blanco-Pillado & Bucher 2002). Le principal avantage des modèles d'inflation réside dans ce qu'ils sont à même de prédire la forme du spectre de puissance des fluctuations primordiales. Le spectre des fluctuations prédit est *gaussien* et *invariant d'échelle*, dans la plupart des modèles inflationnaires. Ces propriétés semblent correspondre aux observations actuelles, ce qui est un des arguments avancés en faveur de l'inflation. En revanche, des travaux théoriques supplémentaires sont indispensables pour que les alternatives à l'inflation deviennent des modèles prédictifs⁸. En tout état de cause, les observations futures du fond diffus cosmologique par le satellite PLANCK⁹ permettront sans doute de contraindre fortement les modèles acceptables.

Mais revenons à l'instabilité gravitationnelle. Jusqu'ici, nous n'avons pas encore parlé de l'équation d'état du fluide. En vérité, pour fermer le système d'équations (1.11) décrivant le fluide, il nous faut ajouter une relation entre la pression et deux variables thermodynamiques indépendantes, la densité ρ et l'entropie spécifique s par exemple, soit $p \equiv p(\rho, s)$. Dans le cas d'un gaz monoatomique non relativiste, la variation d'entropie spécifique peut être exprimée en fonction de la variation réversible d'énergie interne $dU = 3/2d(p/\rho)$ par

$$Tds = \frac{3}{2}d\left(\frac{p}{\rho}\right) + pd\left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (1.16)$$

en appliquant les deux premières lois de la thermodynamique (T est la température du fluide). La division de cette équation par $d\mathbf{r}$ nous permet d'exprimer le dernier terme de l'équation d'Euler par

$$\frac{\nabla p}{\rho} = \frac{5p}{3\rho} \frac{\nabla \rho}{\rho} + \frac{2}{3}T\nabla s. \quad (1.17)$$

⁷Pour une revue des variations sur le modèle d'inflation, voir par exemple Linde (2000).

⁸Ce n'est plus vrai pour les cordes cosmiques, mais le spectre des fluctuations prédit ne permet pas, à lui seul, de rendre compte des observations.

⁹On trouvera les informations sur cette mission européenne par exemple à l'adresse <http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Planck/>

En reconnaissant $C_s = \sqrt{\frac{5p}{3\rho}}$ comme la vitesse adiabatique du son, on peut, à l'aide de l'expression ci-dessus, réécrire le système (1.11) décrivant l'évolution du fluide de la manière suivante :

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1.18a)$$

$$\partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla \phi - C_s^2 \frac{\nabla \rho}{\rho} - \frac{2}{3} T \nabla s \quad (1.18b)$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho. \quad (1.18c)$$

Ainsi donc, les solutions perturbées du système (1.18) dépendent de la nature des perturbations à travers le gradient d'entropie présent dans (1.17). Si les perturbations conservent l'entropie, le gradient d'entropie ∇s est nul. Ce type de perturbations devrait être appelé *isentropique*, mais des raisons historiques ont fait que l'on emploie à tort pour les désigner le terme de *fluctuations adiabatiques* que nous continuerons d'utiliser. Les modèles d'inflation, dans leur grande majorité, prédisent des fluctuations de ce type.

Il existe un autre type de perturbations. Dans un univers à plusieurs composantes, elles correspondent à des fluctuations des densités relatives entre les différents constituants, ρ_b/ρ_γ et ρ_b/ρ_{DM} par exemple. Globalement en revanche, elles laissent la densité totale ρ homogène. Or, la courbure de l'espace est directement reliée à la densité locale. Comme ces perturbations laissent ρ inchangée, homogène, elles laissent également intacte la courbure locale, d'où leur nom de *perturbations isocourbures*. A lui seul, ce type de perturbation n'a pas permis l'élaboration d'un modèle de formation des structures qui rendrait compte des observations. C'est l'une des raisons pour lesquelles les fluctuations isocourbures ne sont plus aujourd'hui au centre des intérêts. Nous-mêmes nous focalisons notre attention sur les perturbations adiabatiques, tout en gardant à l'esprit qu'une contribution isocourbure aux fluctuations de densité n'est pas totalement exclue. De nouveau, les observations du fond diffus cosmologique par les instruments de la génération de PLANCK permettront d'évaluer l'importance relative des fluctuations isocourbures.

Nous supposons donc désormais que les perturbations sont adiabatiques. Nous pouvons à présent linéariser les équations du système (1.18) pour trouver au premier ordre

$$\partial_t \rho_1 = -\rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_1 \quad (1.19a)$$

$$\partial_t \mathbf{v}_1 = -\nabla \phi_1 - C_s^2 \frac{\nabla \rho_1}{\rho_0} \quad (1.19b)$$

$$\nabla^2 \phi_1 = 4\pi G \rho_1. \quad (1.19c)$$

Il suffit alors de différencier (1.19a) par rapport au temps et de prendre le gradient de (1.19b) pour obtenir

$$\partial_t^2 \rho_1 = -\rho_0 \nabla \cdot \partial_t \mathbf{v}_1 \quad (1.20a)$$

$$\nabla \cdot \partial_t \mathbf{v}_1 = -\nabla^2 \phi_1 - C_s^2 \frac{\nabla^2 \rho_1}{\rho_0}. \quad (1.20b)$$

Définissons le contraste de densité δ par $\delta = (\rho - \rho_0)/\rho_0 = \rho_1/\rho_0$. Nous pouvons alors combiner les équations ci-dessus avec la relation (1.19c) pour trouver la loi régissant l'évolution temporelle du contraste de densité suivante :

$$\partial_t^2 \delta = C_s^2 \nabla^2 \delta + 4\pi G \rho_0 \delta. \quad (1.21)$$

Nous pouvons maintenant en prendre la transformée de Fourier, ce qui donne

$$\partial_t^2 \delta_{\mathbf{k}} + \omega^2 \delta_{\mathbf{k}} = 0 \quad (1.22)$$

où nous avons défini la pulsation ω par

$$\omega^2 = C_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 \quad (1.23)$$

et la transformée de Fourier du contraste de densité par

$$\delta_{\mathbf{k}} = \int \delta(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3\mathbf{r}. \quad (1.24)$$

Les solutions de l'équation (1.22) sont celles d'un oscillateur harmonique de pulsation ω , soit

$$\delta_{\mathbf{k}} \propto A_{\mathbf{k}} e^{i\omega t} + B_{\mathbf{k}} e^{-i\omega t} \quad (1.25)$$

où $A_{\mathbf{k}}$ et $B_{\mathbf{k}}$ déterminent les amplitudes relatives des modes \mathbf{k} et dépendent des conditions initiales. D'après (1.22), lorsque $k \geq k_J = 4\pi G \rho_0 / C_s^2$, la pulsation ω est réelle. On trouve alors des solutions oscillantes d'amplitudes constantes pour $\delta_{\mathbf{k}}$, ce qui correspond au fait qu'à l'échelle $\lambda \propto k^{-1}$ considérée, la pression contrebalance la gravité. Si en revanche $k < k_J$, la pulsation ω est imaginaire. Dans ce cas, $\delta_{\mathbf{k}}$ est la superposition d'un mode croissant et d'un mode décroissant. Assez rapidement, l'amplitude du mode décroissant devient complètement négligeable devant celle du mode croissant qui continue à se développer exponentiellement.

Ainsi donc, il existe une échelle $\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J}$ caractéristique de l'instabilité gravitationnelle. Elle est donnée par

$$\lambda_J = C_s \sqrt{\frac{\pi}{G \rho_0}} \quad (1.26)$$

et porte le nom de *longueur de Jeans*. Toute fluctuation de densité de taille supérieure à λ_J est instable et croît exponentiellement, les forces de pression étant alors inefficaces pour s'opposer à la gravité. On associe à λ_J une masse caractéristique M_J , la masse de Jeans,

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\lambda_J}{2} \right)^3 \rho_0 \quad (1.27)$$

et les structures stables gravitationnellement sont alors celles dont la masse est inférieure à M_J .

Univers en expansion

Le traitement correct de l'instabilité gravitationnelle dans un univers en expansion ne donne pas des résultats très différents. Il nécessite néanmoins l'introduction du système de coordonnées comobiles que nous avons évoqué au tout début de ce chapitre (voir note 1 page 5). L'évolution des modes de Fourier $\delta_{\mathbf{k}}$ est alors régie par l'équation suivante :

$$\partial_t^2 \delta_{\mathbf{k}} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \partial_t \delta_{\mathbf{k}} + \omega^2 \delta_{\mathbf{k}} = 0 \quad (1.28)$$

où \dot{a} est la dérivée par rapport au temps du facteur d'échelle a , et

$$\omega^2 = C_s^2 \frac{k^2}{a^2} - 4\pi G \rho_0. \quad (1.29)$$

Nous obtenons donc exactement les mêmes équations que dans le cas d'un univers statique, (1.22) et (1.23), à ceci près qu'un terme d'amortissement $2\dot{a}/a = 2H$, dépendant de l'expansion de l'Univers, est apparu dans l'équation de l'oscillateur harmonique. Notons que la relation de dispersion (1.29) ne diffère pas de (1.23) car, dans le système de coordonnées comobiles, $k/a = k_{\text{phys}}$ est le nombre d'onde physique. Le critère d'instabilité est donc inchangé : ce sont les fluctuations dont la taille est supérieure à la longueur de Jeans qui sont instables.

La grande différence d'avec le cas statique est donc la présence du paramètre de Hubble dans (1.28). Puisqu'il s'agit d'un terme d'amortissement, les perturbations de densité ne vont plus croître exponentiellement mais plus lentement. Cependant, l'effet du paramètre de Hubble va plus loin : l'expansion de l'Univers est très intimement liée à son contenu, à sa densité moyenne et en particulier à la composante qui domine sa densité. C'est ainsi, par exemple, que dans un univers de densité critique dominé par la matière non-relativiste (comme c'est le cas après la recombinaison), la pression peut être considérée nulle, et $C_s \sim 0$. L'équation (1.28) s'écrit alors

$$\partial_t^2 \delta_{\mathbf{k}} + 2\frac{\dot{a}}{a} \partial_t \delta_{\mathbf{k}} - 4\pi G \rho_0 \delta_{\mathbf{k}} = 0. \quad (1.30)$$

Or, dans un tel univers, le paramètre d'échelle évolue avec le temps selon $a \propto t^{2/3}$ et le paramètre de Hubble est alors

$$H^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho_0 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{4}{9} t^{-2}. \quad (1.31)$$

En cherchant des solutions sous forme de loi de puissance $\delta_{\mathbf{k}} \propto t^n$, l'équation (1.30) peut encore être réécrite comme

$$n(n-1)t^{n-2} + \frac{4}{3}nt^{n-2} - 4\pi G \rho_0 t^n = 0 \quad (1.32)$$

ce qui donne

$$t^2 = \frac{n(n-1) + \frac{4}{3}n}{4\pi G \rho_0}. \quad (1.33)$$

Mais d'après (1.31), $t^2 = (6\pi G \rho_0)^{-1}$, d'où l'on déduit

$$n = \frac{2}{3} \quad \text{ou} \quad n = -1. \quad (1.34)$$

De nouveau nous trouvons un mode décroissant, $\delta_{\mathbf{k}} \propto t^{-1}$, et un mode $\delta_{\mathbf{k}} \propto t^{2/3}$ dont la croissance est plus lente qu'exponentielle à cause du terme d'amortissement.

Complications

Jusqu'à présent, du point de vue de l'instabilité gravitationnelle, nous avons fait comme si l'Univers ne contenait qu'un seul fluide. En réalité, nous l'avons vu, diverses formes de matière ou d'énergie coexistent. D'autre part, la proportion en densité de ces diverses composantes et donc leur importance relative pour la dynamique de l'Univers varie au cours du temps. En effet, la conservation de l'énergie exprimée dans un univers en expansion adiabatique nous permet d'obtenir l'équation d'évolution de la densité pour chaque composante,

$$\dot{\rho}_i = -3\frac{\dot{a}}{a}(1+w_i)\rho_i \quad (1.35)$$

où l'on a utilisé l'équation d'état $p_i = w_i\rho_i$. Si w_i est constante, l'intégration de cette équation est immédiate et donne

$$\rho_i \propto a^{-3(1+w_i)} \quad (1.36)$$

soit

$$\begin{cases} \rho_m &= \rho_m(a_0) \hat{a}^{-3} \\ \rho_r &= \rho_r(a_0) \hat{a}^{-4} \\ \rho_\Lambda &= \rho_\Lambda(a_0) \end{cases} \quad \text{pour la} \quad \begin{cases} \text{matière non-relativiste,} \\ \text{matière relativiste,} \\ \text{constante cosmologique,} \end{cases} \quad (1.37)$$

où $\hat{a} = a/a_0$ est la paramètre d'échelle réduit. A l'aide de ces relations, on peut réécrire l'équation de Friedmann (1.6) comme

$$H^2 = H_0^2 [\Omega_m \hat{a}^{-3} + \Omega_r \hat{a}^{-4} + \Omega_\Lambda + (1 - \Omega_T) \hat{a}^{-2}] \quad (1.38)$$

où les Ω_i et H_0 sont les valeurs actuelles des paramètres. Ainsi donc, d'après l'équation ci-dessus, en fonction de l'âge de l'Univers, ce n'est pas la même composante qui domine sa dynamique. Le traitement complet de l'instabilité gravitationnelle doit tenir compte de ce fait ainsi que des possibles interactions entre les différentes composantes de l'Univers.

Nous l'avons vu, le spectre des fluctuations primordiales prédit par l'inflation est invariant d'échelle, soit $|\delta_{\mathbf{k}}|^2 \propto k^n$ avec $n \sim 1$. Nous pouvons cependant identifier plusieurs processus qui affectent le développement des fluctuations de densité avant la recombinaison et modifient cette forme simple du spectre. Ainsi, pendant l'ère radiative (soit avant $z_{\text{eq}} = \frac{\Omega_m}{\Omega_r} \approx 3.7 \cdot 10^3$ pour $\Omega_r h^2 = 4.2 \cdot 10^{-5}$, $\Omega_m \approx 0.3$ et $h \approx 0.72$), la matière baryonique est intimement couplée aux photons qui dominent la dynamique. Dans ce cas, la pression est essentiellement due à la pression de radiation, $C_s = c/\sqrt{3}$, et la longueur de Jeans est toujours proche de la taille de l'horizon. De fait, durant l'ère radiative, la pression s'oppose efficacement à la croissance des perturbations pour toute échelle inférieure à d_H .

Par ailleurs, dans les premiers temps de l'Univers, les particules de matière noire sont relativistes. Leur dispersion de vitesse par diffusion libre ("free streaming") efface les fluctuations de densité à toutes les échelles inférieures à la taille de l'horizon. Ce phénomène ne prend fin que lorsque la vitesse de ces particules n'est plus relativiste.

Enfin, dans un plasma composé de baryons et de photons, les fluctuations de baryons sont sujettes à ce que l'on appelle amortissement de Silk. Cet amortissement intervient jusqu'au moment du découplage des baryons d'avec les photons. Au fur et à mesure que l'on s'approche de ce moment, le libre parcours moyen des photons augmente. Les photons diffusent hors des surdensités vers les régions moins denses. Mais puisqu'ils sont

couplés aux baryons, ils emportent ces derniers dans leur course, et les fluctuations baryoniques sont amorties, voire effacées. La taille λ_S des plus petites structures qui survivent à cet effet est donnée par la longueur de diffusion des photons au moment du découplage. En réalité, photons et baryons coexistent avec la matière noire qui n'est pas sensible à l'amortissement de Silk. Ainsi, après le découplage photons-baryons, des fluctuations de taille éventuellement inférieure à λ_S dans le fluide baryonique sont induites par interaction gravitationnelle par les fluctuations de densité de la matière noire.

De la même façon que les divers processus physiques décrits ci-dessus influent sur l'évolution du spectre des fluctuations, ils affectent également de manière significative l'évolution de la masse de Jeans. En effet, comme nous l'avons vu page 13, M_J dépend de la pression, et par là même de l'état physique du plasma considéré. Pour une discussion détaillée, on pourra consulter par exemple Kolb & Turner (1990). L'évolution la plus dramatique que subit la masse de Jeans intervient au moment de la recombinaison. Avant la recombinaison, la pression de l'Univers est dominée par la pression des photons. Nous avons vu alors que la longueur de Jeans était voisine de l'horizon. Dans ce cas, la masse de Jeans baryonique correspond à peu près à toute la masse contenue dans l'horizon et aucune structure ne peut se développer par instabilité gravitationnelle. Après la recombinaison cependant, les baryons n'étant plus couplés aux photons, la pression chute brutalement, et la masse de Jeans décroît jusqu'à quelques 10^5 masses solaires. Après la recombinaison donc, toutes les structures de masse supérieures à quelques $10^5 M_\odot$ peuvent croître subitement. Cependant, des processus de dissipation intervenant avant la recombinaison, comme les amortissements collisionnels (amortissement de Silk) et non-collisionnels (diffusion libre) que nous avons décrits ci-dessus, tendent à effacer les fluctuations de faibles masses. Les caractéristiques des fluctuations qui survivent aux dissipations dépendent des processus dissipatifs ainsi que de la quantité et de la nature de matière noire présente dans l'Univers. On consultera à ce propos par exemple Coles & Lucchin (1995).

1.3.2 Le régime non-linéaire et le refroidissement

L'approche perturbative que nous avons décrite dans le paragraphe précédent est appropriée à l'étude de l'instabilité gravitationnelle dans les premières phases de son développement, tant que la perturbation en densité reste négligeable devant la densité moyenne, soit tant que $\delta\rho/\rho \ll 1$. Dès que la perturbation en densité devient comparable à la densité moyenne, on entre dans le régime non linéaire et cette approche n'est plus convenable. Nous n'allons pas rentrer dans les détails du régime non linéaire qui est bien plus délicat à étudier par essence. Nous présenterons rapidement un cas spécial, l'effondrement isotrope en symétrie sphérique, à titre d'illustration. Une telle simplification est sans aucun doute irréaliste : en vérité, l'effondrement de la matière en régime non linéaire n'est pas isotrope et conduit à la formation de nappes de matière bi-dimensionnelles. Les simulations numériques ont cependant montré que les résultats obtenus par l'approximation sphérique sont à peu près corrects et utiles pour faire des estimations analytiques simples.

L'effondrement sphérique

Une surdensité $\delta_S = (\rho_S - \rho)/\rho$, un grumeau sphérique S de matière dont la densité ρ_S est supérieure à la densité ρ de l'Univers environnant peut être considérée comme un

système isolé (théorème de Birkhoff). Son évolution est régie par les mêmes équations de Friedmann où cependant la densité est supérieure à la densité critique. Cette surdensité se comporte donc comme un univers fermé dont l'expansion ralentit pour atteindre un maximum. La surdensité commence ensuite à se contracter et l'on dit alors qu'elle s'est détachée de l'expansion de l'Univers qui la contient. Dans le cas d'un univers plat dominé par la matière, le détachement intervient lorsque $\delta_S \approx 4.6$. Formellement, l'évolution ultérieure de la surdensité la conduirait à la contraction complète en un point. En réalité, il en va évidemment tout autrement. Au cours de la contraction, l'énergie gravitationnelle est redistribuée entre les particules en une dispersion de vitesse, assimilable à une énergie d'agitation thermique. Cette énergie cinétique devient suffisante pour s'opposer à la condensation complète. D'après le théorème du viriel, au moment où l'effondrement de la matière sur elle-même s'arrête, le rayon de la surdensité est deux fois plus petit qu'au moment où son expansion a atteint son maximum. Le contraste de densité est alors $\delta_S \approx 179$.

Dans le cadre Λ -CDM, ce sont les halos de faible masse qui se forment les premiers. L'Univers apparaît progressivement de plus en plus structuré au fur et à mesure que des halos de matière noire de masses de plus en plus grandes fusionnent. Il émerge donc un scénario de formation hiérarchique selon lequel les amas de galaxies se forment après les galaxies. En revanche, dans un cadre où la matière noire serait chaude (HDM), les petites structures se forment au moment où les grandes se fragmentent, et donc les galaxies apparaissent par la fragmentation de systèmes de la taille des amas. Cette deuxième possibilité semble exclue au vu des observations, ne serait-ce que par des arguments dynamiques qui montrent que les amas sont plus jeunes que les galaxies (en particulier, l'amas de Coma, longtemps présenté comme l'archétype de l'amas virialisé, s'est récemment révélé comme un système dont la formation n'est pas encore achevée - voir Arnaud et al. 2001; Neumann et al. 2001).

Le refroidissement

Pour que les galaxies se forment complètement, il ne suffit pas de constituer des assemblages hiérarchiques de matière noire : le gaz baryonique doit se condenser suffisamment pour que la formation d'étoiles puisse être enclenchée. Les halos de matière noire virialisés constituent pour les baryons de véritables pièges, des puits au fond desquels le gaz s'effondre pour former les étoiles. Cependant, après la virialisation, le gaz est extrêmement chaud et diffus, et pour se concentrer au fond du puits, il faut qu'il se refroidisse, qu'il perde de l'énergie par rayonnement. A cet égard, plusieurs cas de figure se présentent. Si le temps t_{cool} nécessaire au refroidissement du gaz est plus long que le temps de Hubble t_H , il est clair que le gaz n'a pas pu évoluer significativement au cours de l'histoire de l'Univers. En revanche, si $t_{\text{cool}} < t_H$ et $t_{\text{cool}} > t_{\text{ff}}$ (où t_{ff} est le temps d'effondrement dynamique), le gaz se refroidit lentement et s'effondre de façon quasi-statique. Enfin, si $t_{\text{cool}} < t_{\text{ff}}$, la perte d'énergie du gaz est plus rapide que son effondrement, il peut donc se condenser au centre du halo de matière noire. C'est ce dernier cas de figure qui est pertinent pour la formation des galaxies (Binney 1977; Rees & Ostriker 1977; Silk 1977) pour laquelle la relation suivante

$$t_{\text{cool}} < t_{\text{ff}} \quad (1.39)$$

est donc un critère discriminant simple. Il existe quatre importants processus de refroidissement grâce auxquels le gaz peut se condenser au centre des halos : l'effet Compton, le Bremsstrahlung, la recombinaison et la désexcitation induite par collision. On trouvera une description physique claire¹⁰ de ces quatre processus, et de leur importance relative en fonction de la densité et de la température, dans Silk & Bouwens (2001). Le calcul des temps de refroidissement pour chacun de ces processus conduit à la reformulation du critère (1.39) en conditions sur les grandeurs physiques caractéristiques des nuages de gaz, comme leur rayon ou leur masse. Ainsi par exemple, pour les baryons virialisés dans des halos de masse $M \sim 10^{12} M_{\odot}$, la température du gaz est $T \sim 10^6$ K. Dans ce cas, c'est le refroidissement par désexcitation collisionnelle qui domine, et l'on peut montrer que (1.39) se traduit par

$$M_g = fM < 1.2 \cdot 10^{13} f^2 M_{\odot} \quad (1.40)$$

où M_g est la masse du gaz baryonique et $f = \Omega_b/\Omega_m$ est la fraction baryonique de la masse totale. Avec la contrainte $f \sim 0.1$ donnée par la nucléosynthèse primordiale, les nuages de masse inférieure à 10^{11} masses solaires sont donc capables de se refroidir. Dans les cas où le gaz est virialisé au sein de halos de masse $M \gtrsim 10^{12} M_{\odot}$, la température est $T \gtrsim 10^6$ K et le processus de refroidissement dominant est le Bremsstrahlung. Le critère (1.39) peut être reformulé en

$$R < 610 f^{3/2} \text{ kpc} \quad (1.41)$$

où R est le rayon du halo. Ainsi, de nouveau pour $f \sim 0.1$, les nuages gazeux de rayon inférieur à 20 kpc peuvent se refroidir efficacement. Ces considérations simples permettent par exemple d'expliquer la démarcation entre les galaxies qui ont eu le temps de se refroidir et les amas de galaxies au sein desquels le refroidissement n'a pas encore été efficace (Blumenthal et al. 1984, voir figure 1.2).

1.3.3 Le scénario hiérarchique Λ -CDM : ses succès

Le principal succès du scénario hiérarchique consiste essentiellement en la description des structures dans le régime linéaire, soit aux échelles et aux temps où les processus physiques sont relativement simples. Ainsi, les prédictions du cadre Λ -CDM sont en excellent accord avec les mesures du spectre de puissance des fluctuations du fond diffus cosmologique (ce qui n'est pas étonnant : c'est en partie à partir de ce fond diffus que le cadre a été établi). Par ailleurs, Λ -CDM permet aussi de rendre compte de l'abondance des amas de galaxies dans l'Univers proche, et d'autres propriétés statistiques des structures à grande échelle sont correctement prédites. Par exemple, le spectre de puissance des structures observé correspond, avec un très bon accord, au spectre de puissance prédit par Λ -CDM (e.g. Efstathiou & Moody 2001; Percival et al. 2001; Dodelson et al. 2002). Les prédictions de Λ -CDM semblent également compatibles avec les mesures du spectre de puissance obtenues à partir des forêts Ly α (Croft et al. 1999).

Mais les prédictions sont aussi bonnes, dans une certaine mesure, aux échelles plus petites. Moyennant quelques hypothèses simples que l'on décrira plus loin, les modèles numériques de formation des structures permettent de rendre compte de certaines propriétés des galaxies. En particulier, on reproduit correctement la relation de proportionnalité entre la luminosité d'une galaxie et sa vitesse interne de rotation (Tully-Fisher - galaxies

¹⁰Le lecteur voudra bien néanmoins prêter attention aux erreurs typographiques !

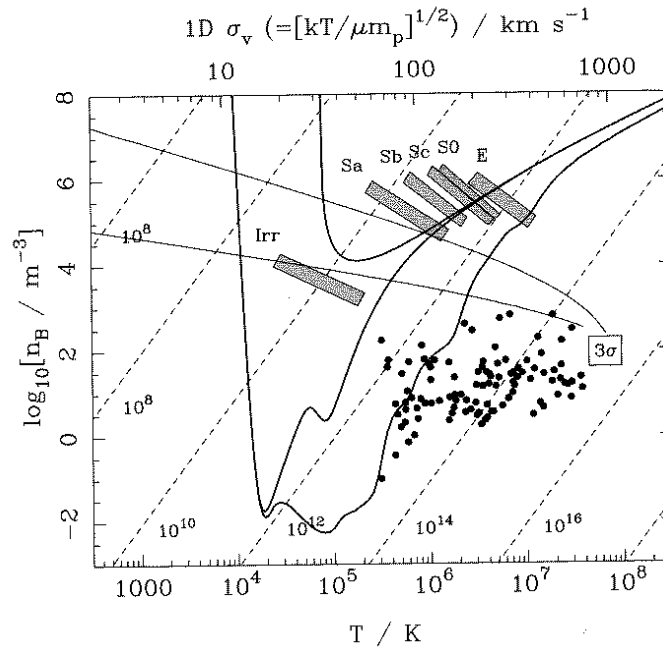


FIG. 1.2: Diagramme de refroidissement cosmologique, extrait de Peacock (1999), adapté lui-même de Blumenthal et al. (1984), où la densité baryonique n_B est représentée en fonction de la température. Les tirets indiquent les lignes de masses constantes (en unités de masse solaire). Le long des traits pleins, $t_{\text{cool}} = t_{\text{ff}}$, pour des compositions chimiques du gaz (de bas en haut) solaire, primordiale, et primordiale en présence d'un flux ionisant. Au dessus de ces courbes, $t_{\text{cool}} < t_{\text{ff}}$. Les amas de galaxies sont représentés par des points solides, les galaxies étant schématisées par des rectangles gris. La séparation de ces deux populations de part et d'autre de la courbe $t_{\text{cool}} = t_{\text{ff}}$ indique bien le rôle essentiel de la dissipation radiative dans la formation des galaxies.

spirales) ou sa dispersion de vitesse (Faber-Jackson - galaxies elliptiques). Simultanément, en incluant dans les modèles les effets de la poussière, on parvient de même à faire correspondre la fonction de luminosité galactique calculée avec les observations (Kauffmann et al. 1999; Somerville & Primack 1999; Cole et al. 2000).

Malgré tous ces succès (auxquels viennent s'ajouter ceux que l'on n'a pas cités), les modèles actuels du cadre Λ -CDM ne parviennent pas à rendre compte de toutes les observations et souffrent de quelques problèmes qui pour l'heure résistent aux efforts des chercheurs, en particulier aux échelles non-linéaires.

1.4 Problèmes et questions ouvertes

Le scénario de formation des structures que nous avons esquissé dans les paragraphes précédents n'est malheureusement pas sans failles. Il existe en effet certains problèmes auxquels ce scénario n'apporte pas de réponse, et certains désaccords subsistent entre les prédictions que l'on peut faire dans son cadre et les résultats observationnels. Nous allons décrire les principaux problèmes du cadre Λ -CDM et nous attarder plus longuement sur celui du sur-refroidissement pour lequel nous proposons dans cette thèse des éléments de réponse.

1.4.1 Le centre des halos : problème pointu...

Une des prédictions essentielles du cadre Λ -CDM est le profil de densité des halos de matière noire. Les simulations numériques et les observations s'accordent aujourd'hui pour montrer que le profil Navarro-Frenk-White, $\rho_{\text{NFW}}(r) \propto r^{-1}(r+r_s)^{-2}$, est une bonne représentation d'un halo de matière noire typique d'une masse galactique (Navarro et al. 1996, 1997). La région centrale de ce type de profil semble tout de même poser un problème. En effet, pour $r \ll r_s$, la vitesse de rotation au centre des galaxies devrait croître comme \sqrt{r} . Cependant, les données observationnelles, en particulier celles concernant les galaxies naines et les galaxies à faible brillance de surface (e.g. van den Bosch et al. 2000; de Blok et al. 2001), montrent plutôt une augmentation linéaire de la vitesse avec le rayon, ce qui correspondrait approximativement à une densité constante. Le cadre Λ -CDM, qui dans les simulations prédit un pic central de densité, semble donc en désaccord avec la réalité.

Pour trouver une solution à ce problème, deux types d'approche ont été mis en œuvre. Premièrement, tant que la nature de la matière noire n'est pas connue exactement, on peut du point de vue théorique relâcher certaines des hypothèses qui sont faites habituellement à son sujet. On peut en particulier construire un cadre SIDM ("Self Interacting Dark Matter"), légèrement différent de Λ -CDM, dans lequel les particules de matière noire possèdent une grande section efficace de diffusion élastique, leur annihilation étant supposée négligeable (Spergel & Steinhardt 2000). Au début de la formation des halos, il n'y a pas de différence entre SIDM et Λ -CDM car la densité est assez faible pour que les collisions entre particules soient rares. Quand la densité augmente par l'instabilité de Jeans, les collisions deviennent suffisamment fréquentes pour que les particules de matière noire diffusent hors du centre du halo aussi vite qu'elles sont accrétées. De cette façon, l'augmentation de la densité au cœur du halo est arrêtée, et le pic ne se forme pas. Malheureusement, comme il a été rapidement montré (e.g. Kochanek & White 2000), l'effet des auto-interactions est en fait contraire à celui escompté : dans le cadre SIDM, le problème du pic de densité au cœur des halos de matière noire est encore plus sévère que dans le cadre Λ -CDM !

Au lieu de tirer profit de notre méconnaissance de la matière noire pour jouer sur les hypothèses qui la concernent, l'autre voie pour trouver une solution au pic de densité est d'explorer la physique du gaz au sein de Λ -CDM. On peut soupçonner par exemple que la masse baryonique concentrée au sein des halos de matière noire va influencer sur leur profil de densité. Divers effets peuvent être envisagés. Gnedin & Zhao (2002) ont par exemple examiné l'effet d'une réinjection maximale d'énergie par la formation d'étoiles au moyen de simulations numériques mettant en œuvre l'idée suivante. Dans une galaxie où la formation d'étoiles est extrêmement efficace, le gaz environnant est violemment chauffé par les vents stellaires et les explosions de supernovæ. Au sein d'une galaxie naine, si l'énergie cinétique injectée de cette manière est suffisante, une fraction non négligeable du gaz peut être expulsée hors de la galaxie (e.g. Dekel & Silk 1986). Dans un cas idéalisé, le temps d'expulsion peut être plus court que le temps dynamique. Le halo de matière noire doit alors s'adapter de façon quasi-instantanée à l'aplatissement relatif du potentiel gravitationnel central, l'espoir étant que la matière noire se redistribue de manière moins concentrée. Malheureusement, même en considérant le cas extrême où tout le gaz est expulsé du halo hôte, la densité de matière noire au centre du halo n'est diminuée que

d'un facteur deux à six (Gnedin & Zhao 2002). Les effets de réinjection d'énergie par la formation stellaire semblent donc inefficaces pour résoudre ce problème.

D'une façon générale, dans le cadre Λ -CDM, la matière noire n'étant sensible qu'aux interactions gravitationnelles, il est naturel de chercher des solutions au problème du pic de densité en faisant intervenir les forces de gravité. Par exemple, une bonne façon de modifier la densité de matière noire au centre des halos de manière à la faire s'expandre serait d'augmenter sa dispersion de vitesse, sa "température", par friction dynamique. El-Zant et al. (2001) ont exploré précisément cette solution par des simulations Monte Carlo dans lesquelles des grumeaux gazeux de masses $10^5 M_\odot$ à $10^6 M_\odot$ évoluent dans un halo de matière noire correspondant aux galaxies naines. D'après leur étude, le profil de densité est modifié après quelques temps dynamiques, et passe d'une forme NFW à un profil $\rho \propto (r + r_0)^{-1}(r^2 + r_0^2)^{-1}$ qui tend vers une valeur constante pour $r \ll r_0$ (où $r_0 \sim r_s$). Cette solution semble donc très prometteuse. Cependant, rien n'assure *a priori* sa viabilité. En particulier, pour que ce mécanisme soit efficace, les grumeaux de gaz doivent survivre plusieurs temps dynamiques. Or, transférant leur impulsion à la matière noire, leur destin est de se concentrer au centre du potentiel gravitationnel du halo. Localement, leur densité en nombre croît donc au cours du temps, et l'interaction entre grumeaux devient inévitable. Des effets de marée et de collision directe sont susceptibles de les détruire, ou encore d'induire en leur sein la formation d'étoiles qui conduirait à leur évaporation. Une étude plus poussée paraît donc nécessaire pour déterminer si la friction dynamique de grumeaux baryoniques apporte une solution réelle au problème du pic de densité.

Enfin, signalons que des progrès restent également à faire sur le plan observationnel. Si plusieurs études concourent à montrer qu'il y a discordance entre la réalité et les prédictions théoriques (e.g. de Blok et al. 1996; McGaugh & de Blok 1998; Kravtsov et al. 1998; de Blok et al. 2001), de récentes études attirent en revanche l'attention sur la résolution limitée des radio-télescopes qui pourrait être à l'origine d'une mauvaise interprétation des données (van den Bosch et al. 2000; van den Bosch & Swaters 2001). Ainsi, bien que sérieux, le problème du pic central de densité n'est pour l'heure pas suffisamment bien défini pour requérir l'abandon du cadre Λ -CDM.

1.4.2 Sous-structure : trop, ou pas assez ?

Un autre problème, un peu moins sévère que le précédent, est apparu avec l'avènement des simulations numériques. Il s'agit de la surabondance des sous-structures de matière noire. Le scénario hiérarchique Λ -CDM prévoit que les halos de faible masse se forment les premiers et que les halos plus grands se forment par la fusion progressive des plus petits. Dans ce processus, les halos de faible masse ne sont pas tous détruits, une fraction d'entre eux survit à cette fusion hiérarchique comme sous-structure aux grands halos. En vérité, les simulations numériques exhibent une quantité très importante de ces sous-structures. En comparant la fonction de distribution des vitesses circulaires V_{circ} des halos simulés avec celle des galaxies observées dans le Groupe Local, on s'aperçoit que les sous-halos simulés, en particulier ceux pour lesquels $V_{\text{circ}} \leq 30 \text{ km.s}^{-1}$, sont jusqu'à dix fois plus nombreux que dans la réalité (Klypin et al. 1999; Moore et al. 1999). En l'occurrence, le cadre Λ -CDM prédirait donc trop de galaxies naines satellites de la Voie Lactée.

Pour arriver à cette conclusion, un certain nombre d'hypothèses non triviales doit ce-

pendant être formulé. Pour comparer le résultat des simulations avec les observations, on suppose entre autre que les moyens de détection des galaxies naines et à faible brillance de surface sont suffisamment précis pour affirmer que l'ensemble des satellites du Groupe Local a été observé. Or, il est fort probable qu'en augmentant la sensibilité des instruments, on détecte la présence d'un certain nombre de galaxies naines supplémentaires. D'autre part, identifier chaque sous-halo simulé avec une galaxie naine présuppose que tout halo de matière noire est le site de condensation du gaz baryonique, ce qui est loin d'être garanti. De ce point de vue d'ailleurs, une solution au problème des sous-halos, élégante et solidement motivée dans le cadre cosmologique, a été proposée par Bullock et al. (2000 ; voir aussi Benson et al. 2002; Tully et al. 2002). Elle s'appuie sur les résultats obtenus par Thoul & Weinberg (1996 ; voir aussi Efstathiou 1992; Quinn et al. 1996) qui ont montré qu'au sein de halos de vitesse circulaire inférieure à 30 km.s^{-1} , la formation des galaxies était largement inhibée en présence d'un fond de photons ionisants. De tels photons sont naturellement présents dans l'Univers dès la formation des premiers objets, et la réionisation complète du gaz intervient à $6 \leq z_{\text{reion}} \leq 9$ (Becker et al. 2001; Theuns et al. 2002). Or, dans le cadre Λ -CDM, la majorité des halos de matière noire de faible vitesse circulaire se forme après z_{reion} . Les galaxies naines ne peuvent alors naître par refroidissement qu'au sein des rares 10% de ces halos qui se forment avant la réionisation.

De fait, il est donc possible que Λ -CDM corresponde à la réalité, auquel cas il faut croire que de nombreux sous-halos (quasiment) vides de gaz orbitent au sein du halo de la Galaxie. De telles surdensités locales de matière noire, dont la détection est envisageable par effet de lentille gravitationnelle, sont alors susceptibles d'exercer, par effet de marée, une action destructrice sur les disques stellaires fins caractéristiques des galaxies spirales comme la nôtre. Cependant, seuls des satellites de grande masse, comparable ou supérieure à celle du Grand Nuage de Magellan par exemple, peuvent menacer sérieusement l'intégrité des disques galactiques (Velázquez & White 1999). Dans ce cas, le problème des sous-structures se ramène en fin de compte à comprendre soit pourquoi on n'observe pas assez de satellites dans le Groupe Local (e.g. Tully et al. 2002), soit pourquoi la formation d'étoiles dans les halos de faible masse a été si peu efficace (e.g. Stoehr et al. 2002).

1.4.3 Sur-refroidissement et problèmes connexes

Le sur-refroidissement est peut-être le problème le plus sérieux de la formation des galaxies. Tout comme les problèmes décrits précédemment, le sur-refroidissement s'est révélé par le biais des simulations numériques. Identifié par White & Rees dès 1978, il est apparemment la conséquence directe du critère même de formation, $t_{\text{cool}} < t_{\text{ff}}$, formulé à peine un an auparavant. Nous allons voir maintenant précisément de quoi il s'agit.

Le temps de refroidissement d'un nuage protogalactique est défini comme le temps qu'il lui faut pour perdre une fraction notable de son énergie interne E , soit

$$t_{\text{cool}} = \left| \frac{E}{\dot{E}} \right| \quad (1.42)$$

où $\dot{E} = dE/dt$ est le taux de perte d'énergie. En l'absence de chauffage, les pertes nettes d'énergie sont déterminées par la fonction de refroidissement Λ qui dépend de la tempé-

rature T et de la composition chimique Z du milieu (la métallicité). Le temps de refroidissement s'écrit alors

$$t_{\text{cool}} = \frac{3}{2} \frac{nkT}{n^2 \Lambda(T, Z)}, \quad (1.43)$$

où k est la constante de Boltzmann. Comme on peut le voir, t_{cool} est inversement proportionnel à la densité du milieu n . En conséquence, le refroidissement d'une galaxie en formation est un processus intrinsèquement instable : plus le gaz se refroidit et plus sa densité augmente, mais plus la densité du gaz est grande, plus son refroidissement est efficace. Ainsi, dès que le gaz au sein du système est capable de se refroidir, il tend à le faire de façon catastrophique. De fait, la fraction de gaz en phase dense (étoiles) à notre époque, prédite par les modèles aussi bien analytiques que numériques, dépasse largement la valeur estimée par les observations (White & Rees 1978; White & Frenk 1991; Cole 1991; Blanchard et al. 1992). Le problème est très sérieux, puisqu'en l'absence de tout mécanisme de réinjection d'énergie, la fraction de gaz qui devrait aujourd'hui se trouver sous une forme condensée atteint 80% de la quantité de baryons présents dans l'Univers (Blanchard et al. 1992). Or, ce chiffre est en total désaccord avec les observations qui montrent que seule une partie de 5 à 10% du gaz est condensée aujourd'hui (e.g. Blanchard et al. 1992; Fukugita et al. 1998; Balogh et al. 2001).

Le sur-refroidissement a une autre conséquence dans le cadre des modèles de formation des galaxies. Il s'agit du problème du moment angulaire des disques galactiques qui se forment au cœur des halos de matière noire. Chaque halo acquiert un moment angulaire au cours de sa formation par l'effet du couple des forces de marée exercées par les halos voisins. La rotation du halo peut-être caractérisée par le paramètre de rotation réduit

$$\lambda_{\text{H}} = \frac{J_{\text{H}} |E_{\text{H}}|^{1/2}}{GM_{\text{H}}^{5/2}}, \quad (1.44)$$

où M_{H} , J_{H} et E_{H} sont la masse, le moment angulaire et l'énergie du halo. Au moyen de simulations à N corps, différents groupes de chercheurs trouvent pour λ_{H} approximativement la même dispersion autour d'une même valeur moyenne, $\langle \lambda_{\text{H}} \rangle \sim 0.05$ (voir Cole et al. 2000).

Maintenant, si au cours de leur accréation les baryons conservent leur moment angulaire, alors les disques formés au centre des halos possèdent bien les propriétés de taille et de moment angulaire observées dans l'Univers local. En particulier, on peut montrer que le rayon du disque formé est $r_{\text{disc}} \approx \lambda_{\text{H}} R_{\text{H}}$ où R_{H} est le rayon viriel du halo hôte. Cependant, dans les simulations numériques, le gaz perd environ 90% de son moment angulaire par friction dynamique sur le halo de matière noire, en conséquence de quoi, le disque formé est beaucoup trop petit (e.g. Navarro et al. 1995; Steinmetz & Navarro 1999). Les simulations numériques sont donc incapables de reproduire les dimensions des disques galactiques observés.

Néanmoins, remarquons que lorsque l'on retarde artificiellement le refroidissement du gaz jusqu'à $z \sim 1$, les modèles numériques donnent des résultats compatibles avec les observations (Weil et al. 1998; Eke et al. 2000). En considérant aussi le problème parent du sur-refroidissement, on peut en déduire qu'un processus de réinjection d'énergie dans les galaxies en formation est indispensable pour que les modèles numériques reproduisent les données observationnelles.

Enfin, depuis quelques dizaines d'années, l'outil de prédilection des cosmologistes pour étudier la formation des structures est ce que l'on appelle "modélisation semi-analytique" (MSA). Dans le cadre des MSA, la formation hiérarchique des amas de matière noire par agglomération gravitationnelle est suivie par des méthodes efficaces à N corps ou de Monte Carlo. La physique du gaz baryonique est quant à elle restituée par l'implémentation de modèles analytiques simples, de "recettes" peut-on lire parfois (voir par exemple Cole et al. 2000, et références citées). Le perfectionnement des MSA a permis l'inclusion de détails de plus en plus fins et précis, et le sur-refroidissement apparaît moins critique, bien que toujours non résolu. Il est à noter cependant que l'accroissement de résolution dans les méthodes numériques peut avoir l'effet inverse à celui escompté en ce qu'il introduit un phénomène de sur-refroidissement artificiel supplémentaire (e.g. Yoshida et al. 2002). Pour résoudre véritablement le problème, il faudra dorénavant distinguer l'effet du sur-refroidissement réel de l'effet artificiel introduit numériquement.

1.5 Source(s) des problèmes

Comme nous l'avons suggéré, de l'énergie doit être réinjectée dans le gaz baryonique pour que les simulations donnent des résultats en accord avec la réalité. Plus généralement, si les modèles que nous avons évoqués ci-dessus n'ont pas donné des résultats satisfaisants, c'est parce qu'ils ignoraient la physique du gaz (et continuent à le faire dans une certaine mesure). Ils décrivent bien le destin des halos de matière noire, entièrement régis par la gravité qui est relativement facile à simuler. Le destin du gaz cependant, et la formation d'étoiles en particulier, dépend en ultime recours de la pression et des phénomènes hydrodynamiques qui, au contraire de la gravité, posent des problèmes numériques ardu. En outre, la fonction de refroidissement dépendant fortement de la composition du gaz, la chimie tient une place importante au cœur de la formation des structures. Avec l'avènement des MSA, il a été possible d'incorporer une grande part de ces ingrédients dans les scénarios de formation, avec toutefois des succès mitigés. Pour empêcher le sur-refroidissement, l'idée naturelle est d'injecter de l'énergie dans le gaz au cours de sa condensation par des mécanismes de chauffage.

1.5.1 Chauffage, rétroaction et autorégulation

Deux types de réinjection d'énergie ont été envisagés. Les premiers font appel à des sources extérieures, comme par exemple le réchauffement par un rayonnement UV ionisant fourni par les premiers objets lumineux (e.g. Couchman & Rees 1986; Efstathiou 1992). Il est vrai, nous l'avons vu plus haut, que ce mécanisme semble efficace pour empêcher le refroidissement des baryons dans la majorité des halos de très faible masse. Au sein de halos plus massifs cependant, son effet est limité, et la fraction prédite de gaz sous forme dense reste largement incompatible avec les observations. Pire, le rayonnement ionisant tend même à réduire davantage le moment angulaire et la taille des disques galactiques, aggravant par là-même le problème (Navarro & Steinmetz 1997).

L'apport d'énergie dans une galaxie en formation peut naturellement venir de l'intérieur. En effet, la formation des premières étoiles et l'explosion de supernovæ injectent de l'énergie sous forme de vents et de rayonnement. Les restes de supernovæ qui se pro-

pagent à grande vitesse dans le gaz interstellaire le réchauffent substantiellement en y déposant leur énergie cinétique. Cette forme de rétroaction stellaire retarde notablement la condensation du gaz. La vie et la mort des étoiles contrôlent donc la naissance des étoiles suivantes : la formation des étoiles est autorégulée. Pour les halos de faible masse, l'énergie injectée par la rétroaction stellaire est même suffisante pour expulser l'essentiel du gaz hors du halo de matière noire hôte et pour inhiber de fait la formation ultérieure d'étoiles (e.g. Dekel & Silk 1986).

La rétroaction stellaire, comme processus d'injection d'énergie, semble plus prometteuse que le chauffage par rayonnement UV . Certes, les simulations numériques qui en tiennent compte trouvent toujours que la taille des disques simulés est trop petite. Néanmoins, la différence entre observations et simulations n'est plus d'un ordre de grandeur, mais plutôt d'un facteur deux (e.g. Sommer-Larsen et al. 2002).

La rétroaction stellaire n'est cependant pas encore la panacée cherchée. Une difficulté à laquelle elle doit faire face est de ne pas retarder trop longtemps la formation des étoiles. Dans un tel cas en effet, la population stellaire des disques prédite serait bien trop jeune par rapport aux observations. Enfin, l'explosion de supernovæ injecte des éléments lourds dans le gaz interstellaire à partir duquel se forment les étoiles subséquentes. Or, la modification de la chimie du gaz n'est pas sans conséquences sur les propriétés des étoiles formées. Un enrichissement trop important en métaux et en poussières change en particulier la couleur des étoiles et des galaxies qui les hébergent.

La prise en compte, dans les simulations, de la physique détaillée du gaz a tout de même permis d'aboutir à des résultats prometteurs. Certaines propriétés des disques galactiques sont très bien reproduites (e.g. Somerville & Primack 1999; Sommer-Larsen et al. 2002). Quant au problème du sur-refroidissement, on semble être en bonne voie de le résoudre : la fraction de baryons condensés aujourd'hui n'atteint plus que 23% dans les simulations récentes (Yoshida et al. 2002). Certes, on est encore loin des 5% déduits des observations, mais le progrès accompli depuis une dizaine d'années est notable.

1.5.2 Éléments manquants

En dépit des progrès récents, les modélisations ne sont toujours pas en accord parfait avec les observations. On peut trouver facilement au moins deux raisons pour cela. D'un côté, les processus physiques du gaz dont on tient compte sont pour l'heure encore modélisés par des recettes approchées. En particulier, nous manquons toujours d'une théorie correcte de la formation des étoiles. Le taux de formation d'étoiles ainsi que sa dépendance en redshift restent donc inconnus. Dans les MSA, ce taux \dot{m}_* est généralement choisi de la forme

$$\dot{m}_* = \frac{m_{\text{cond}}}{\tau_*} \quad (1.45)$$

où m_{cond} est la masse totale de gaz condensé. Toute l'ignorance sur la formation des étoiles est alors dissimulée dans le paramètre d'efficacité τ_* . Le plus simple est de considérer τ_* constant, mais d'autres choix sont évidemment possibles. Malheureusement, on dispose de peu d'indices pour motiver physiquement ces choix. De la même façon, le taux de chauffage par explosion de supernovæ est modélisé par

$$\dot{m}_{\text{sn}} = \epsilon_{\text{sn}} \dot{m}_* \quad (1.46)$$

où ϵ_{sn} l'efficacité de chauffage. De nouveau, peu d'arguments physiques sont disponibles pour fixer ϵ_{sn} et ses éventuelles variations contextuelles. Ces paramètres (et d'autres que nous n'avons pas évoqués) sont alors laissés libres dans les MSA, et c'est par le truchement de leur ajustement relatif que l'on parvient aux meilleurs résultats.

D'un autre côté, le gaz protogalactique est certainement sujet à l'instabilité thermique, soit sous sa forme classique (Field 1965), soit sous une forme dynamiquement assistée (e.g. Hennebelle & Pérault 1999). Le disque galactique est donc susceptible de se développer en un milieu multiphasique, ce qui n'est sans doute pas sans conséquences sur l'histoire de sa formation. Jusqu'à très récemment, le caractère potentiellement multiphasique du gaz protogalactique a été mal traité dans la plupart des modèles numériques (voir Semelin & Combes 2002). Par ailleurs, certains ingrédients physiques sont pour l'heure complètement ignorés dans l'implémentation des modèles numériques. Il s'agit par exemple du champ magnétique, de la turbulence, du chauffage par rayons cosmiques, de la formation et la destruction des molécules, des effets de formation stellaire "épidémique", pour n'en citer que quelques-uns. Or, il suffit d'étudier le gaz interstellaire de la Galaxie pour se rendre compte que ces ingrédients sont importants, voire essentiels pour sa dynamique et sa structuration. Il est alors indéniable qu'un modèle correct de la formation des galaxies ne sera obtenu que lorsque l'on disposera d'une théorie complète de la formation stellaire et que l'on aura incorporé dans les modèles la description détaillée de la physique du gaz.

1.6 Perspectives

Dans le cadre que nous avons esquissé dans la première partie de ce chapitre, la formation des structures, à grande échelle, est relativement bien comprise. Nous disposons tant d'un modèle cosmologique bien défini (Λ -CDM) que d'un scénario hiérarchique dans lequel la formation des halos de matière noire, régie par la gravité, est correctement décrite. A une échelle plus petite cependant, la formation des galaxies reste un problème irrésolu. Sa compréhension nécessite la description précise et détaillée des processus physiques que subit le gaz baryonique et qui jouent un rôle certain dans son histoire thermique. Nombre de ces processus sont désormais incorporés dans les modèles semi-analytiques, et des progrès notables ont pu être accomplis. Cependant, la situation est toujours loin d'être satisfaisante. Faute de leur compréhension intime, les processus de rétroaction sont, la plupart du temps, incorporés dans les modèles d'une manière *ad hoc*. Par ailleurs, nous l'avons dit, de nombreux éléments potentiellement importants n'ont pas été pris en compte, parmi lesquels la turbulence, le champ magnétique, etc. Or, on sait bien que ces phénomènes ont des effets déterminants sur la physique du gaz interstellaire de notre Galaxie. Rien de plus légitime donc que de s'inspirer de l'étude du Milieu Interstellaire pour tenter de résoudre le problème du sur-refroidissement. C'est ce que nous allons faire dans le reste de ce manuscrit en nous concentrant sur l'instabilité thermique et le champ magnétique.

2 Stockage et transfert d'énergie dans le Milieu Interstellaire

COMME nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la théorie de la formation des structures souffre de plusieurs problèmes sérieux, en particulier lorsque l'on s'intéresse au régime non-linéaire. Les modèles sont à l'évidence incomplets, et il est indiscutable qu'une incorporation détaillée de la physique des baryons est indispensable. S'il est une branche de l'astrophysique où la physique des baryons est étudiée en profondeur, c'est bien la description de notre propre Galaxie et de son Milieu Interstellaire (désigné par MIS dans la suite de ce manuscrit). Le MIS est un système complexe et sa description précise fait appel simultanément à de nombreux processus. Il est fort à parier que la plupart de ces processus physiques ne sont pas spécifiques au MIS, mais qu'ils sont inhérents à tous les systèmes gazeux, comme par exemple les protogalaxies, pourvu que les divers acteurs de cette physique soient réunis en leur sein. A ce titre, le MIS, directement accessible à l'observation, constitue un laboratoire naturel idéal dont l'étude et la compréhension peuvent indiscutablement nous fournir des éléments précieux pour appréhender la physique du gaz protogalactique et la formation des structures. C'est pourquoi nous allons, dans ce chapitre, nous concentrer sur deux phénomènes typiques du MIS et que nous pensons susceptibles d'avoir joué un rôle central dans la formation des galaxies. Il s'agit de l'instabilité thermique, intrinsèque à tout système gazeux dont la courbe d'équilibre thermique n'est pas monotone, et de la magnétohydrodynamique qui repose sur l'existence d'un champ magnétique dont la présence dans les systèmes protogalactiques sera justifiée au chapitre 4. Après avoir décrit l'essentiel de ces deux phénomènes, nous allons les associer dans l'étude d'un mécanisme, appliqué au MIS, de stockage et de transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites. Comme nous l'avons relevé dans le chapitre précédent, le sur-refroidissement est l'un des problèmes des modèles actuels de formation des galaxies. Il consiste pour l'essentiel en une perte trop rapide d'énergie de la galaxie en formation. Identifier au sein du MIS un mécanisme de stockage efficace d'énergie transposable aux protogalaxies permettrait d'apporter un élément essentiel à la résolution du problème de sur-refroidissement.

Mais avant d'en arriver là, nous allons commencer par une brève description du MIS. Bien entendu, il ne s'agit pas ici de prétendre donner une revue exhaustive de la physique du MIS et de la Galaxie - cela dépasserait de loin le cadre de cette thèse et les connaissances de son auteur. L'objet de l'introduction qui suit est bien plutôt de planter le décor dans lequel évoluent les acteurs, l'instabilité thermique et la magnétohydrodynamique, sur lesquels nous focaliserons notre attention par la suite. Il est indéniable que certains travaux essentiels sur le MIS n'ont pas trouvé place parmi les références bibliographiques citées, et le lecteur bienveillant voudra bien ne pas m'en tenir rigueur.

2.1 Le Milieu Interstellaire

La Galaxie n'est pas faite uniquement d'étoiles. Bien que l'essentiel de la masse de la Galaxie réside effectivement dans sa composante stellaire, la majeure partie de son volume est occupée par du gaz interstellaire. Ce MIS est le siège de nombreux phénomènes qui en régulent les propriétés physiques et la composition chimique. Laissant volontairement les aspects chimiques de côté, nous concentrerons notre attention sur la physique du MIS.

Les observations du MIS montrent que le gaz interstellaire est présent dans différents états (encore appelés "phases") de température, de densité et d'ionisation. On distingue habituellement cinq phases. Nous avons tout d'abord le gaz atomique neutre à basse température (30 – 100 Kelvins, 100 cm^{-3} de densité), le même aux températures "tièdes" ($3 \cdot 10^3 - 10^4$ Kelvins, de densité cent fois plus faible que le précédent), le gaz atomique tiède mais ionisé cette fois, et enfin le gaz ionisé chaud (10^6 Kelvins) et diffus (10^{-3} cm^{-3}) produit par les explosions de supernovæ. Ces quatre phases, pour lesquelles l'auto-gravité joue un rôle mineur, semblent toutes en équilibre de pression (voir par exemple McKee 1995). A ces quatre phases vient s'ajouter le gaz moléculaire, partie centrale des nuages d'hydrogène atomique froids, hors équilibre de pression avec les phases citées précédemment, mais où la gravité joue un rôle important. Cette phase froide du gaz se présente sous la forme de grands complexes gravitationnellement liés, berceaux d'étoiles en formation, qui possèdent une forte structure interne en densité et en dispersion de vitesse. Nombreux sont les auteurs qui ont suggéré que la condensation par instabilité thermique, dont nous parlerons plus loin, était à l'origine de cette structure multiphasique du MIS (e.g. McKee & Ostriker 1977; Wolfire et al. 1995).

D'un autre côté, on sait depuis longtemps que le MIS est un milieu turbulent parcouru par des flots supersoniques (e.g. Larson 1981; Scalo 1987). Les mesures de dispersions de vitesses non thermiques (Solomon et al. 1987; Caselli & Myers 1995) montrent que le MIS est loin d'être paisible. Ces observations ont conduit à l'élaboration de modèles selon lesquels les nuages ne sont pas des condensations thermiques mais des fluctuations passagères de densité dues à la turbulence. Certains auteurs sont même allés jusqu'à affirmer que l'équilibre de pression thermique n'était d'aucune pertinence pour le MIS (Ballesteros-Paredes et al. 1999; Vázquez-Semadeni et al. 2000). Ces affirmations doivent cependant être prises avec précaution, ne serait-ce qu'à l'aune des dernières avancées sur le sujet qui montrent que la condensation de nuages par instabilité thermique pouvait être en vérité déclenchée par les mouvements à grande échelle (Hennebelle & Pérault 1999). En tout état de cause, il semble très probable que l'instabilité thermique et la turbulence ne sont pas exclusives l'une de l'autre dans leur rôle structurant au sein du MIS (Dib & Burkert 2002).

D'autres interprétations ont été formulées pour expliquer l'élargissement non thermique des raies spectroscopiques. En particulier, pour rendre compte des mouvements supersoniques internes aux nuages, on invoque les ondes hydromagnétiques (Arons & Max 1975) qui circulent le long des lignes du champ magnétique interstellaire. Comme nous allons le voir dans le paragraphe 2.4, ces ondes peuvent renfermer suffisamment d'énergie pour contribuer de manière significative à l'équilibre des nuages froids du MIS (e.g. Falgarone & Puget 1986; Carlberg & Pudritz 1990; Zweibel & McKee 1995). Dans certains cas, comme je l'ai montré dans Langer & Puget (2002), l'apport d'énergie aux nuages atomiques froids du MIS par les ondes hydromagnétiques peut dépasser d'un ordre

de grandeur l'énergie contenue dans le champ magnétique statique. De fait, ces ondes fournissent une force potentiellement efficace pour s'opposer à la compression et à la destruction des nuages par les flots turbulents à grande échelle.

Dans la description du MIS que nous venons de lire, j'ai laissé volontairement de côté le rôle de la chimie ainsi que celui de la gravité. Assurément, d'autres phénomènes pouvant jouer un rôle de premier plan dans certaines situations (les instabilités hydrodynamiques par exemple) viennent encore s'ajouter à la complexité manifeste de la physique du MIS. L'objectif de cette thèse n'étant pas d'établir une hiérarchie exhaustive des processus qui régissent l'évolution du MIS, je choisirai de les ignorer dans ce qui suit. Je vais maintenant brièvement introduire l'instabilité thermique et quelques éléments de magnétohydrodynamique sur lesquels repose le mécanisme de transfert d'énergie des grandes aux petites échelles que j'ai examiné au cours de ma thèse et que nous verrons au paragraphe 2.4.

2.2 L'instabilité thermique

L'instabilité thermique, rapidement évoquée dans le paragraphe précédent, tient une place essentielle dans la physique du MIS. Cependant, son importance ne se limite pas au MIS, loin de là : on la retrouve dans d'autres situations astrophysiques et même encore dans d'autres domaines (pour la physique des plasmas, voir par exemple Meerson 1996). On soupçonnait son rôle dans plusieurs environnements astrophysiques depuis les années 1950 (Parker 1953; Zanstra 1955; Athay & Thomas 1956) mais ce n'est qu'au milieu de la décennie suivante que Field (1965) a posé les bases formelles solides de la théorie sous-jacente à l'instabilité thermique. Depuis, d'autres chercheurs ont prolongé l'étude de l'instabilité thermique (par exemple Balbus 1986; Dahlburg et al. 1987; Balbus 1991; Chun & Rosner 1993; Ibanez S. et al. 1993; Illarionov & Igumenshchev 1998; Gomez-Pelaez & Moreno-Insertis 2002), mais l'essentiel de ce qui est nécessaire à sa compréhension est contenu dans l'article original (originel devrait-on dire) de Field, et je vais largement m'en inspirer.

2.2.1 "Thermique" ?

Avant de présenter rapidement l'instabilité thermique dans le cadre du MIS, commençons par examiner les termes de l'intitulé de ce paragraphe. Tout d'abord, pourquoi s'agit-il d'instabilité "thermique" ? La réponse est simple : les mécanismes en jeu sont exclusivement des processus de chauffage et de refroidissement. En effet, le MIS est en permanence le siège de processus qui tendent à modifier sa température par perte ou gain d'énergie.

Il existe de nombreuses sources de chauffage du MIS parmi lesquelles on peut citer à titre d'exemple l'effet photoélectrique sur les grains (e.g. Dalgarno & McCray 1972; Draine 1978) et les grosses molécules du MIS (e.g. D'Hendecourt & Léger 1987; Verstraete et al. 1990), les rayons cosmiques (e.g. Spitzer & Tomasko 1968; Field et al. 1969) et les rayons X (e.g. Silk & Werner 1969; Habing & Goldsmith 1971). Parallèlement aux processus radiatifs, il existe des sources de chauffage mécaniques comme la dissipation

des chocs hydrodynamiques (Spitzer 1982) ou la dissipation des ondes hydromagnétiques (Zweibel & Josafatsson 1983).

Les processus de refroidissement sont essentiellement de deux types : les processus qui conduisent à une perte nette d'énergie d'une part et ceux qui reposent plutôt sur un échange de chaleur d'autre part.

Dans le MIS, la perte nette d'énergie ne peut être obtenue que par les phénomènes radiatifs. Le déroulement complet d'un refroidissement par rayonnement implique tout d'abord l'excitation collisionnelle des particules du milieu puis leur désexcitation par émission de photons. Alternativement, il peut y avoir émission de photons lors de la recombinaison des particules ionisées avec les électrons libres du milieu. Dans les deux cas, il y a perte d'énergie (et donc refroidissement) seulement si le milieu est optiquement mince, c'est-à-dire si les photons libérés peuvent s'échapper du milieu sans être réabsorbés en cours de route. Le refroidissement dépend de la composition chimique du milieu. Plus le plasma est riche en éléments lourds¹, plus il y a de possibilités de transitions radiatives et plus le refroidissement est efficace. Cependant, suivant les conditions physiques du milieu, ce ne sont pas les mêmes agents qui dominent le refroidissement. C'est ainsi qu'aux températures moyennes du MIS (quelques centaines de Kelvins), le refroidissement est dominé par le carbone ionisé une fois. Pour atteindre des températures de quelques dizaines de Kelvins, le refroidissement est possible principalement grâce aux niveaux rotationnels de la molécule de dihydrogène. Inversement, à très haute température, c'est le refroidissement par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) qui domine.

Un mécanisme de refroidissement qui repose sur l'échange de chaleur a été étudié dans le cadre du MIS par McKee & Ostriker (1977) et Begelman & McKee (1990). Il s'agit de l'évaporation de nuages froids plongés dans un environnement chaud à la suite de laquelle le milieu chaud est refroidi². En vérité, l'évaporation n'est pas un processus de refroidissement à proprement parler mais ce phénomène empêche la température du gaz chaud d'augmenter (voir par exemple McKee 1995).

2.2.2 “Instabilité” ?

Enfin, voyons maintenant pourquoi il est question d'“instabilité”. Tout comme un rocher en équilibre instable au sommet d'une colline risque, au moindre coup de vent, de prendre de la vitesse et de dévaler la pente, de même le MIS, s'il se trouve dans un équilibre instable, peut-il être précipité, sous l'effet d'une perturbation, dans une évolution dramatique, sans possibilité de retour spontané à sa condition initiale. A regarder la figure 2.1, on se rend compte que l'on peut définir un critère simple pour la stabilité du système. Si la pente de la colline est négative (fig. 2.1(a)), le rocher est en équilibre instable. Si la pente est positive (fig. 2.1(b)), l'équilibre du rocher est stable : écarté de sa position initiale, il va redescendre au creux de la vallée (éventuellement osciller autour du point d'équilibre si les frottements sont négligeables). Il en va de même pour la stabilité thermique du MIS.

¹On désigne ainsi globalement tous les éléments chimiques dont la masse atomique est supérieure à celle de l'hélium.

²Plus précisément, dans le milieu chaud, l'entropie spécifique par noyau d'hydrogène diminue.

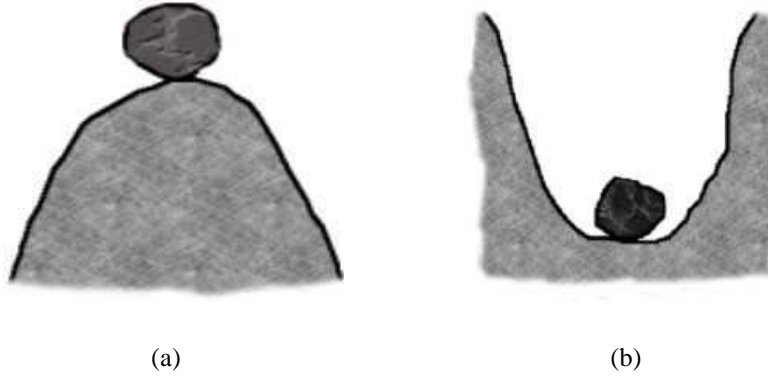


FIG. 2.1: Rochers en équilibre instable (a) et stable (b).

Pour un milieu uniforme de densité ρ_0 et de température T_0 en équilibre thermique, l'équation de la chaleur s'écrit

$$\mathcal{L}(\rho_0, T_0) = 0, \quad (2.1)$$

où \mathcal{L} est la fonction de perte nette de chaleur (c'est-à-dire la différence entre le refroidissement et le chauffage), en unités $\text{ergs s}^{-1}\text{g}^{-1}$. Cette équation détermine T_0 pour toute valeur donnée de ρ_0 . Perturbons maintenant l'équilibre thermique (2.1) par une perte (ou un apport) de chaleur $\delta\mathcal{L}$ tout en maintenant constante une certaine variable thermodynamique A . L'entropie spécifique S du système va changer d'une quantité δS qui, d'après la Deuxième Loi de la Thermodynamique, est reliée à la perte de chaleur de la manière suivante :

$$d(\delta S) = -\frac{1}{T} \delta\mathcal{L} dt. \quad (2.2)$$

A partir de là, on peut écrire

$$\frac{d(\ln|\delta S|)}{dt} = -\frac{1}{T} \left[\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial S} \right]_A \quad (2.3)$$

ce qui donne l'évolution avec le temps de la perturbation d'entropie. Cette équation permet de retrouver, à l'équilibre thermique, le critère général pour l'instabilité obtenu par Field (1965)³. En effet, si l'on a

$$\left[\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial S} \right]_A < 0, \quad (2.4)$$

alors d'après (2.3), la perturbation δS prend de l'ampleur avec le temps, et le système est donc instable comme le rocher de la figure 2.1(a). La modification qu'il faut apporter à ce critère pour décrire les systèmes dynamiques, hors équilibre thermique, a été formulée par Balbus (1986).

Quelle est la variable thermodynamique A que l'on a gardée constante au cours de la perturbation ? La réponse à cette question dépend fortement du type de perturbation et du système physique considérés. Elle est parmi les plus difficiles à trouver, et on lira des éléments de réponse par exemple dans l'article séminal de Field (voir aussi Balbus 1995).

³Par une inattention typographique, ce critère a malencontreusement été inversé dans l'article de Field - certains ouvrages, même récents, omettent malheureusement de rectifier cette erreur. . .

Pour le cas du MIS cependant, A est le plus souvent la pression P du milieu, auquel cas le critère d'instabilité isobare est

$$\left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial S} \right]_P < 0 \iff \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} \right]_P < 0, \quad (2.5)$$

l'équivalence venant de ce qu'à pression constante, $TdS = c_P dT$ (c_P est la chaleur spécifique à pression constante). On peut réécrire le critère d'instabilité isobare sous une forme équivalente encore plus parlante, à savoir

$$\left[\frac{\partial P}{\partial \rho} \right]_{\mathcal{L}=0} < 0, \quad (2.6)$$

que l'on peut facilement interpréter. En effet, dans le milieu considéré, à l'intérieur d'une zone qui satisfait au critère (2.6), si la densité augmente, la pression diminue et devient plus faible que la pression extérieure. Cette dernière comprime donc la zone en question où la densité continue alors de croître, et ainsi de suite. Cette "fuite en avant" ne s'arrête que lorsque le système retrouve un état d'équilibre, comme le rocher au fond de la vallée de la figure 2.1(b).

2.2.3 Où l'instabilité devient (bi-)stabilité...

C'est l'instabilité thermique qui est au centre du premier modèle biphasique du MIS développé par Field et al. (1969). La figure 2.2 montre schématiquement l'équilibre ther-

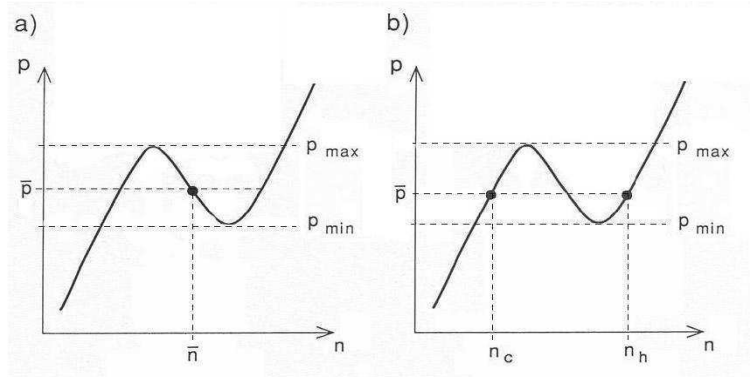


FIG. 2.2: Bistabilité du MIS. La courbe représente l'équilibre d'échange thermique $\mathcal{L} = 0$. Au dessus de la courbe, le milieu se refroidit, $\mathcal{L} > 0$, tandis qu'en dessous, le milieu se réchauffe, $\mathcal{L} < 0$. Si le milieu considéré est initialement dans la situation de gauche (pression \bar{P} , densité homogène \bar{n} , figure a), son équilibre est instable. La situation de droite (figure b) illustre la bistabilité du MIS.

mique dans le plan pression - densité tel qu'il est généralement atteint dans le MIS. Le long de la courbe, on a $\mathcal{L} = 0$. Dans la partie supérieure, les termes de refroidissement dominant tandis qu'en dessous de la courbe, le milieu se réchauffe. Si le milieu se trouve initialement dans la configuration a) de la figure 2.2 (pression \bar{P} et densité homogène \bar{n}), il ne pourra y rester puisqu'il satisfait au critère (2.6). Toute perturbation va donc l'écartier de sa position sur la courbe $\mathcal{L} = 0$ jusqu'à ce qu'il atteigne un équilibre. Comme on le voit dans la configuration b), il existe deux équilibres possibles, à condition que la pression initiale \bar{P} soit comprise entre P_{min} et P_{max} . Plus généralement, le schéma 2.2 signifie qu'à

l'équilibre thermique, deux milieux (deux phases) peuvent coexister à la même pression \bar{P} , l'un froid ("cold") et de densité n_c , l'autre chaud ("hot") de densité n_h . Selon les processus physiques qui entrent en œuvre, la courbe d'équilibre thermique peut prendre des formes différentes. La bistabilité thermique n'est donc pas garantie. Cependant, comme on l'a dit en introduction, plusieurs études détaillées ont montré que le MIS pouvait être décrit par un modèle multiphasique au sein duquel des nuages de gaz atomique froid et dense sont en équilibre de pression thermique avec leur environnement chaud et diffus (e.g. McKee & Ostriker 1977; Wolfire et al. 1995, 2002).

Maintenant, nous l'avons vu dans le paragraphe 2.1, le MIS est loin d'être un milieu tranquille. Les flots divers qui le parcourent sont susceptibles de modifier en permanence sa structure. A moins d'être des objets transitoires (comme le suggèrent par exemple Ballesteros-Paredes et al. 1999), les nuages froids doivent avoir à leur disposition une forme d'énergie, une force qui s'oppose aux perturbations destructrices extérieures. Après une présentation succincte de la magnétohydrodynamique, nous allons voir que le champ magnétique, au travers des ondes hydromagnétiques, peut remplir la fonction d'une telle force stabilisatrice.

2.3 La magnétohydrodynamique et ses ondes

Nous l'avons laissé entendre dans le paragraphe 2.1, le champ magnétique est bien connu aujourd'hui pour tenir une place de premier rang dans la physique du MIS. Différentes observations, dont on rappelle les principales techniques au début du chapitre 4, montrent qu'un champ magnétique ordonné à grande échelle d'une intensité moyenne de quelques microgauss parcourt la Galaxie entière. A ce champ moyen régulier s'ajoute une composante désordonnée d'intensité comparable. On trouvera une revue des observations du champ magnétique dans les régions diffuses de la Galaxie et dans les nuages moléculaires par exemple dans les articles de Heiles (1990) et Crutcher (1999) respectivement.

Bien que les observations des composantes diffuses du MIS semblent ne pas montrer de corrélation entre l'intensité du champ magnétique et la densité du gaz (Troland & Heiles 1986; Myers et al. 1995), il en va tout autrement pour les régions denses et les nuages moléculaires en particulier (Crutcher 1999). En vérité, du point de vue théorique, on s'attend à ce que l'intensité du champ magnétique soit significativement liée à la densité du milieu, comme nous allons le voir maintenant.

2.3.1 Gel du flux magnétique

A partir des équations de Maxwell décrivant les champs électrique et magnétique, il est possible, moyennant quelques judicieuses approximations⁴, d'obtenir l'équation d'évolution du champ magnétique \mathbf{B}_0 suivante :

$$\partial_t \mathbf{B}_0 + \nabla \times (\mathbf{B}_0 \times \mathbf{u}_i) = -\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}_0) = \eta \nabla^2 \mathbf{B}_0 \quad (2.7)$$

où \mathbf{u}_i est la vitesse des ions et η est la résistivité électrique du milieu (que l'on a supposée spatialement constante dans la dernière égalité). Si l'on suppose un instant le flot des ions

⁴On les trouvera détaillées par exemple dans l'ouvrage désormais classique de Shu (1992, pages 290 et suivantes).

nul ($\mathbf{u}_i = 0$), l'équation ci-dessus devient

$$\partial_t \mathbf{B}_0 = \eta \nabla^2 \mathbf{B}_0 \quad (2.8)$$

d'où il ressort clairement, par analogie avec l'équation de la chaleur, que l'effet de la résistivité est celui d'un coefficient de diffusion. Or, il s'avère que la diffusion du champ magnétique par résistivité électrique η est généralement négligeable dans les milieux astrophysiques⁵. Cela est dû non pas tant à la faible résistivité qu'aux grandes dimensions spatiales L qui entrent en jeu et qui font que le temps de dissipation $t_D = L^2/\eta$ est extrêmement long par rapport aux autres temps caractéristiques du système. Ainsi donc, dans la majorité des situations astrophysiques, l'équation (2.7) se résume à

$$\partial_t \mathbf{B}_0 + \nabla \times (\mathbf{B}_0 \times \mathbf{u}_i) = 0. \quad (2.9)$$

Cette propriété des champs magnétiques astrophysiques implique ce que l'on appelle le *gel du champ* dans la matière. En effet, le flux Φ_B du champ magnétique à travers une surface ouverte S est donné par

$$\Phi_B = \int_S \mathbf{B}_0 \cdot d\mathbf{S} \quad (2.10)$$

et l'on peut montrer (voir par exemple Choudhuri 1998) que son évolution au cours du temps répond à l'équation suivante :

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \int_S [\partial_t \mathbf{B}_0 + \nabla \times (\mathbf{B}_0 \times \mathbf{u})] \cdot d\mathbf{S}, \quad (2.11)$$

où \mathbf{u} est la vitesse du circuit fermé qui définit la surface ouverte S . Supposons que \mathbf{u} soit la vitesse \mathbf{u}_i du fluide ionisé. On peut alors réécrire, d'après (2.7),

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \eta \int_S \nabla^2 \mathbf{B}_0 \cdot d\mathbf{S}. \quad (2.12)$$

Ainsi, dans les situations où la résistivité du milieu n'est pas négligeable (qu'elle soit électrique ou d'une autre nature - voir équation (4.14) page 78), le flux magnétique n'est pas conservé et l'intensité du champ magnétique décroît en un temps t_D . A l'inverse, si $\eta \sim 0$, le flux magnétique à travers la surface S est constant. Remarquons que pour arriver à cette conclusion, nous n'avons besoin d'identifier que les composantes orthogonales à \mathbf{B}_0 des vitesses \mathbf{u} du circuit et \mathbf{u}_i du fluide puisque les composantes parallèles n'apportent aucune contribution au terme $\mathbf{B}_0 \times \mathbf{u}$. Par conséquent, (2.9) implique que les lignes du champ magnétique sont gelées dans la matière et que tout mouvement du fluide qui leur est orthogonal les entraîne avec le fluide. Le long des lignes de champ cependant, la matière peut circuler librement.

Le gel du flux magnétique a pour conséquence immédiate que l'intensité B_0 du champ magnétique et la densité ρ du milieu sont corrélées. En effet, lors de la contraction isotrope d'un nuage sphérique de rayon R et de masse $M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$, la conservation du flux $\Phi_B = \pi R^2 B_0$ implique $B_0 \propto R^{-2}$. D'un autre côté, la conservation de la masse implique $\rho \propto$

⁵Ce n'est pas nécessairement vrai pour d'autres mécanismes comme la diffusion ambipolaire dans les plasmas faiblement ionisés (voir par exemple Mestel & Spitzer 1956, et Shu *op. cit.*).

R^{-3} et par conséquent, $B_0 \propto \rho^{2/3}$. Dans d'autres conditions (anisotropie de la contraction, non-conservation du flux magnétique par diffusion ambipolaire, etc.), la relation entre le champ magnétique et la densité peut varier, ce qui se traduit par $B_0 \propto \rho^\kappa$ avec $\kappa \neq 2/3$. Mouschovias (1976) a montré que $1/3 \leq \kappa \leq 1/2$ pour des nuages stabilisés par la pression thermique (pour la condensation par diffusion ambipolaire, voir aussi les modèles numériques de Fiedler & Mouschovias 1993). Du point de vue observationnel, il semble que la corrélation champ magnétique - densité, largement vérifiée au sein du MIS, puisse être étendue aux échelles extragalactiques (Vallée 1990).

L'une des causes possibles de l'anisotropie de la contraction d'un nuage dans le MIS est la présence du champ magnétique lui-même. En effet, si son intensité n'est pas négligeable, le champ magnétique exerce une pression qui s'oppose à la contraction. Nous allons voir maintenant comment du gel des lignes de champ magnétique dans la matière naissent les forces de pression et de tension magnétiques.

2.3.2 Pression et tension magnétiques

En présence des champs électrique et magnétique, la force par unité de volume \mathbf{f}_L qui agit sur les particules ionisées est la force de Lorentz,

$$\mathbf{f}_L = q_i n_i \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_i}{c} \times \mathbf{B}_0 \right) \quad (2.13)$$

où q_i est la charge des particules, n_i leur densité, \mathbf{u}_i leur vitesse et c est la vitesse de la lumière. On peut réexprimer cette force en termes de densité de courant \mathbf{j} :

$$\mathbf{f}_L = \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0}{c}. \quad (2.14)$$

Pour isoler la pression et la tension magnétiques, considérons un plasma à l'état stationnaire. Dans ce cas, le plasma est entièrement décrit par le système d'équations suivant :

$$\nabla p = \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}_0}{c} \quad (2.15a)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}_0 = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (2.15b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \quad (2.15c)$$

où p est la pression. On peut éliminer ci-dessus la densité de courant pour obtenir le système équivalent

$$\nabla p = \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}_0) \times \mathbf{B}_0 \quad (2.16a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_0 = 0. \quad (2.16b)$$

Le membre de droite de l'équation (2.16a) peut s'écrire comme la divergence de la partie magnétique \mathcal{T}_B du tenseur de contrainte électromagnétique. En effet, puisque

$$\begin{aligned} (\nabla \times \mathbf{B}_0) \times \mathbf{B}_0 &= (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{B}_0 - \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{B}_0^2) \\ &= \nabla \cdot (\mathbf{B}_0 \mathbf{B}_0) - \frac{1}{2} \nabla (\mathbf{B}_0^2), \end{aligned}$$

et en définissant \mathcal{T}_B par

$$\mathcal{T}_B = \frac{1}{4\pi} \left(\mathbf{B}_0 \mathbf{B}_0 - \frac{1}{2} B_0^2 \mathcal{I} \right), \quad (2.17)$$

(\mathcal{I} est le tenseur unité) on peut réécrire l'équation (2.16a) comme

$$\nabla p = \nabla \cdot \mathcal{T}_B \quad (2.18)$$

soit encore comme

$$\nabla \cdot (p\mathcal{I} - \mathcal{T}_B) = 0. \quad (2.19)$$

D'après l'équation ci-dessus, on peut considérer $-\mathcal{T}_B$ comme le tenseur de pression magnétique. Pour y voir plus clair, il est utile d'exprimer les composantes de \mathcal{T}_B dans un système de coordonnées locales, dont le troisième axe, \hat{z} , est choisi parallèle à la direction locale de \mathbf{B}_0 . Dans ce système de coordonnées, les termes non-diagonaux de \mathcal{T}_B sont nuls puisque $\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{z}$. Par conséquent,

$$\mathcal{T}_B = \begin{pmatrix} -\frac{B_0^2}{8\pi} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{B_0^2}{8\pi} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{B_0^2}{8\pi} \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

En mécanique des fluides, les termes de contrainte positifs sont des termes de tension alors que les termes négatifs sont des termes de pression. Les contraintes principales de \mathcal{T}_B peuvent donc être vues comme une tension $B_0^2/8\pi$ appliquée le long des lignes de champ et comme une pression $B_0^2/8\pi$ perpendiculaire aux lignes de champ. D'une façon équivalente, on peut encore décomposer \mathcal{T}_B en deux termes,

$$\mathcal{T}_B = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{B_0^2}{4\pi} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\frac{B_0^2}{8\pi} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{B_0^2}{8\pi} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{B_0^2}{8\pi} \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

d'après quoi les contraintes du flux magnétiques peuvent être vues cette fois comme une tension $B_0^2/4\pi$ le long des lignes du champ magnétique et une pression $B_0^2/8\pi$ isotrope. Pour des lignes de champ droites, la force de tension magnétique s'annule car, dans ce cas, \mathbf{B}_0 ne varie pas dans la direction de \mathbf{B}_0 . En revanche, tant que \mathbf{B}_0 n'est pas uniforme, la force de pression magnétique n'est pas nulle, même le long de lignes de champ parfaitement droites. Ainsi, la tension magnétique a pour effet de "lisser" les lignes de champ de façon à les rendre droites tandis que la pression magnétique a l'effet d'une force de répulsion entre les lignes de champ.

De fait, toute compression de la matière orthogonale aux lignes du champ magnétique qui la parcourent est contrecarrée par la pression magnétique. Si le champ est régulier, la matière peut, comme nous l'avons dit ci-dessus, être comprimée le long des lignes de champ. Dans une telle situation, la contraction d'un nuage initialement sphérique conduit à une structure ellipsoïdale aplatie, un nuage en forme de crêpe épaisse. Par contre, si le champ magnétique est au moins partiellement désordonné, la pression magnétique peut s'opposer à la contraction dans toutes les directions, en particulier celle parallèle au champ moyen. Les ondes hydromagnétiques, que nous allons brièvement présenter maintenant, fournissent à cet égard un "désordre" suffisant en faisant onduler les lignes de champ.

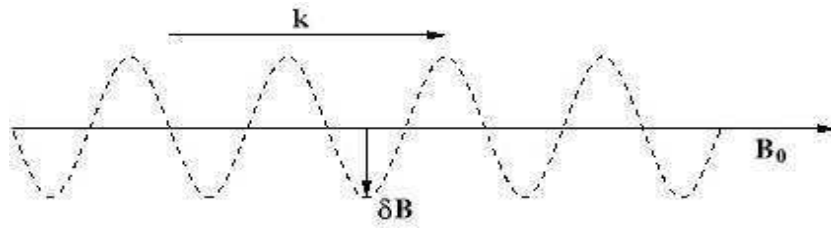


FIG. 2.3: Onde d'Alfvén. Une perturbation transverse $\delta\mathbf{B}$ du champ magnétique \mathbf{B}_0 se propage dans la direction \mathbf{k} le long d'une ligne de champ.

2.3.3 Ondes hydromagnétiques

Dans les deux paragraphes précédents, nous avons vu qu'au sein du MIS, le champ magnétique et la matière étaient intimement liés. En particulier, dans un fluide parfaitement conducteur en équilibre, les particules du plasma se comportent comme si elles étaient attachées aux lignes du champ magnétique. Par ailleurs, nous avons vu également que le long de ces lignes, le champ magnétique exerce une tension $B_0^2/4\pi$. Ainsi, les lignes de champ apparaissent comme de véritables cordes tendues dans le MIS. Par analogie avec les vibrations transverses des cordes élastiques, on s'attend alors à ce que toute perturbation du fluide en équilibre génère des ondes transverses qui se propagent parallèlement aux lignes de champ. De même que pour les cordes, la vitesse V de propagation des ondes est donnée par la racine carrée du rapport de la tension à la densité, c'est-à-dire

$$V = \left(\frac{\text{tension}}{\text{densité}} \right)^{1/2}, \quad (2.22)$$

ce qui dans notre cas donne la vitesse V_A

$$V_A = \left(\frac{B_0^2}{4\pi\rho} \right)^{1/2} \quad (2.23)$$

appelée *vitesse d'Alfvén* d'après l'astrophysicien suédois Hannes Alfvén, pionnier dans l'étude des ondes hydromagnétiques (Alfvén 1942a,b). La propagation des ondes d'Alfvén n'induit aucune fluctuation de la densité ni de la pression dans le milieu. En revanche, il existe une pression associée aux ondes d'Alfvén. En effet, comme on peut le voir sur la figure 2.3, tout mouvement du fluide le long du champ magnétique comprime les oscillations des lignes de champ. Ces oscillations agissent comme des ressorts qui s'opposent à la compression. Si l'on appelle δB l'amplitude de la perturbation du champ, la force qui s'oppose à la compression par le fluide le long des lignes de champ est $\delta B^2/8\pi$, assimilable à une pression. Ainsi, lorsque le champ magnétique est parcouru par des ondes d'Alfvén, la contraction de la matière, déjà contrecarrée par la pression du champ magnétique dans les directions transverses, se trouve également empêchée dans la direction parallèle aux lignes de champ.

Maintenant, il est bien connu que, dans un fluide compressible non magnétisé, le mouvement ondulatoire fondamental est celui des ondes sonores qui se propagent à la vitesse du son $C_S = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}}$. Dans le cas d'un fluide compressible magnétisé comme le MIS, il

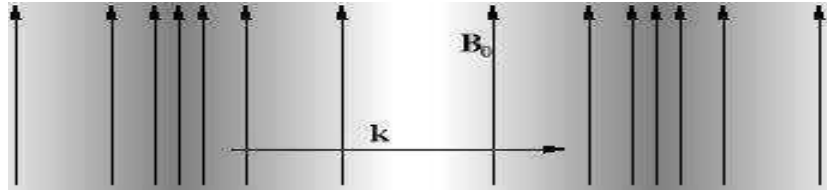


FIG. 2.4: Onde magnéto-sonore. La propagation de l'onde perpendiculairement aux lignes de champ induit des compressions et des raréfactions tant de la matière que du champ magnétique.

apparaît un nouveau type d'ondes, les *ondes magnéto-sonores*. Si ces ondes se propagent parallèlement aux lignes de champ, elles sont identiques aux ondes sonores car, comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, la matière est libre de circuler le long du champ. Lorsqu'en revanche elles se propagent dans la direction orthogonale, la compression de la matière comprime également le champ magnétique (voir figure 2.4), et la vitesse V_{MS} des ondes n'est plus égale à C_S .

En effet, la pression totale du fluide étant désormais $p + B^2/8\pi$, la vitesse V_{MS} de ces ondes peut être obtenue par analogie avec la définition de la vitesse du son selon

$$V_{MS}^2 = \frac{\partial}{\partial \rho} \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) = C_S^2 + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{B^2}{8\pi} \right). \quad (2.24)$$

Comme le champ est gelé dans la matière, le flux magnétique $B dS$ à travers un élément de surface dS (dont la normale est parallèle aux lignes de champ) et la masse ρdS d'une unité de longueur ayant dS pour base sont tous deux conservés. Par conséquent, $B/\rho = B_0/\rho_0$ (l'indice 0 fait référence aux quantités non perturbées) et l'équation (2.24) devient

$$V_{MS}^2 = C_S^2 + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{B_0^2 \rho^2}{8\pi \rho_0^2} \right) = C_S^2 + V_A^2 \quad (2.25)$$

où V_A est la vitesse d'Alfvén définie en (2.23).

Nous venons de voir deux cas spécifiques où la direction de propagation \mathbf{k} des ondes est soit longitudinale (ondes d'Alfvén), soit orthogonale (ondes magnéto-sonores) aux lignes de champ. Dans le cas général, rien n'empêche évidemment la propagation d'ondes dans une direction quelconque. On montre alors qu'il existe en vérité trois modes hydro-magnétiques dont la vitesse de propagation V dépend de l'angle $\theta = (\mathbf{k}, \mathbf{B})$ de propagation par rapport aux lignes de champ : le mode magnéto-sonore lent ($V \in [0, \min(V_A, C_S)]$), le mode d'Alfvén pur ($V = V_A \cos \theta$) et enfin le mode magnéto-sonore rapide ($V \in [\max(V_A, C_S), (V_A^2 + C_S^2)^{1/2}]$).

Il s'avère que les ondes magnéto-sonores, du fait de leur compressibilité, se dissipent bien plus rapidement que les ondes d'Alfvén (Zweibel & Josafatsson 1983; Zweibel & McKee 1995). Au vu du problème qui nous intéresse, à savoir la redistribution d'énergie des grandes échelles spatiales vers les petites, cette particularité justifie dans une large mesure qu'on se concentre désormais exclusivement sur les ondes d'Alfvén dont la durée de vie est plus longue.

La pression due aux ondes d'Alfvén vient s'ajouter à la pression thermique et entre à ce titre en jeu dans le budget énergétique du milieu considéré. De nombreuses études ont d'un côté évalué la contribution de ces ondes à la stabilité des nuages du MIS (e.g.

Falgarone & Puget 1986; Bonazzola et al. 1987; Pudritz 1990; Carlberg & Pudritz 1990; Fatuzzo & Adams 1993; McKee & Zweibel 1995; Zweibel & McKee 1995). D'un autre côté, on assiste depuis quelques années à un considérable redéploiement d'efforts consacrés à la compréhension de la turbulence magnétohydrodynamique due aux interactions entre ondes hydromagnétiques. Après les travaux fondateurs de Iroshnikov (1963) et Kraichnan (1965), de nouvelles avancées ont récemment été obtenues dans la théorie, en particulier pour rendre compte, en milieu magnétisé, de la cascade turbulente d'énergie des grandes échelles vers les petites (e.g. Sridhar & Goldreich 1994; Goldreich & Sridhar 1995, 1997; Cho et al. 2002; Galtier et al. 2000, 2002). Le paragraphe suivant, correspondant à l'article Langer & Puget (2002) que l'on trouvera en annexe, se situe d'une certaine façon à l'intersection des deux approches. En effet, loin d'y formuler une théorie de la turbulence magnétohydrodynamique, j'y présente néanmoins un mécanisme efficace de transfert d'énergie des grandes aux petites échelles reposant sur les ondes d'Alfvén et pouvant contribuer à stabiliser les nuages.

2.4 Transfert d'énergie dans un milieu biphase magnétisé

2.4.1 Motivations

Dans l'étude présentée ici, nous ne nous intéresserons pas à la formation des nuages froids qui constituent, avec le milieu diffus chaud qui les contient, le modèle le plus simple du MIS. Nous supposerons que ces structures existent, qu'elles soient formées par l'instabilité thermique "classique" (à la Field 1965) ou par l'instabilité thermique dynamiquement assistée (Hennebelle & Pérault 1999).

Comme nous l'avons dit en début de ce chapitre, les observations révèlent que le MIS est un milieu turbulent, agité par des mouvements supersoniques. Parmi les sources possibles de ces mouvements supersoniques, on peut citer les vents stellaires émis par les étoiles en formation (Norman & Silk 1980) ainsi que les ondes hydromagnétiques (Arons & Max 1975) déjà évoquées. Toutefois, ces dernières semblent plus appropriées que les vents stellaires pour rendre compte de la turbulence au moins pour deux raisons. Tout d'abord, les structures turbulentes ne contiennent pas systématiquement d'étoiles en formation (voir par exemple Williams et al. 2000) et l'injection d'énergie par les vents stellaires est localisée alors que les ondes hydromagnétiques font d'excellents véhicules pour transporter de l'énergie sur de longues distances (Elmegreen 1997). Ensuite, la turbulence supersonique purement hydrodynamique est dissipée trop efficacement en chocs pour être compatible avec la durée de vie des nuages interstellaires (e.g. Goldreich & Kwan 1974; voir cependant aussi Elmegreen 2000 pour un point de vue opposé). L'image d'après laquelle la turbulence supersonique est due à la propagation d'ondes hydromagnétiques suggère que la formation de chocs et la dissipation associée sont diminuées de manière significative (Arons & Max 1975; Zweibel & Josafatsson 1983). Cette dernière hypothèse a dû être remise en question à la lumière de récents résultats de travaux numériques simulant la turbulence du MIS. Ces simulations montrent en effet que le temps de dissipation de la turbulence dans le cas magnétisé, bien que légèrement plus long, est comparable au temps de dissipation de la turbulence purement hydrodynamique (Mac Low et al. 1998;

Stone et al. 1998; Heitsch et al. 2001). Ainsi, pour pouvoir expliquer la dynamique des nuages interstellaires, la turbulence doit être en permanence alimentée par un mécanisme d'injection d'énergie.

L'article *Energy transfer in biphasic interstellar medium* (Langer & Puget 2002) traite précisément de cette question. Pour des raisons de simplicité, les nuages interstellaires y sont modélisés en géométrie plan-parallèle. On considère un nuage isolé attaqué par un spectre d'ondes d'Alfvén. On suppose également que le régime stationnaire est atteint, et qu'en particulier les ondes sont constamment générées dans le milieu extérieur par un des divers mécanismes possibles au sein du MIS (ce peut être le mouvement relatif des nuages dans le potentiel de la galaxie hôte, les flots à grande échelle dus aux vents stellaires ou aux explosions de supernovæ, etc.). On s'intéresse à l'énergie réfléchie par la face d'entrée du nuage, à l'énergie retransmise à travers lui au milieu extérieur, et surtout à l'énergie interne au nuage induite par l'injection d'ondes. Les résultats obtenus sont résumés dans le paragraphe suivant, l'article correspondant étant inclus en annexe.

2.4.2 Résultats et limitations

Dans notre article, nous calculons les différentes énergies (réfléchie, transmise et interne au nuage) en termes d'amplitudes rms. des ondes. Ces quantités ont été obtenues précédemment par Elmegreen (1985) dans un article qui traite de la dissipation de l'énergie au sein de nuages inhomogènes magnétisés. Dans notre article, nous présentons tout d'abord les mêmes quantités rectifiées d'une omission. Nous tenons en effet explicitement compte des interférences entre les ondes internes au nuage. Cette correction amène à revoir une partie des conclusions d'Elmegreen. En particulier, nous montrons que les mouvements internes induits par l'injection des ondes sont du même ordre de grandeur que le mouvement du nuage dans son ensemble, contrairement à ce qui a été affirmé précédemment. Deux conséquences découlent directement de ce fait. D'une part, dans le cas où le déplacement du nuage se fait approximativement le long de la ligne de visée, on s'attend à ce que l'élargissement des raies spectrales dû aux mouvements turbulents soit du même ordre de grandeur que le déplacement d'ensemble du spectre dû au mouvement global du nuage. D'autre part, les mouvements internes étant non négligeables, on s'attend à ce que l'énergie turbulente qui leur est associée contribue de façon notable à la stabilité du nuage, et c'est ce que nous allons voir maintenant.

Considérant un spectre d'ondes d'Alfvén incidentes de la forme $\delta v^2(k) \propto k^{-\alpha}$ (où δv est l'amplitude des ondes et α l'indice spectral), nous montrons en effet que l'énergie interne due aux mouvements turbulents induits par les ondes atteint des niveaux non négligeables. Plus précisément, en fonction du rapport d/L de la taille d du nuage à la distance typique L entre nuages, l'énergie interne contenue dans les ondes d'Alfvén peut être comparable, voire d'un ordre de grandeur supérieure à l'énergie contenue dans le champ magnétique moyen qui traverse le nuage (voir figure 2.5). Cette énergie doit être naturellement prise en compte dans les bilans énergétiques que l'on fait en vue d'estimer la stabilité des nuages. Elle intervient sous la forme d'une pression non thermique et fournit une force stabilisatrice qui s'oppose à la contraction par gravité ou à la compression par la pression externe. Avec cette forme supplémentaire d'énergie, l'échelle des structures stables est plus grande, toutes choses (conditions physiques extérieures) étant égales par ailleurs.

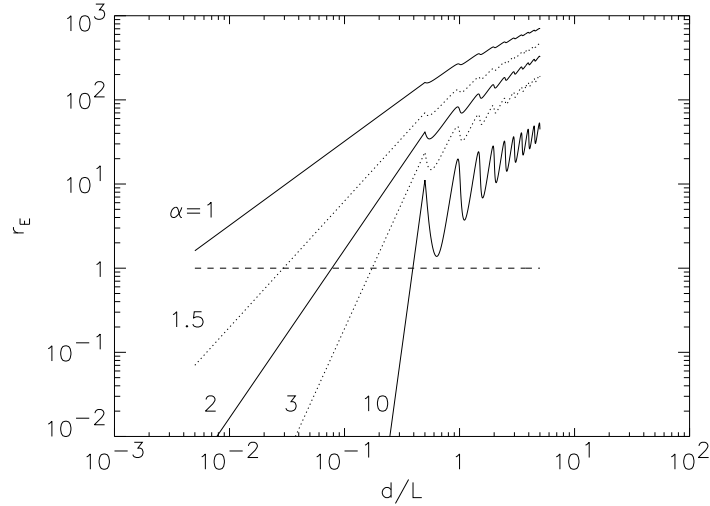


FIG. 2.5: Energie interne induite par l'injection d'ondes d'Alfvén dans un nuage. La figure représente $r_E = (\text{énergie cinétique induite par les ondes}) / (\text{énergie contenue dans le champ magnétique moyen})$ en fonction de d/L où d est la taille du nuage et L la distance moyenne entre nuages. De haut en bas, $\alpha = 1, 1.5, 2, 3, 10$, α étant l'indice spectral des ondes incidentes. La normalisation est donnée par $\delta v^2(K) = V_{A_1}^2$ où $K = 2\pi/L$ et V_{A_1} est la vitesse d'Alfvén dans le milieu extérieur. Les oscillations visibles pour $d > L/2$ correspondent à la sommation cohérente (modes résonants : pics) ou incohérente (modes non-résonants : creux) qui domine. Le graphe a été tracé pour $n = V_{A_1}/V_{A_2} = \sqrt{150}$.

Enfin, appliquée au cas des nuages moléculaires, notre étude corrobore les résultats obtenus par Falgarone & Puget (1986, désigné par FP dans la suite). Dans leur article, les ondes hydromagnétiques sont générées directement à l'intérieur des nuages par la courbure des lignes de champ magnétique au niveau de la discontinuité de densité qui sépare le milieu nuage du milieu internuage. Dans notre étude en revanche, le spectre est généré dans le milieu extérieur et transmis à l'intérieur des nuages. Cependant, comme dans FP, nous obtenons qu'au sein des nuages, l'énergie contenue dans le champ magnétique turbulent et l'énergie associée au champ magnétique moyen sont du même ordre de grandeur pour des indices spectraux raisonnables ($\alpha = 2 - 4$). Notre étude propose donc une vision alternative de la transmission d'énergie des grandes aux petites échelles médiée par le champ magnétique.

Si les deux approches donnent le même résultat, peut-on pour autant dire qu'elles sont équivalentes ? Rien n'est a priori moins certain. Pour tenter de répondre à cette question, comparons les deux approches afin d'en identifier les différences et les similitudes. Voyons tout d'abord les conditions physiques adoptées dans les deux cas et les conséquences qui en découlent. Dans les deux approches, les conditions de densité des nuages et du milieu extérieur sont à peu près identiques. C'est l'instabilité thermique qui est à l'origine des nuages. En particulier, le fort contraste de densité et la raideur de la transition entre les deux milieux, pratiquement en marche d'escalier, sont des ingrédients indispensables dans les deux études. Nous verrons plus loin que cette dernière condition n'est pas très réaliste.

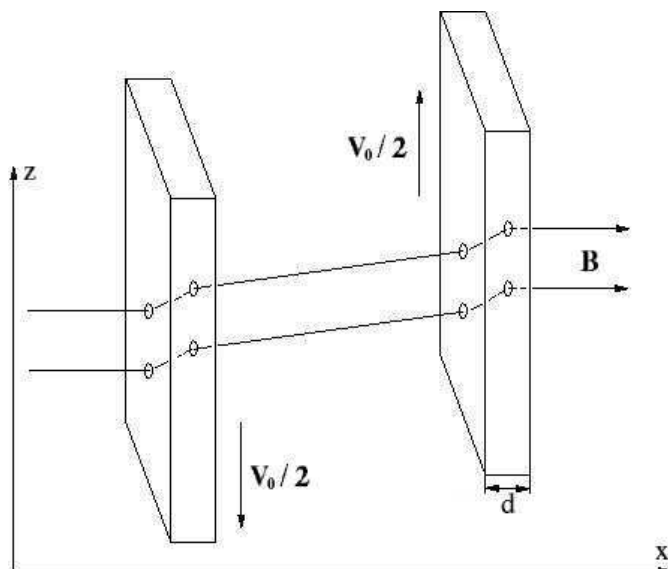


FIG. 2.6: Nuages en mouvement relatif oscillant connectés par un champ magnétique. A $t = 0$, on communique une vitesse transverse $V_0/2$ à chacun des nuages. Les lignes de champ magnétique entre les nuages restent droites. Leur courbure aux interfaces intérieures génère un ensemble d'ondes transverses à l'intérieur des nuages (schéma d'après Clifford & Elmegreen 1983).

Ensuite, les conditions qui s'appliquent au champ magnétique, soit au médiateur-même d'énergie, sont très différentes d'une étude à l'autre. En effet, dans le modèle présenté dans cette thèse, le champ moyen \mathbf{B}_0 est statique, parcouru par de faibles perturbations (régime linéaire) $|\delta\mathbf{B}| \ll |\mathbf{B}_0|$ transverses. Dans FP en revanche, le champ moyen est loin d'être statique. Le modèle développé par FP fait suite à un article de Clifford & Elmegreen (1983) où deux nuages en géométrie plan parallèle, et parcourus par un champ magnétique \mathbf{B}_0 initialement longitudinal (parallèle à l'axe des x), sont mis en mouvement relatif transverse (voir figure 2.6). L'énergie cinétique des nuages diminue progressivement jusqu'à devenir nulle, au profit de l'énergie magnétique accumulée principalement entre les nuages (une fraction de cette énergie est convertie en mouvements internes). Les nuages étant suffisamment proches l'un de l'autre et la densité du milieu internuage étant suffisamment faible ($\rho_{\text{inter}} \ll \rho_{\text{nuage}}$), le temps de propagation des ondes entre les nuages est négligeable face au temps de décélération des nuages. De fait, les lignes de champ magnétique entre les nuages sont pratiquement droites et une composante transverse du champ magnétique d'amplitude comparable à B_0 s'ajoute à la composante longitudinale d'origine : le déplacement relatif des nuages génère entre eux un fort gradient de champ magnétique, proportionnel au déplacement. La propagation des ondes entre les nuages est donc "instantanée" et les ondes "naissent" à la surface du nuage.

La même condition sur le contraste de densité entre les deux milieux conduit de plus à l'approximation selon laquelle, aux extrêmes bords des nuages, le champ magnétique est constant, indentique à sa configuration initiale \mathbf{B}_0 . Les ondes générées au sein des nuages sont donc artificiellement prisonnières du système. La réflexion interne des ondes aux bords extrêmes est mésestimée puisqu'aucune fuite vers l'extérieur n'est possible. Dans notre étude au contraire, nous adoptons des conditions aux limites plus réalistes. Par essence, notre formulation du problème permet qu'une fraction des ondes, non négligeable

en fonction des modes, s'échappe naturellement du nuage.

Enfin, examinons la nature des ondes impliquées dans les deux approches. Dans les deux cas, il s'agit d'ondes transverses. Dans notre étude, elles forment un spectre continu dont la pente est arbitraire, faute de spécifier précisément le mécanisme qui les génère. Dans FP, les ondes prisonnières des nuages sont également générées en spectre, mais l'indice spectral est déterminé par les contraintes géométriques (voir Falgarone & Puget 1986). En effet, pour une taille d de nuage fixée, il varie en fonction de la distance L entre les nuages : plus la distance est grande, plus l'indice spectral est grand. Dans notre étude, les contraintes géométriques ne déterminent pas les modes ondulatoires. Les échelles de longueur fixent en revanche partiellement les limites du spectre. La distance L est l'échelle d'injection du spectre à l'extérieur et le rapport d/L fixe le premier mode interne⁶, c'est-à-dire le premier qui contribue à la pression interne des ondes : si $d < L$, le premier mode interne est $\lambda = 2d$, et dans le cas contraire, le premier mode est $\lambda = L$. Bien qu'à l'extérieur tous les modes soient générés, la taille finie du nuage sélectionne essentiellement les modes résonants. Si on l'examine plus attentivement, on se rend compte que le spectre d'ondes généré dans FP est un spectre discret. Les modes ondulatoires excités dépendent légèrement des contraintes géométriques, en particulier de la distance entre les nuages. Or, dans la limite où la distance entre nuages est très grande devant la taille des nuages, on peut montrer que les modes excités dans FP sont exactement identiques aux modes résonants de notre étude, $\lambda_a = 2d/a$ où a est l'ordre du mode excité. L'identité des modes internes excités dans les deux approches est un indice en faveur de leur équivalence.

Cependant, une dernière différence entre les deux approches réside dans le fait que nous regardons le régime stationnaire. Le modèle présenté par FP est en revanche un modèle dépendant explicitement du temps. Dans leur cas en effet, les nuages du MIS connectés par un champ magnétique sont mis en mouvement relatif à $t = 0$. La tension des lignes de champ magnétique ramène alors les nuages vers leur position initiale et le système se met à osciller. Le régime étudié par FP est donc un régime transitoire. Compte tenu des similitudes soulignées plus haut, davantage qu'un modèle équivalent à celui développé par FP, notre propre étude se présente comme la description de l'état stationnaire vers lequel le système étudié dans FP tend asymptotiquement avec le temps, modulo les différences que nous avons mises à jour.

Bien entendu, il faut garder à l'esprit que les résultats que nous présentons à partir de notre modèle ont été obtenus dans un cas simplifié. Tout d'abord, nous avons supposé que la discontinuité de densité entre les nuages et le milieu environnant est très forte. En réalité, il est probable que la transition entre les deux milieux soit plus douce. Cela est en particulier vrai dans le cas des nuages moléculaires pour lesquels l'auto-gravité joue un rôle non négligeable. Une transition progressive entre les deux milieux a pour effet de "laver" partiellement les résonances. Cependant, tant que l'épaisseur de la zone de transition reste faible face aux dimensions du problème (taille des nuages et distance entre les nuages), le formalisme développé dans notre article reste applicable. De même, la géométrie plan-parallèle que nous avons considérée représente une simplification grossière. Les nuages du MIS prennent des formes bien plus complexes et leurs surfaces ne sont pas régulières (elles peuvent présenter une structure fractale - voir par exemple Falgarone et al. 1991). De nouveau, les résonances sont probablement effacées, mais on peut raison-

⁶Le dernier mode est quant à lui fixé par l'échelle de dissipation collisionnelle des ions sur les neutres.

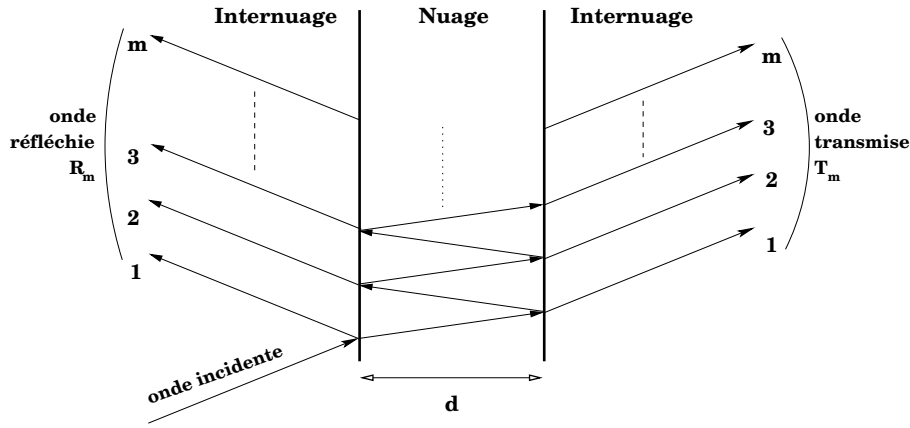


FIG. 2.7: Réflexion, transmission et réflexions internes d'ondes d'Alfvén dans un nuage du MIS en géométrie plan parallèle. Par souci de clarté, la trajectoire des ondes a été inclinée par rapport à la surface du nuage. En pratique, on considère l'incidence normale.

nablement s'attendre à ce que l'intégrale de l'énergie interne, due à l'injection des ondes, soit globalement conservée (Puget 1991).

Ensuite, comme nous l'avons dit, le formalisme adopté suppose que le régime stationnaire a été atteint. En effet, le calcul des coefficients de réflexion, de transmission et d'injection des ondes repose sur l'hypothèse d'une "infinité" de va-et-vient des ondes à l'intérieur du nuage. La figure 2.7 représente un nuage du MIS dans l'approximation géométrique que nous en avons faite. Il s'agit somme toute d'un interféromètre de Fabry-Pérot pour lequel le calcul des ondes réfléchie et transmise est bien connu en optique. L'approximation des réflexions internes infinies n'est correcte que dans la mesure où l'état du nuage ne change pas de manière significative pendant la durée d'injection des ondes. On peut estimer cette durée en calculant, par exemple, le nombre $m - 1/2$ de va-et-vient internes (soit $2m - 1$ allers) qu'il faut pour que l'énergie $|T_m|^2$ portée par l'onde transmise totale T_m (voir fig. 2.7) atteigne une fraction f de l'énergie $|T_\infty|^2$ portée par la même onde dans le cas d'une infinité de réflexions internes. Dans l'approximation d'un nombre infini de réflexions, l'amplitude relative transmise T_∞ est donnée par

$$T_\infty = A S_0 \quad (2.26)$$

où

$$A = \frac{4n}{(n+1)^2} e^{ik_2 d} \quad (2.27)$$

$$S_0 = \sum_{j=0}^{\infty} q^j \quad (2.28)$$

$$\text{avec } q = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 e^{ik_2 d}, \quad (2.29)$$

où n est l'indice de réfraction des ondes (égal au rapport des vitesses d'Alfvén dans les deux milieux), d est la taille du nuage et k_2 est le nombre d'onde de l'onde à l'intérieur du nuage. L'amplitude sortante T_m après les $m - 1/2$ premiers allers-retours est quant à

elle donnée par

$$T_m = A \sum_{j=0}^m q^j = (1 - q^{m+1}) A S_0. \quad (2.30)$$

Ces $m - 1/2$ premiers allers-retours contribuent à hauteur de $f |T_\infty|^2$ à l'énergie transmise dans le cas d'une infinité de réflexions, ce qui revient à

$$|1 - q^m|^2 = f \quad (2.31)$$

soit

$$m = \frac{1}{2} \frac{\ln(1 - f^{1/2})}{\ln(n - 1) - \ln(n + 1)}, \quad (2.32)$$

où l'on s'est restreint, à titre d'illustration, au cas des modes résonants. Ainsi, pour que l'énergie transmise atteigne $f \sim 50\%$ de l'énergie maximale $|T_\infty|^2$, il faut $m \approx 4$ allers-retours (on a pris $n = \sqrt{150}$, typique des conditions du MIS atomique - cf. Wolfire et al. 1995). Le temps nécessaire à ces allers-retours est donné par $t_{ar} = (2m - 1)d/V_{A_2}$ (où $d \approx 1.5$ kpc et $V_{A_2} \approx 1.4$ km.s⁻¹ dans les conditions habituelles des nuages atomiques froids), ce qui donne, pour $f \sim 50\%$, $t_{ar} = 7.3$ millions d'années, temps inférieur ou comparable (selon les estimations⁷) à la durée de vie des nuages. Ce temps d'injection d'énergie a été estimé pour la contribution d'une seule onde. Or, même dans ce cas, il est pratiquement déjà suffisamment court par rapport au temps de vie du nuage. Dans le cas pertinent d'un spectre d'ondes entier, le temps t_{ar} estimé serait probablement plus court, et l'approximation du régime stationnaire semble donc justifiée.

Quoi qu'il en soit, quand une onde transverse percute la surface d'un nuage, son premier effet est de la mettre en mouvement. Ainsi, l'ensemble des ondes incidentes comprime tout d'abord le nuage. En fonction de sa capacité à se refroidir, ce dernier peut devenir gravitationnellement instable dans la direction du champ magnétique moyen et peut donc s'effondrer bien avant que le régime stationnaire ne soit atteint. Cependant, la compression du nuage se propage à la vitesse du son interne qui est de l'ordre de $C_s \approx 0.6$ km.s⁻¹ alors que les ondes se propagent à la vitesse d'Alfvén interne $V_{A_2} \approx 1.4$ km.s⁻¹. L'injection des ondes pourrait donc être suffisamment rapide pour que les mouvements turbulents internes prennent de l'ampleur assez vite pour contrecarrer la compression externe. Dans ce cas, l'effet stabilisateur des mouvements turbulents magnétohydrodynamiques ne serait pas une propriété des seules ondes dont le sens de propagation va de l'intérieur vers l'extérieur du nuage (comme l'affirment Shu et al. 1987). Pour le vérifier, nous avons entrepris une étude où l'injection des ondes est explicitement calculée en fonction du temps. La taille du nuage étant désormais variable, le calcul des ondes injectées ne peut plus se faire comme dans le cas statique. En particulier, la

⁷La durée de vie des nuages moléculaires peut-être estimée à partir de diverses observations et considérations théoriques : abondance des éléments et taux de réactions chimiques, destruction par collisions de sous-structures, taux de formation d'étoiles, etc. Inversement, la durée de vie des nuages atomiques froids est difficile à évaluer. Ils sont pratiquement inactifs chimiquement et ne présentent pas de sous-structure marquée. Le temps d'effondrement gravitationnel $t_{ff} \approx (G\rho)^{-1}$ est de l'ordre de 10^7 ans, mais les nuages du CNM ne sont pas gravitationnellement liés. .Enfin, s'ils étaient détruits par les chocs turbulents à grande échelle, c'est l'intervalle de temps entre de tels chocs qui fixerait leur durée de vie. Or, le temps d'adaptation d'un nuage du CNM à la perturbation par chocs est environ cinq fois plus court que l'intervalle entre les chocs (Wolfire et al. 2002).

quantité d'ondes réfléchies sur les parois intérieures du nuage augmente par intervalles de temps discrets. De même, du fait de la variation de la différence de marche, le déphasage entre toutes les ondes qui contribuent à l'amplitude totale pour un mode donné n'est pas constant. Partant de l'hypothèse simple que la compression du nuage se fait à vitesse constante (ce qui est correct en première approximation tant que le nuage reste gravitationnellement stable), on suit chaque onde au cours de ses réflexions internes. Les temps auxquels l'onde heurte les parois internes sont facilement calculables, de même que les différences de marches. Pour obtenir l'amplitude globale de l'onde interne, il faut cependant aussi tenir compte de la vitesse de déplacement des parois. Cette dernière introduit dans les modes un décalage Doppler dépendant du temps, ce qui augmente d'autant plus la difficulté de leur sommation. Nous présentons les résultats de ce modèle dépendant du temps dans un prochain article (Langer & Puget 2003).

2.5 Conclusions

Nous avons vu dans ce chapitre comment l'action conjuguée de l'instabilité thermique et du champ magnétique pouvait fournir un mécanisme de redistribution d'énergie au sein d'un milieu thermiquement bistable. En particulier, dans le cadre simplifié d'une géométrie plan-parallèle, nous avons examiné le transfert d'énergie par ondes d'Alfvén dans le MIS atomique des grandes vers les petites échelles. Aux grandes échelles, l'énergie est injectée dans le milieu par les mouvements d'ensemble de nuages froids connectés par un champ magnétique et virialisés dans le puits de potentiel de la Galaxie. Ces mouvements génèrent entre les nuages un spectre d'ondes qui se propage le long des lignes du champ magnétique. Aux parois des nuages, les ondes sont en partie réfléchies et en partie injectées dans les nuages. A l'intérieur d'un nuage, les ondes subissent des réflexions multiples. Nous avons montré que leurs interactions résonantes induisent des mouvements internes d'amplitude comparable au mouvement global du nuage. Par ailleurs, intégrées sur le spectre d'ondes entier, les énergies cinétique et magnétique induites par les résonances peuvent contribuer de manière notable à la stabilité du nuage en fonction de la géométrie du problème et de l'indice spectral des ondes. Dans les cas les plus favorables, l'énergie fournie par les ondes d'Alfvén injectées dans un nuage peut atteindre des valeurs d'un ordre de grandeur supérieures à l'énergie contenue dans le champ magnétique moyen.

Dans le chapitre suivant, nous prolongeons l'étude du transfert et du stockage d'énergie médiés par les ondes hydromagnétiques. Nous présentons les résultats préliminaires de simulations numériques simples d'un système de nuages denses et froids connectés par un champ magnétique. Ces simulations nous permettent de nous affranchir naturellement de certaines des limitations présentées au paragraphe 2.4.2 et d'explorer une situation plus réaliste que celle exposée ici. Le présent chapitre nous a néanmoins permis de cerner le rôle potentiel du champ magnétique et de l'instabilité thermique pour la redistribution d'énergie au sein de la Galaxie. Maintenant, l'instabilité thermique, et la bistabilité thermique qui en découle dans les conditions vues au paragraphe 2.2.3, ne sont pas propres à notre Galaxie. En vérité, il est plus que probable que l'instabilité thermique était à l'œuvre très tôt dans le processus de formation des galaxies. En tout état de cause, on peut légitimement penser que les galaxies sont des systèmes multiphasiques dès les premiers stades

de leur existence. Par ailleurs, les nombres de Reynolds correspondant aux grandeurs physiques mises en jeu dans les systèmes (proto-)galactiques sont grands et les milieux considérés sont donc hautement turbulents. L'injection d'énergie turbulente peut être due à divers facteurs comme, à l'échelle de plusieurs dizaines de parsecs, les explosions des premières étoiles en supernovæ et l'expansion de régions H II ou plus généralement les mouvements à grande échelle. Or, comme nous le verrons au chapitre 4, les observations indiquent l'existence de champs magnétiques extragalactiques, en particulier aussi au sein de galaxies à grand redshift. La turbulence dans les premières galaxies excite vraisemblablement des ondes hydromagnétiques qui se propagent le long des lignes de champ. Le mécanisme de transfert d'énergie présenté dans ce chapitre a donc toutes les chances d'être opérant dans les systèmes protogalactiques, et pourrait contribuer à résoudre le problème du sur-refroidissement. De ce point de vue, et conformément à l'intuition, l'analyse des simulations numériques de nuages magnétisés nous montrera au chapitre suivant que le temps de dissipation d'énergie dans le cas d'un système multiphasique plongé dans un champ magnétique est modifié par rapport au cas d'un système uniforme non magnétisé.

3 Stabilité d'un milieu biphase magnétisé : approche numérique

DANS ce chapitre, on aborde à l'aide de l'outil numérique le problème étudié au chapitre précédent. Certaines des limitations sous-jacentes à l'approche analytique développée plus haut se retrouvent naturellement levées. Je présente ici les premiers résultats de travaux faits en collaboration avec Patrick Hennebelle, Michel Pérault et Jean-Loup Puget. Au moyen d'une extension du programme numérique développé par P. Hennebelle (2000, voir aussi Hennebelle & Pérault 1999), nous simulons un ensemble de nuages en interaction magnétique. Les conditions physiques adoptées sont celles du MIS atomique. Pour des raisons de simplicité numérique, la géométrie choisie est plan parallèle comme précédemment. En revanche, les nuages sont formés initialement par instabilité thermique dynamiquement assistée (Hennebelle & Pérault 1999). Le problème de la raideur de la discontinuité, discuté au paragraphe 2.4.2 du chapitre 2, ne se pose donc pas puisque c'est la physique de l'instabilité thermique qui en fixe la dimension (largement négligeable face à la taille des nuages qui est de l'ordre du parsec). Signalons qu'au moment de l'écriture de ces pages, la gravité n'est pas incluse dans le code. Les résultats que nous obtenons sont donc applicables aux nuages atomiques froids essentiellement.

Nous commencerons par décrire le système de nuages que nous avons examiné ainsi que le programme numérique utilisé pour le simuler. A l'aide d'un modèle numérique simple, nous verrons ensuite que l'évolution à grande échelle du système peut être correctement décrite par les mouvements des parois des nuages fixées sur les lignes du champ magnétique. Nous nous intéresserons ensuite au stockage d'énergie et à la durée de vie du système. Nous verrons en particulier que les modes internes aux nuages sont essentiels pour que l'intégrité des nuages soit préservée au cours du temps. Enfin, en estimant le temps de dissipation d'énergie, nous verrons que le système de nuages magnétisés représente, par rapport à un milieu homogène non-magnétisé, un véritable réservoir d'énergie.

3.1 Situation physique

3.1.1 Equations du problème

Le système physique que nous considérons est régi par les équations de la magnétohydrodynamique d'un gaz parfait. Les échanges thermiques avec "l'extérieur" sont représentés par une fonction \mathcal{L} de perte nette d'énergie définie par

$$\rho\mathcal{L} = n^2\Lambda(T) - n\Gamma \quad (3.1)$$

où ρ est la densité du gaz et n le nombre de particules par unité de volume. La fonction de refroidissement $\Lambda(T)$ représente les pertes radiatives d'énergie et Γ représente les termes de chauffage. Les équations de conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie sont respectivement :

$$\partial_t \rho + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3.2a)$$

$$\rho \{ \partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \} = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \nabla \cdot \mathbf{\Pi} \quad (3.2b)$$

$$C_V \rho \{ \partial_t T + \mathbf{v} \cdot \nabla T + (\gamma - 1) T \nabla \cdot \mathbf{v} \} = -\rho \mathcal{L}(\rho, T) - \nabla \cdot \mathbf{j}_T + \Pi_{ij} \partial_{x_j} v_i \quad (3.2c)$$

Le champ magnétique \mathbf{B} répond quant à lui à l'équation d'induction et l'équation de Gauss

$$\partial_t \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B} - (\nabla \cdot \mathbf{v}) \mathbf{B} \quad (3.3a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.3b)$$

et le gaz étant supposé parfait, nous avons enfin l'équation suivante :

$$P = \rho \frac{kT}{m_p}. \quad (3.4)$$

Comme de coutume, T est la température, P la pression et \mathbf{v} la vitesse. Le flux de chaleur est désigné par $\mathbf{j}_T = -\kappa(T) \nabla(T)$, où κ est la conductivité thermique, et $\mathbf{\Pi}$ est le tenseur de contraintes visqueuses. Nous nous restreignons à la géométrie plan-parallèle, et l'unique composante de $\mathbf{\Pi}$ à retenir est donc $\Pi_{xx} = \eta(T) \partial_x v_x$, η étant la viscosité dynamique. Enfin, les constantes C_V , m_p , k et γ sont respectivement la capacité calorifique, la masse moyenne d'une particule, la constante de Boltzmann et l'indice adiabatique. La viscosité et la conductivité thermique sont données par (Lang 1999) :

$$\eta = 5.7 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T}{1 \text{ K}} \right)^{1/2} \text{ g.cm}^{-1}.\text{s}^{-1} \text{ et } \kappa = \frac{5}{3} C_V \eta. \quad (3.5)$$

La fonction de refroidissement choisie dans le code est un ajustement analytique (Lioure 1990) de la fonction $\Lambda(T)$ calculée par Dalgarno & McCray (1972) tenant compte du refroidissement par les espèces H I et C II :

$$\Lambda(T) = 8.31 \cdot 10^{-26} e^{-\frac{480 \text{ K}}{T}} + 2.73 \cdot 10^{-22} e^{-(\log \frac{T}{80.2 \text{ K}} - 7.6)^2} \text{ erg.cm}^3.\text{s}^{-1}. \quad (3.6)$$

Le taux de chauffage par atome est choisi constant,

$$\Gamma = 2 \cdot 10^{-25} \text{ erg.s}^{-1}, \quad (3.7)$$

correspondant à la photoionisation par rayonnement UV , et la fraction d'ionisation est égale à 10^{-3} . La fonction de perte d'énergie qui résulte de ces choix est propice au développement d'un milieu biphase par instabilité thermique.

3.1.2 Brève description du programme

Les simulations sont réalisées à l'aide d'un programme à maillage adaptatif à une dimension. Face à cette particularité, on peut au premier abord ressentir une certaine déception, à l'heure où d'impressionnants programmes numériques à trois dimensions sont

développés pour simuler l'évolution de l'Univers dans son ensemble et la formation de halos de matière noire en particulier. Cependant, la principale contrainte à laquelle on doit faire face est la présence simultanée, dans le problème qui nous intéresse, de plusieurs échelles très différentes, tant du point de vue spatial que temporel. Par exemple, le temps de refroidissement du milieu diffus et celui du milieu dense diffèrent pratiquement de trois ordres de grandeur et le programme doit être capable de s'adapter correctement à cette différence. D'autre part, il doit aussi être en mesure de traiter précisément les différentes échelles spatiales qui vont de quelques kiloparsecs (taille globale du complexe de nuages) au millième de parsec (pour l'épaisseur de la couche de transition entre milieu dense et milieu diffus). Une forte adaptativité et une résolution élevée sont donc requises, en particulier pour traiter correctement les fronts de l'instabilité thermique. La réalisation de programmes numériques à trois dimensions convenables est une tâche difficile, et l'on se voit souvent contraint de revoir à la baisse ses exigences de précision pour éviter des temps de calcul prohibitifs. A cet égard, les simulations à une dimension restent donc un excellent moyen pour explorer la physique de l'hydrodynamique magnétisée, en particulier les effets des gradients raides de densité et de température.

Pour leur résolution numérique, les équations du problème sont discrétisées dans l'espace réel par la méthode des différences finies. L'intégration temporelle est faite selon un schéma semi-implicite de pas de temps globalement adaptatif. L'espace à une dimension est divisé en cellules elles-mêmes subdivisées en sous-cellules qu'on appellera "pixels" par la suite. Tous les dix pas de temps, on calcule les gradients de densité, de température et de vitesse dans chaque pixel. Si, au sein d'une cellule, la variation relative d'un pixel à l'autre des quantités physiques dépasse le niveau de raffinement fixé (ici 1%), on double la résolution pour tous les pixels de la cellule en question, ce qui introduit la création d'une cellule supplémentaire. La résolution de cellules voisines n'est pas autorisée à différer par plus qu'un facteur deux : le cas échéant, la résolution est propagée le long de la grille jusqu'à satisfaire ce critère. Les quantités physiques sont interpolées sur la nouvelle grille moyennant la conservation locale de masse, d'impulsion et d'énergie. De même, la résolution est localement diminuée et deux cellules voisines sont fusionnées dans le cas où la variation de densité d'une cellule à l'autre est suffisamment basse. Enfin, le pas temporel est adapté à la résolution spatiale maximale de la grille. Le lecteur pourra trouver plus de détails dans Hennebelle (2000) où sont présentés également les résultats des tests numériques de validation du programme.

A l'origine, le programme a été conçu pour simuler la condensation de nuages par instabilité thermique dynamiquement assistée dans un milieu magnétisé. A cet effet, il était indispensable de suivre l'évolution au cours du temps des champs physiques du problème comme la température, les vitesses d'écoulement et le champ magnétique. L'aspect énergétique du problème ne constituait pas, à ce niveau, le point central du problème. Nous l'avons déjà dit ci-dessus, des tests sévères de conservation d'énergie font bien sûr partie intégrante du corps du programme. Par ailleurs, les échanges thermiques étant au cœur de l'instabilité thermique, les pertes radiatives totales ont fait l'objet d'une implémentation rigoureuse. En revanche, pour le problème qui nous intéresse ici, le programme n'était pas complet. Nous voulons comprendre avec précision comment dans un milieu biphase, la présence d'un champ magnétique régule les processus de stockage et de transfert d'énergie. Il nous faut donc être en mesure de suivre pas à pas les phénomènes d'échange d'énergie entre les différents degrés de liberté. Pour ce faire, à partir de la structure du

programme d'origine très bien adapté à la simulation du MIS biphasique résultant de l'instabilité thermique, j'ai développé un module numérique supplémentaire. Ce module calcule en temps réel les énergies thermique, cinétique, magnétique et totale pour chacun des milieux impliqués, c'est-à-dire pour les nuages froids et denses, le milieu tiède et diffus entre les nuages, et enfin le milieu tiède et diffus aux extrémités de la grille de simulation. Ces données nous permettent de suivre au cours du temps de façon détaillée les échanges d'énergie entre les divers milieux (nuage - internuage par exemple), ainsi que la transformation d'un type d'énergie en un autre (magnétique - cinétique en particulier) au sein de chaque milieu. Enfin, le même module de calcul d'énergie est également conçu pour séparer l'énergie des mouvements longitudinaux de celle des mouvements transversaux. De cette façon, la génération d'éventuels mouvements de compression est donc directement traçable. Enfin, l'énergie cinétique d'ensemble des nuages est soustraite à leur énergie cinétique totale, ce qui laisse apparaître spécifiquement les mouvements internes qui seuls contribuent à la stabilisation des nuages.

3.1.3 Conditions initiales

Les conditions initiales de notre problème sont générées par le code d'origine de P. Hennebelle. On simule la condensation d'un nuage par instabilité thermique dynamiquement assistée dans un milieu magnétisé et thermiquement bistable correspondant au WNM. La densité et la température sont initialement uniformes, $n \sim 0.9 \text{ cm}^{-3}$ et $T \sim 10^4 \text{ K}$, de même que le champ magnétique, $B \sim 5 \cdot 10^{-6} \text{ G}$. Le nuage froid est formé au lieu de convergence de deux flots de gaz tiède de vitesses opposées, \mathbf{V}_g et \mathbf{V}_d . L'amplitude de ces flots est typiquement de l'ordre de la vitesse du son C_s . Le champ de vitesse et le champ magnétique initiaux sont autorisés à ne pas être parallèles. On pourra trouver l'étude de l'espace des phases favorable à la condensation d'un nuage froid dans Hennebelle & Pérault (2000).

La taille d du nuage créé est de l'ordre du parsec. La densité du nuage est typiquement $n_n \sim 56 \text{ cm}^{-3}$, sa température est $T_n \sim 1.5 \cdot 10^2 \text{ K}$. Nous isolons ensuite le nuage dans le milieu où il baigne, et nous le multiplions (par "reprographie") en autant d'exemplaires que souhaité, en prêtant attention aux problèmes de raccordement des cellules et à leur niveau de résolution. Au cours de cette opération, on respecte bien entendu la continuité des champs du problème. Par ce procédé, nous obtenons un système magnétisé de nuages aux propriétés absolument identiques. Dans la réalité bien sûr, les nuages liés par un champ magnétique dans un complexe moléculaires ne sont pas des sosies parfaits. En particulier, les nuages aux bords des complexes sont soumis à un champ de radiation différent de celui que subissent les nuages du centre. Cet effet peut influencer sur les échanges thermiques et sur la taille des parois des nuages. Pour le moment, nous ne tenons pas compte de tels effets, et il est possible que nos résultats ne reflètent pas directement le cas réel. Cependant, les nuages du centre sont relativement protégés des radiations extérieures et devraient donc avoir des propriétés communes. Ce sont ces nuages-là auxquels nos simulations s'appliquent le mieux.

Au temps $t = 0$, on attribue une vitesse transverse V_0 à un nuage sur deux, et une vitesse $-V_0$ aux autres, de sorte que la vitesse transverse relative entre deux nuages voisins est initialement $2V_0$. La vitesse V_0 est choisie de l'ordre d'une fraction notable de la vitesse du son C_s dans le milieu extérieur aux nuages. Cela reflète l'effet de la pression

dynamique exercée par le gaz chaud que subissent les nuages lors de leur mouvement (e.g. Mo & Miralda-Escudé 1996). De cette manière, la vitesse des nuages simulés correspond approximativement à la vitesse de nuages plongés dans le même puits de potentiel gravitationnel que le gaz environnant. Enfin, la composante longitudinale du champ magnétique est maintenue constante.

3.2 Les nuages et leurs oscillations

Comme on s'y attend, les nuages adoptent un mouvement oscillant accompagné par un constant transvasement d'énergie entre les degrés de liberté cinétique et magnétique (Clifford & Elmegreen 1983). On calcule facilement l'amplitude et la période de ces oscillations (voir schéma 3.1). Si l'on suppose que la vitesse $V(t)$ des nuages oscille selon

$$V(t) = V_0 \cos \frac{2\pi t}{\tau}, \quad (3.8)$$

la vitesse efficace est

$$V_{\text{eff}} = \frac{\sqrt{2}}{2} V_0. \quad (3.9)$$

La période τ est reliée à l'amplitude A du mouvement par

$$\frac{\tau}{4} = \frac{A}{V_{\text{eff}}}. \quad (3.10)$$

Or, les nuages de taille d écartés de L ont parcouru la distance A lorsque toute leur énergie cinétique initiale est transformée en énergie magnétique, soit lorsque

$$\rho_n V_0^2 d = \frac{B_{y\text{max}}^2}{8\pi} L \quad (3.11)$$

où $B_{y\text{max}}$ est l'amplitude maximale du champ transverse et ρ_n la densité à l'intérieur des nuages. Cependant, comme on peut le voir sur le schéma 3.1,

$$\frac{B_{y\text{max}}}{B_0 \cos \beta} = 2 \frac{A}{L} \quad (3.12)$$

où B_0 est l'amplitude totale du champ magnétique initial (et $B_x = B_0 \cos \beta$). A partir de là, on obtient

$$A = \frac{V_0 (4\pi \rho_n)^{1/2}}{B_0 \cos \beta} \left(\frac{dL}{2} \right)^{1/2} \quad (3.13a)$$

$$\tau = 4 \frac{(4\pi \rho_n)^{1/2}}{B_0 \cos \beta} (dL)^{1/2}, \quad (3.13b)$$

où l'on trouve que l'amplitude des oscillations dépend du rapport de la vitesse initiale V_0 à la vitesse d'Alfvén $B_0/\sqrt{4\pi\rho_n}$ dans les nuages. La période ne dépend naturellement pas de la vitesse initiale. Les deux quantités dépendent en revanche de la géométrie du problème, tant par l'inclinaison β du champ magnétique avec la normale aux parois des

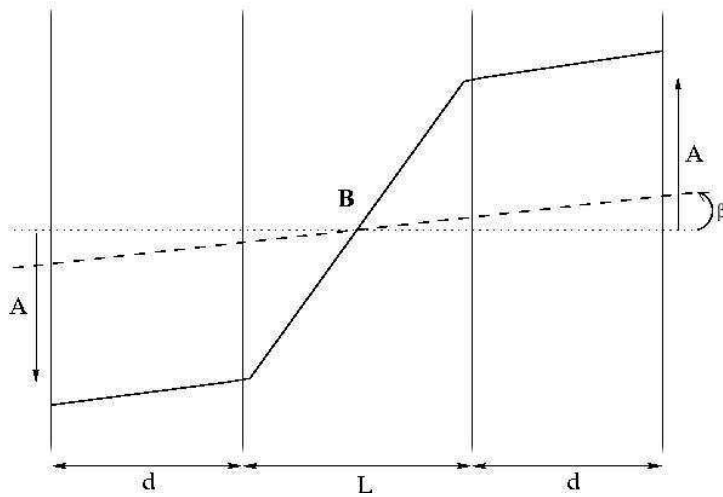


FIG. 3.1: Oscillation des nuages. Lancés à la vitesse V_0 , les nuages s'arrêtent après avoir parcouru une distance A quand toute l'énergie cinétique a été transférée au champ magnétique entre les nuages. En trait plein : champ magnétique en bout de course ; en tirets : champ magnétique initial faisant un angle β avec la normale (pointillés) aux parois des nuages.

nuages que par la taille des nuages d et leur écartement L . Pour fixer les idées, l'amplitude du mouvement transverse et sa période d'oscillation sont de l'ordre de

$$A \sim 2.7 \text{ pc} \quad (3.14a)$$

$$\tau \sim 4.3 \cdot 10^6 \text{ ans} \quad (3.14b)$$

pour $B_0 = 5 \mu\text{G}$, $V_0 = 3.5 \cdot 10^3 \text{ m.s}^{-1}$, $\beta = 5^\circ$, $\rho_n = 9.87 \cdot 10^{-23} \text{ g.cm}^{-3}$, $d = 1.3 \text{ pc}$ et $L = 1.85 \text{ pc}$.

3.2.1 Fuite des ondes d'Alfvén

Tout d'abord, je présente ici le résultat de simulations à deux nuages. Cela nous permettra d'un côté d'illustrer les réserves que nous avons émises au paragraphe 2.4.2 du chapitre précédent à propos de la description analytique simple. D'un autre côté, à partir de l'exemple à deux nuages, nous pourrions identifier plus simplement les divers processus que nous rencontrerons naturellement dans le cas à plusieurs nuages.

Comme nous l'avons écrit dans le chapitre précédent, dans le modèle de Clifford & Elmegreen (1983), les ondes d'Alfvén sont artificiellement piégées entre les deux nuages. Cependant, la première chose que l'on peut noter en examinant la figure 3.2 (vignettes e et f), c'est bien la fuite des ondes transverses à l'extérieur du système : le mouvement des particules à l'extérieur des nuages atteint des amplitudes comparables à la vitesse d'ensemble initialement communiquée aux nuages, et le champ magnétique transverse est également perturbé. Il apparaît de surcroît un phénomène que nous n'avons pas discuté : des mouvements longitudinaux de compression sont générés, tant au sein des nuages (voir aussi figure 3.3) qu'à l'extérieur (figs. 3.2 b et 3.2 d). La génération de ces mouvements s'explique de façon très naturelle. Quand les nuages sont initialement projetés dans la direction transverse, ils emportent dans leur mouvement les lignes du champ magnétique. En conséquence, un gradient de champ magnétique transverse se développe, proportionnel

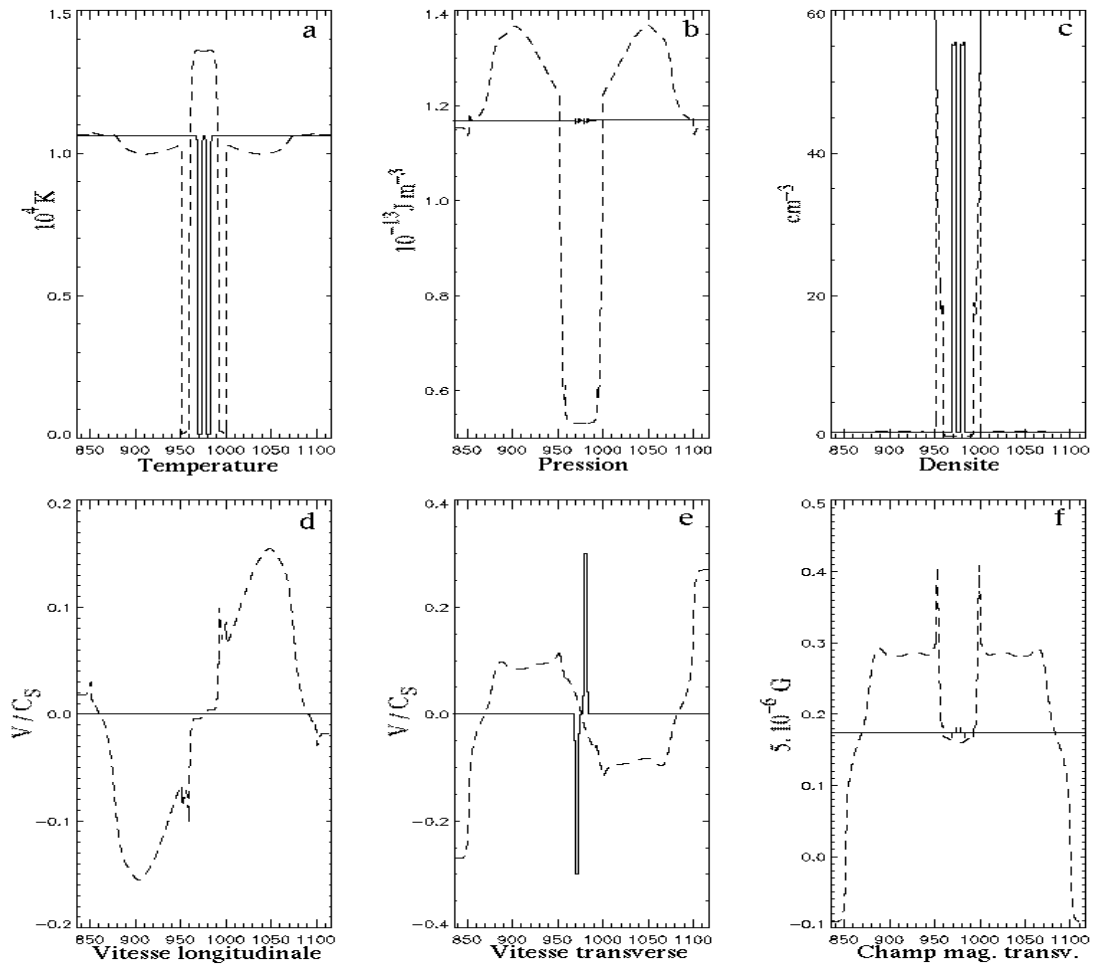


FIG. 3.2: Deux nuages : fuite d'ondes d'Alfvén et génération de mouvements de compression. Deux pas de temps sont superposés : $t = 0$ (trait plein), $t = 3.47 \cdot 10^6$ ans (tirets). Vitesse initiale des nuages : $V_0 = 0.3 C_s$; champ magnétique transverse initial : $B_y = B_0 \sin 10^\circ \approx 0.87 \mu\text{G}$. En abscisse : dimension spatiale en unités de 10^{16} m.

au déplacement des nuages. Le maximum du gradient est atteint au maximum du déplacement des nuages, c'est-à-dire lorsque leur vitesse transverse devient nulle. A ce moment là, l'énergie cinétique initiale est entièrement transformée en énergie potentielle magnétique, essentiellement accumulée entre les nuages. La tension magnétique des lignes de champ est responsable du mouvement oscillant décrit ci-dessus, tandis que la pression magnétique déplace les nuages et comprime leurs parois. En plus de leur mouvement transverse, les nuages adoptent un mouvement longitudinal qui tend initialement à les éloigner l'un de l'autre (voir figs. 3.2 a et 3.2 c). De même, des mouvements de compression interne apparaissent, responsables d'une variation de densité au sein des nuages (figs. 3.3 c). Après quelques oscillations, les nuages se sont suffisamment écartés pour que la pression thermique dans le milieu qui les sépare soit notablement plus faible que la pression du milieu extérieur (fig. 3.3 b). A cause de cette dépression entre eux, les nuages rebroussement chemin et se mettent à osciller aussi dans la direction longitudinale. De même, les parois des nuages sont soumises à compression et la taille des nuages oscille

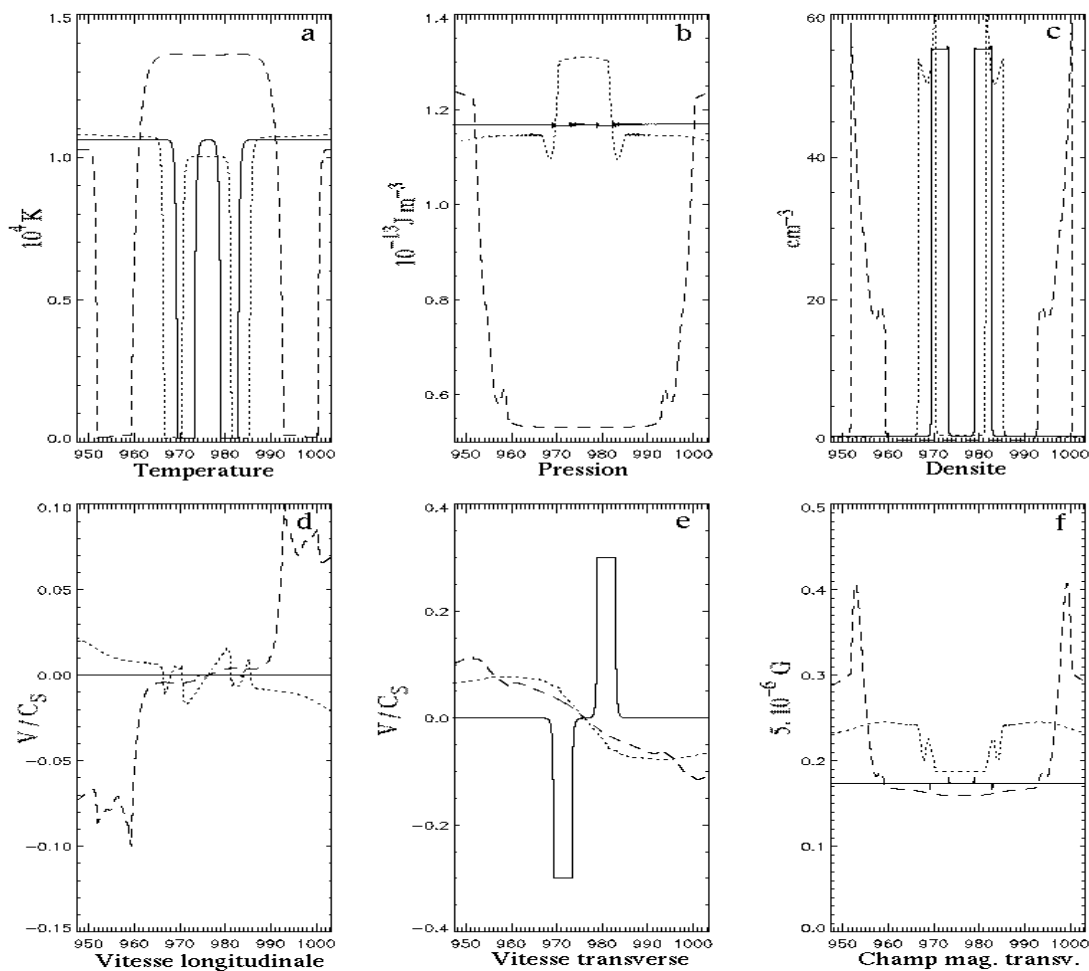


FIG. 3.3: Zoom sur la partie centrale de la figure 3.2. Trois pas de temps sont représentés : $t = 0$ (trait plein), $t = 3.47 \cdot 10^6$ ans (tirets), $t = 1.11 \cdot 10^7$ ans (pointillés).

également. Les périodes caractéristiques de ces mouvements sont

$$\tau_n = d \left(\frac{\rho_n}{P} \right) \sim 1.1 \cdot 10^6 \text{ ans} \quad (3.15a)$$

$$\tau_{en} = L \left(\frac{\rho_{en}}{P} \right) \sim 1.9 \cdot 10^5 \text{ ans} \quad (3.15b)$$

où τ_n et τ_{in} sont les périodes de compression des parois (“nuage”) et d’oscillation longitudinale des nuages (“entre”) respectivement (on a pris $P = 1.17 \cdot 10^{-13} \text{ J.m}^{-3}$ et $\rho_{en} = 1.4 \cdot 10^{-24} \text{ g.cm}^{-3}$, et comme précédemment $\rho_n = 9.87 \cdot 10^{-23} \text{ g.cm}^{-3}$, $d = 1.3 \text{ pc}$ et $L = 1.85 \text{ pc}$). On note que la période d’oscillation longitudinale τ_{en} a été estimée sans tenir compte de l’effet dominant répulsif de la pression magnétique.

Les figures 3.4 et 3.5 montrent l’évolution de l’énergie au cours du temps ainsi que sa répartition sur ses différents formes (cinétique, thermique et magnétique) et dans les trois milieux du système étudié (nuages, extérieur, internuage). L’énergie cinétique initialement injectée est stockée en énergie magnétique essentiellement dans le milieu internuage. Noter cependant qu’une large fraction de l’énergie magnétique est également injectée dans les nuages. Le plus remarquable, c’est qu’en à peine une période et demi ($\tau = 4.3 \cdot 10^6$ ans,

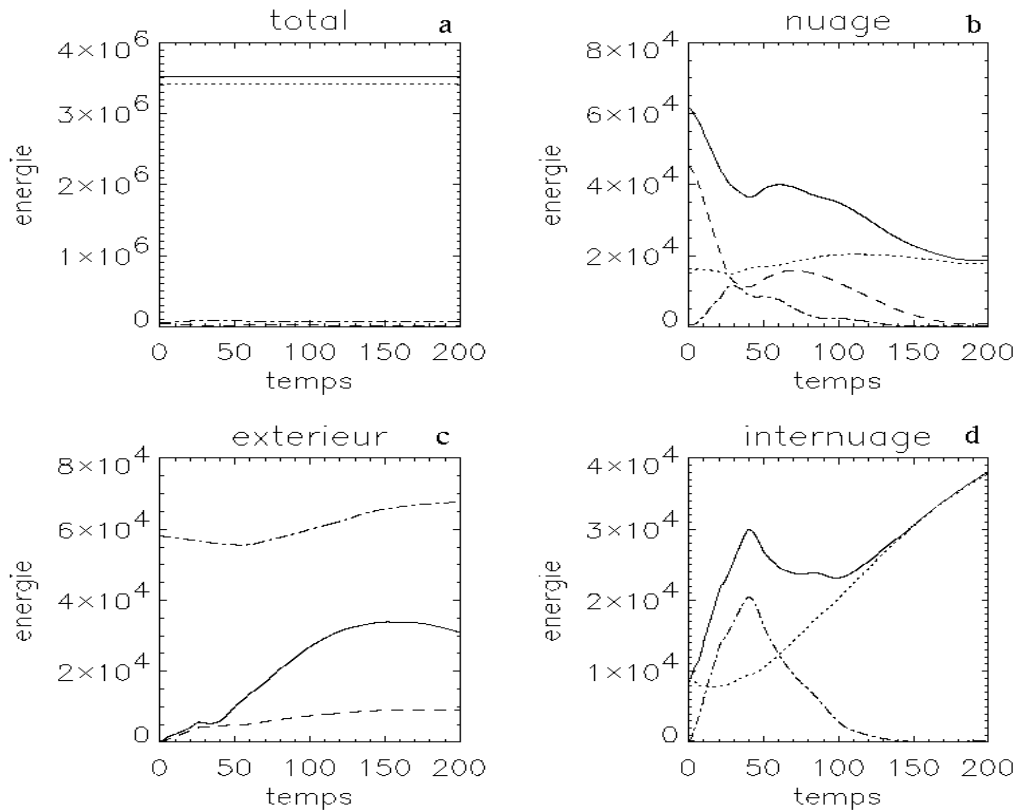


FIG. 3.4: Répartition et évolution de l'énergie dans un système de deux nuages magnétisés. Pour l'ensemble du système (vignette **a**), les nuages seuls (vignette **b**), le milieu extérieur (vignette **c**) et le milieu entre les nuages (vignette **d**) sont représentées les énergies totale (trait plein), cinétique (tirets), magnétique du champ transverse (points-tirets) et thermique (pointillés). Note : sur la vignette **c**, le trait plein représente l'énergie perdue par rayonnement par l'ensemble du système. En abscisse, le temps est en unités de 10^{12} s. (Courbes obtenues avec $B_0 = 5 \mu\text{G}$ et $V_0 = 3 \cdot 10^3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)

voir équation 3.14b), la totalité de l'énergie cinétique transverse est perdue par excitation d'ondes d'Alfvén dans le milieu extérieur (fuite d'ondes) et par pertes radiatives (figs. 3.4 c et 3.5 c). Nous verrons un peu plus loin que la situation est différente pour le système plus réaliste d'un plus grand nombre de nuages. En effet, par un processus de transport d'énergie à grande échelle que nous décrirons, l'énergie cinétique est réalimentée sur plusieurs temps dynamiques d'oscillation.

3.3 Système de huit nuages magnétisés

Les résultats que je présente ici ont été obtenus par la simulation d'un système de huit nuages aux caractéristiques identiques à ceux étudiés dans le paragraphe précédent. Comme nous allons le voir, les oscillations persistent durant plusieurs temps dynamiques. De plus, chaque nouvelle oscillation nourrit au sein des nuages des modes ondulatoires transverses, leur fournissant de la sorte une pression magnétique supplémentaire qui s'oppose efficacement à leur écrasement.

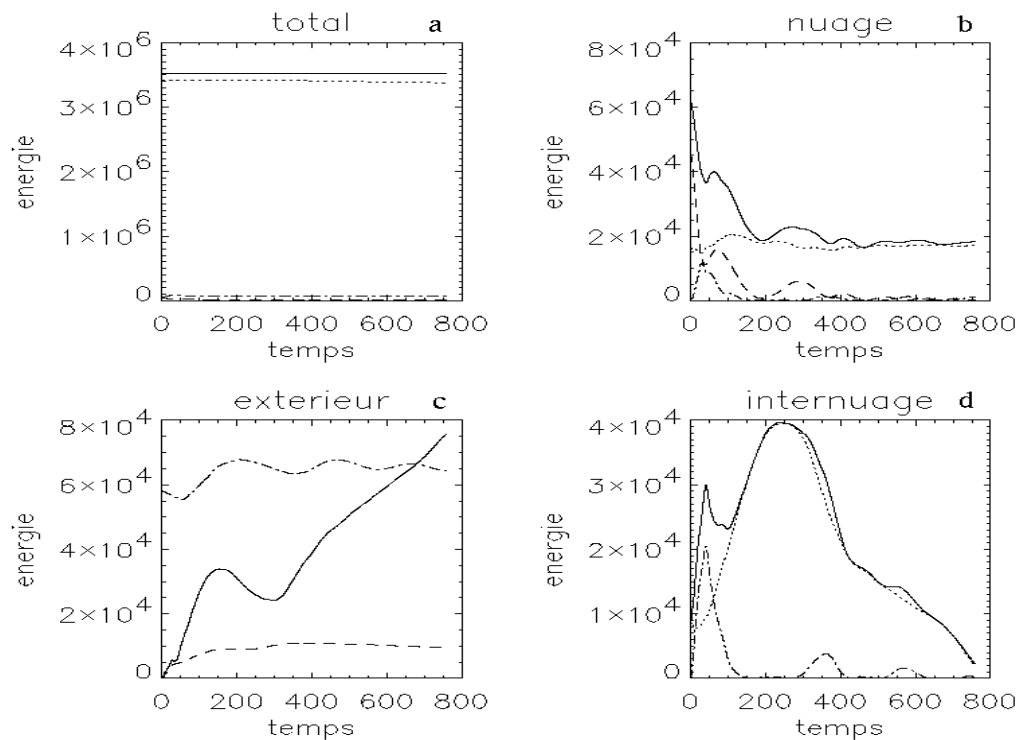


FIG. 3.5: Même système qu'en figure 3.4 sur un plus grande durée de simulation. Pour la nomenclature, voir fig. 3.4. La bosse d'énergie dans le milieu internuage (vignette **d**) autour de $t \approx 250$ (soit à $7.9 \cdot 10^6$ ans) reflète exclusivement l'augmentation de la température entre les nuages par dilatation (voir aussi le minimum local de pertes d'énergie, vignette **c**). Le pic d'énergie magnétique à $t \approx 40$ écarte fortement les nuages, ce qui se traduit par une augmentation de l'énergie cinétique des nuages (vignette **b**, $t \approx 300$). Noter que toute l'énergie cinétique initialement injectée est perdue à $t \approx 200$ ($6.3 \cdot 10^6$ ans), soit après deux oscillations (voir éq. 3.14b).

3.3.1 Transport d'énergie à grande échelle

Tout d'abord, les simulations révèlent un phénomène de transport d'énergie cinétique à grande échelle. Partant des nuages aux bords du système, l'énergie cinétique est transférée aux nuages du centre d'où elle est renvoyée aux bords. Ce phénomène est particulièrement visible sur la figure 3.7(a). Pour rendre compte de ce transfert d'énergie à l'échelle du système global, j'ai construit un modèle numérique simple. Laissant de côté les mouvements internes aux nuages, je me suis intéressé aux seuls mouvements des parois des nuages. Pour cela, j'ai repris l'équation de conservation de l'impulsion 3.2b avec deux hypothèses supplémentaires. J'ai supposé d'une part que le champ magnétique dans le milieu internuage s'ajustait instantanément au mouvement des parois. On justifie cette hypothèse en comparant la vitesse d'Alfvén du milieu internuage $V_{A_{en}}$ à la vitesse de translation des nuages V_0 :

$$V_{A_{en}} = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_{en}}} = 1.2 \cdot 10^4 \text{ m.s}^{-1} \quad (3.16a)$$

$$V_0 = 3.5 \cdot 10^3 \text{ m.s}^{-1} < V_{A_{en}}, \quad (3.16b)$$

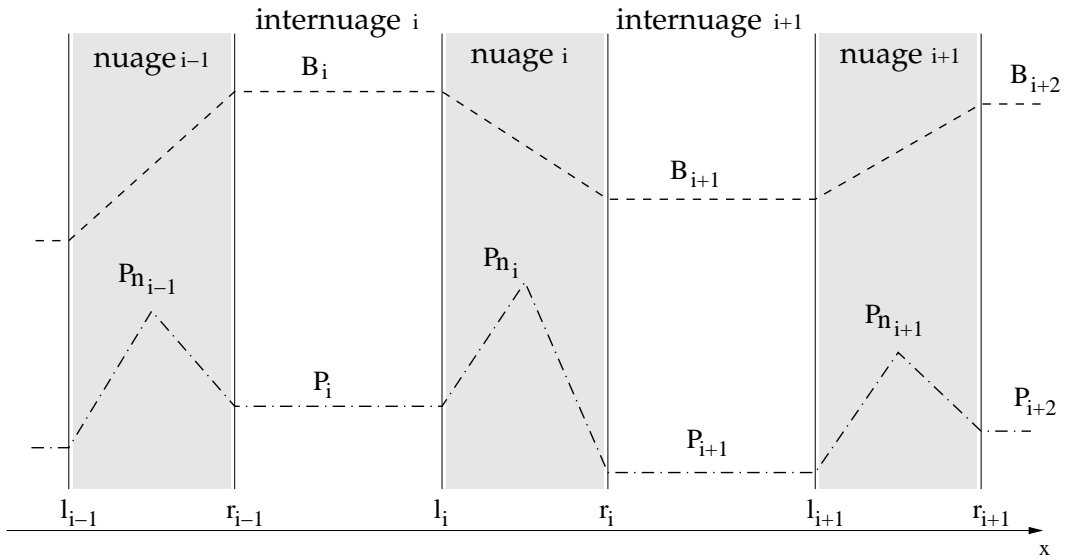


FIG. 3.6: Modèle numérique simple pour le transport d'énergie à grande échelle. On modélise le mouvement des parois gauche l_i et droite r_i de chaque nuage i , soumises à la pression thermique extérieure (P_i et P_{i+1}) et intérieure (P_{n_i}), ainsi qu'au gradient de champ magnétique transverse $(B_{i+1} - B_i)/(r_i - l_i)$.

avec $B_0 = 5 \mu\text{G}$ et $\rho_{\text{en}} = 1.4 \cdot 10^{-24} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. Le temps de propagation des ondes dans le milieu internuage est donc relativement faible face à la période des oscillations, et l'on peut considérer que les lignes de champ se redressent "instantanément" entre les nuages. Par ailleurs, j'ai supposé que la pression thermique internuage P était uniforme à tout instant. Cette seconde hypothèse est légitime si la vitesse du son du milieu internuage est grande face à la vitesse du son dans les nuages. Comme les deux milieux sont en équilibre de pression thermique, comparer ces deux vitesses du son revient à comparer les densités et les échelles caractéristiques des deux milieux, soit encore les périodes d'oscillations transverses définies dans l'équation (3.15), d'après laquelle nous avons d'ailleurs

$$\tau_{\text{en}} \ll \tau_n, \quad (3.17)$$

ce qui justifie notre deuxième hypothèse.

Les mouvements des parois peuvent alors être décrits par le système d'équations couplées suivantes (voir figure 3.6) :

$$m \ddot{l}_i = -B_i(B_{i+1} - B_i) - 2(P_{n_i} - P_i) \quad (3.18a)$$

$$m \ddot{r}_i = -B_{i+1}(B_{i+1} - B_i) - 2(P_{i+1} - P_{n_i}) \quad (3.18b)$$

$$m \dot{v}_{y_i} = B(B_{i+1} - B_i) \quad (3.18c)$$

$$(l_i - r_{i-1})\dot{B}_i = B(v_{y_i} - v_{y_{i-1}}) - B_i(\dot{l}_i - \dot{r}_{i-1}), \quad (3.18d)$$

où m est la masse constante de chaque nuage¹. Par ailleurs, P_{n_i} est la pression au centre du nuage i , l_i et r_i sont ses parois gauche et droite, et v_{y_i} est sa vitesse transverse globale. Enfin, P_i est la pression dans l'internuage i , B_i est la composante transverse du champ

¹En raison de la géométrie plan-parallèle, m est ici la masse par unité de surface.

magnétique et B sa composante longitudinale. Les grandeurs pointées sont dérivées par rapport au temps.

Le système (3.18) est facilement intégrable numériquement par diverses procédures. J'ai utilisé la méthode d'intégration de Runge-Kutta d'ordre 4. La figure 3.7 compare le résultat obtenu directement par les simulations et le résultat de ce modèle simple. On a tracé pour chaque nuage les diverses énergies d'ensemble : cinétique transverse, cinétique longitudinale et magnétique. Le modèle numérique simple reproduit étonnamment bien le phénomène de transport à grande échelle de l'énergie cinétique transverse obtenu par les simulations. Bien que quantitativement moins bon, l'accord entre modèle et simulation est qualitativement correct pour l'énergie cinétique longitudinale également. En particulier, les variations temporelles sont assez bien reproduites. En revanche, pour les mouvements longitudinaux des nuages, le modèle reproduit relativement mal les amplitudes de l'énergie obtenues par simulation. Le désaccord devient particulièrement visible après environ deux oscillations et demi. La source de ce désaccord se trouve partiellement dans le fait que, décrivant uniquement les mouvements des parois, le modèle ne tient pas compte des degrés de liberté internes des nuages ni des pertes radiatives d'énergies. Cependant, la surévaluation de l'énergie cinétique longitudinale, remarquable en particulier pour le nuage 0, vient de la modélisation de la pression et du champ magnétique aux extrémités du système. En effet, avant le nuage 0 (et symétriquement après le nuage 7), on a gardé $P_{i=0}$ et $B_{i=0}$ constants (de même $P_{i=8}$ et $B_{i=8}$). En conséquence, plus on est près des extrémités, plus les forces des pressions thermique et magnétique sont asymétriques. Le nuage 0 (et le nuage 7 par symétrie miroir) s'écarte du centre du système plus rapidement que dans la simulation où P et B sont traités correctement.

Néanmoins, le modèle est suffisamment précis pour nous permettre de comprendre comment évolue le système à grande échelle. Due à leur position privilégiée au centre du système, la relative régularité d'oscillation des nuages 3 et 4 est correctement reproduite par le modèle. De même, due cette fois aux effets de bords, pour le nuage 0 la quasi-suppression des oscillations entre $t = 10$ et $t = 70$ se retrouve dans les résultats du modèle. En vérité, les nuages se comportent comme des boîtes à dimension variable, fixées sur une corde vibrante (ici les lignes du champ magnétique) mais libres de glisser le long de la corde. La composante transverse du champ magnétique entre les nuages joue alors le rôle de ressorts qui éloignent les nuages les uns des autres.

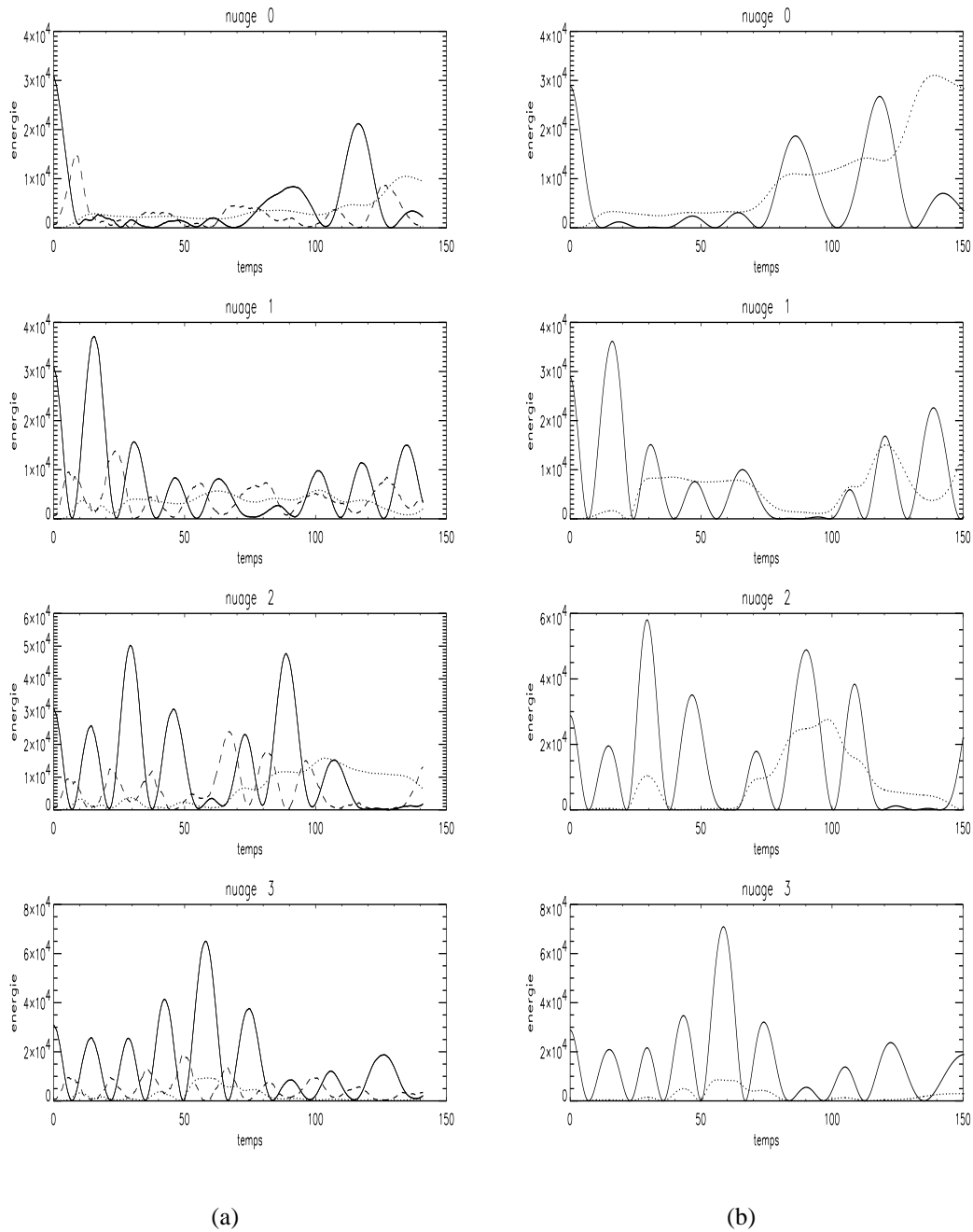


FIG. 3.7: Transport d'énergie cinétique à grande échelle. Huit nuages, numérotés de 0 à 7, ont été simulés. Le système étant symétrique, seuls les quatre premiers nuages sont représentés. Trait plein : énergie cinétique transverse ; tirets : énergie magnétique transverse ; pointillés : énergie cinétique longitudinale. Noter le très bon accord du modèle numérique simple (fig. b) avec les simulations (fig. a), en particulier pour l'énergie cinétique transverse. Au delà de $t \approx 80$, et en particulier pour le nuage 0, les énergies sont surévaluées dans le modèle numérique : cet effet dans le modèle est dû au traitement imparfait des conditions aux limites (voir texte). Le champ magnétique total est ici de $20 \mu\text{G}$ (valeur élevée choisie pour obtenir une période d'oscillation transverse courte - voir eq. 3.14b) et la vitesse initiale est $V_0 = 3.6 \text{ m.s}^{-1}$. Le temps est en unités de 10^{12} s , l'énergie en J.m^{-2} .

3.3.2 Stockage d'énergie

Energie interne

Les mouvements des nuages à grande échelle excitent des mouvements oscillatoires au sein des nuages. Non seulement des modes transverses sont générés (ondes d'Alfvén), mais des modes longitudinaux d'énergie comparable apparaissent également (ondes sonores), comme le montre la figure 3.8. A première vue, l'énergie associée aux modes internes semble négligeable. En effet, dans le meilleur des cas (nuage numéro 3, temps $t = 130$), l'énergie cinétique transverse interne atteint seulement 6.6% de l'énergie cinétique globale du nuage (il faut multiplier ce chiffre par deux pour tenir compte de l'énergie magnétique interne). Ce résultat semble contredire ce que nous avons trouvé au chapitre précédent, à savoir que l'énergie des ondes transverses internes pouvait, grâce aux interférences des ondes, atteindre des valeurs comparables à l'énergie globale du nuage (voir page 41). Cependant, les deux approches ne sont pas directement comparables. En effet, alors que nous simulons ici le régime transitoire d'un système oscillant de huit nuages magnétisés en interaction, dans le chapitre précédent nous avons présenté le cas statique d'un nuage isolé attaqué par un spectre d'ondes transverses.

Quoi qu'il en soit, l'importance des modes internes ne devrait pas être sous-estimée. D'après ce que nous avons vu dans le chapitre précédent, les ondes hydromagnétiques internes fournissent une pression stabilisatrice supplémentaire aux nuages, capable de s'opposer à la compression extérieure. C'est donc sans surprise que les modes internes se révèlent ici aussi indispensables à la survie des nuages sur plusieurs temps dynamiques d'oscillation. Pour s'en convaincre, il suffit d'examiner la colonne de droite de la figure 3.8. Aux courbes des énergies internes obtenues par la simulation, j'ai superposé pour chaque nuage la courbe représentant l'énergie cinétique transverse d'ensemble obtenue par le modèle décrit dans le paragraphe précédent. Comme on peut s'en rendre compte, ces courbes s'arrêtent vers $t = 90$ (soit après $2.8 \cdot 10^6$ ans correspondant à $2/3$ d'oscillation). Cette rupture correspond au fait que, dans le modèle où l'on ne tient pas compte de la pression magnéto-turbulente interne, le nuage numéro 3 est complètement écrasé. En revanche, il n'y a aucune trace d'écrasement complet dans les résultats de la simulation. Par ailleurs, le moment de l'écrasement correspond dans la simulation à une forte augmentation de l'énergie cinétique transverse interne. On peut donc en conclure que les modes transverses internes excités par les mouvements à grande échelle fournissent la pression supplémentaire, nécessaire à la survie des nuages sur plusieurs temps dynamiques. Pour confirmer cette conclusion, il suffit, dans le modèle simple, d'augmenter de façon artificielle la pression thermique au sein des nuages : les nuages survivent alors à l'écrasement.

Les modes internes méritent bien entendu qu'on les examine avec plus d'attention. Pour comparer les simulations aux modèles analytiques évoqués au chapitre précédent, il serait par exemple utile de décomposer les oscillations internes sur leurs modes de Fourier et déterminer le spectre des ondes générées. Par ailleurs, en vue de cerner plus précisément leur rôle dans la stabilité des nuages, il serait intéressant de comprendre quelle est la corrélation temporelle, suggérée sur la figure 3.8, entre les mouvements à grande échelle et l'injection d'ondes dans les nuages. Ces questions, parmi d'autres, font l'objet de travaux en cours en collaboration avec P. Hennebelle et M. Pérault et seront examinées dans un prochain article (Hennebelle et al. 2003).

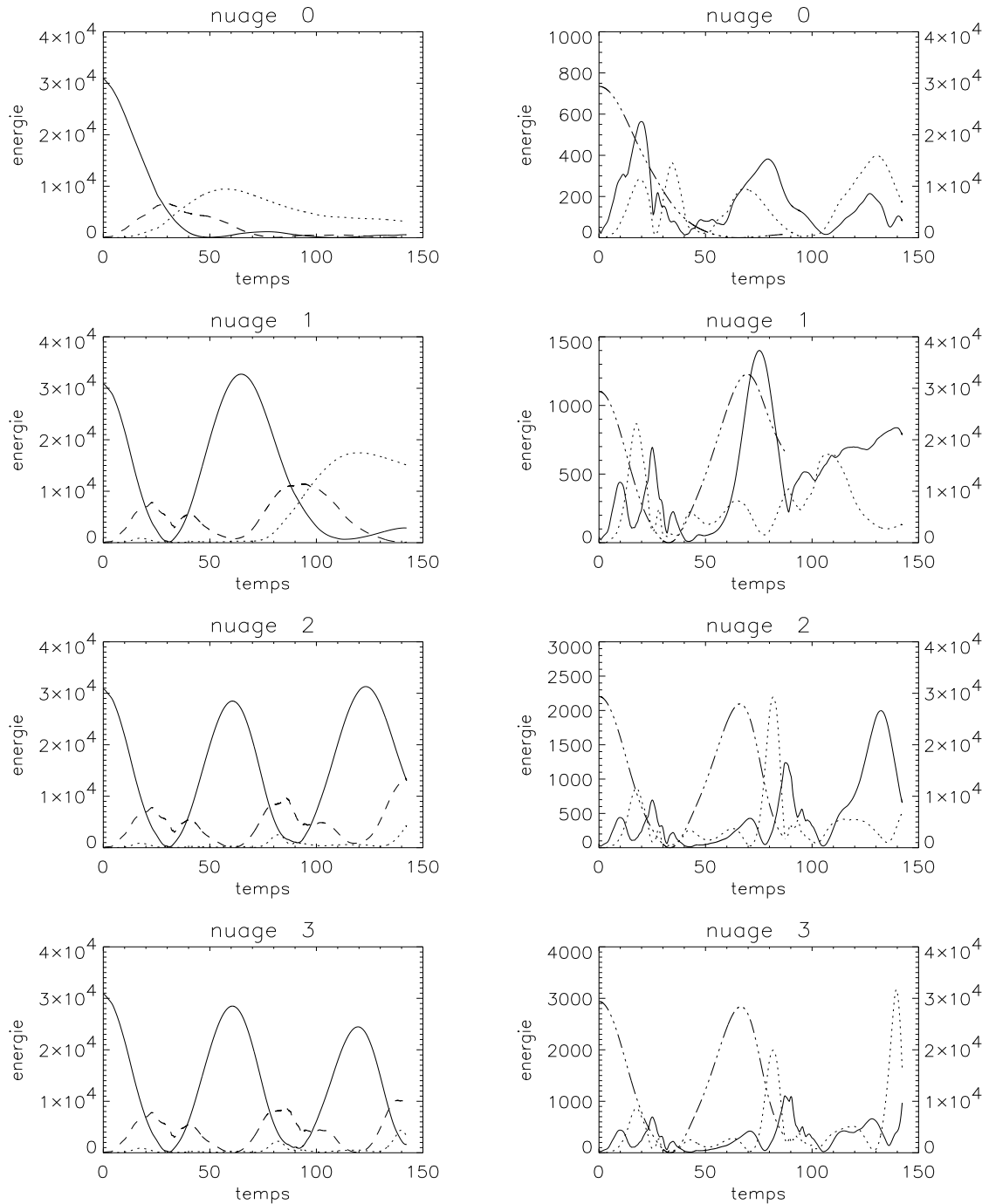


FIG. 3.8: Energies internes et d'ensemble dans un système de huit nuages magnétisés. Figure obtenue avec $B_0 = 5 \mu\text{G}$ et $V_0 = 3.5 \cdot 10^3 \text{ m.s}^{-1}$. Trait plein : énergie cinétique transverse ; pointillé : énergie cinétique longitudinale ; tirets : énergie magnétique. A gauche : énergies d'ensemble ; à droite : énergies internes. Dans la colonne de droite, les courbes en points-tirets montrent l'énergie cinétique transverse d'ensemble obtenue par le modèle numérique (lire les valeurs sur l'axe vertical de droite). Ces courbes s'arrêtent vers $t = 90$ au moment où le nuage numéro 3 est écrasé dans le modèle. Remarquer que cela correspond dans les simulations à une forte augmentation de l'énergie cinétique transverse interne associée aux ondes d'Alfvén.

Temps de dissipation

A partir des simulations, nous pouvons calculer le temps de dissipation d'énergie du système de huit nuages magnétisés. Comme on peut le voir sur la figure 3.9, le système a perdu par rayonnement environ $E_d = 6.7 \cdot 10^4 \text{ J.m}^{-2}$ au temps $t_d = 100$, soit après un temps de $t_d = 3.17 \cdot 10^6$ ans. Le taux ϵ de dissipation d'énergie est donc

$$\epsilon = \frac{E_d}{t_d} = 2.11 \cdot 10^{-2} \text{ J.m}^{-2}.\text{an}^{-1}. \quad (3.19)$$

Or, l'énergie totale du système est initialement $E_T = 3.8 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-2}$, et l'on en déduit immédiatement que le temps de dissipation t_{cool} est

$$t_{\text{cool}} = \frac{E_T}{\epsilon} \approx 1.8 \cdot 10^8 \text{ ans}, \quad (3.20)$$

ce qui est deux ordres de grandeur supérieur au temps dynamique, c'est-à-dire à la période d'oscillation ($\tau = 4.3 \cdot 10^6$ ans, voir équations 3.13b et 3.14b). Comparons ce temps de dissipation au temps de refroidissement t'_{cool} d'un système monophasique non-magnétisé de masse identique. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre,

$$t'_{\text{cool}} = \frac{\frac{3}{2}n_T kT}{\rho_T \mathcal{L}}, \quad (3.21)$$

où k la constante de Boltzmann et \mathcal{L} est la fonction de perte définie par l'équation (3.1). La densité totale n_T d'un milieu homogène correspondant au système des huit nuages est donnée par

$$n_T = n_n F_v + n_{\text{en}}(1 - F_v) \quad (3.22)$$

où $F_v = N_n(d/D)$ est le facteur de remplissage à une dimension. Dans nos simulations, nous avons $N_n = 8$ nuages de taille $d = 1.28 \text{ pc}$ répartis sur $D = 6.5 \text{ kpc}$. La densité des nuages est $n_n = 56 \text{ cm}^{-3}$ et celle du milieu extérieur est $n_{\text{en}} = 0.79 \text{ cm}^{-3}$. La densité du milieu homogène correspondant est alors

$$n_T = 1.66 \text{ cm}^{-3}. \quad (3.23)$$

On peut supposer que la température du gaz reflète la virialisation dans un puits de potentiel gravitationnel. Dans le cas homogène, le gaz aurait alors essentiellement la même température que le gaz diffus dans le cas multiphasique, soit $T \approx 1.1 \cdot 10^4 \text{ K}$. Au moyen de la fonction de refroidissement $\Lambda(T)$ et du terme de chauffage définis par (3.6) et (3.7), on obtient

$$t'_{\text{cool}} \approx 2.6 \cdot 10^5 \text{ ans}. \quad (3.24)$$

Comme on pouvait s'y attendre, le temps de refroidissement du système monophasique est beaucoup plus court que celui du système biphasique, $t'_{\text{cool}} \ll t_{\text{cool}}$. La différence est même colossale : trois ordres de grandeur ! Cependant, toutes choses étant égales par ailleurs, le facteur de remplissage à trois dimensions est $(d/D)^2$ fois plus faible. La densité est alors réduite et vaut $n_T \approx n_{\text{en}} = 0.79 \text{ cm}^{-3}$, et donc à trois dimensions $t'_{\text{cool}} \approx 5.5 \cdot 10^5$ ans est légèrement plus long qu'à une dimension.

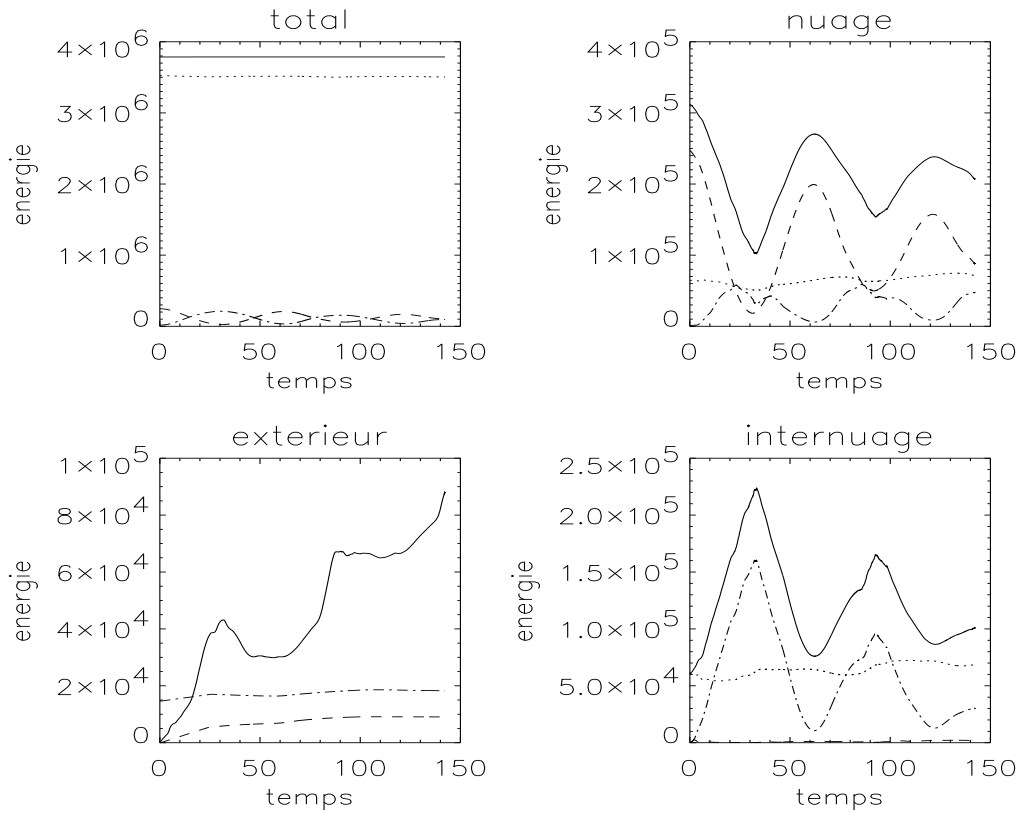


FIG. 3.9: Dissipation de l'énergie dans un système de huit nuages magnétisés. Cette figure a été obtenue en simulant le cas de huit nuages, avec $B_0 = 5 \mu\text{G}$ et $V_0 = 3.5 \cdot 10^3 \text{ m.s}^{-1}$. Pour la nomenclature, voir fig. 3.4. Les oscillations sont bien moins amorties que dans le cas à deux nuages (période d'oscillation identique). Le temps de dissipation est de $t_{\text{cool}} = 1.8 \cdot 10^8 \text{ ans}$.

L'estimation de t'_{cool} dans l'équation (3.24) est très sensible aux conditions physiques du milieu. En effet, la fonction de refroidissement $\Lambda(T)$ varie très fortement dans l'intervalle de température $10^3 - 10^4 \text{ K}$. En conséquence, une diminution de 10% de la température multiplie le temps de refroidissement par un facteur deux. Toute erreur dans l'estimation de la température du gaz se traduit donc par une forte erreur dans l'estimation de t'_{cool} . Il est peu probable cependant qu'on se trompe de trois ordres de grandeur, et nous pouvons donc conclure que le système biphasique magnétisé dissipe beaucoup moins vite que le gaz monophasique non magnétisé.

Enfin, dans le cas biphasique, l'énergie cinétique des nuages est constamment convertie en énergie magnétique, et vice versa, par le biais des oscillations. Dans le cas des huit nuages, nous avons également vu (cf. figures 3.7 et 3.8) que les oscillations subsistaient sur plusieurs périodes. Par rapport au milieu homogène qui dissipe en quelques 10^5 ans , le milieu biphasique magnétisé se comporte donc comme un réservoir où l'énergie est stockée sur des durées quelques dizaines de fois plus longues.

3.4 Discussion

Dans ce chapitre, nous avons exploré numériquement la stabilité d'un système de nuages magnétisés formés par instabilité thermique. A l'aide des premiers résultats des simulations, nous avons été en mesure de décrire qualitativement et quantitativement le phénomène de transport d'énergie à grande échelle. Par ailleurs, bien qu'elle soit en proportion plus faible que dans l'étude analytique présentée au chapitre précédent, nous avons retrouvé que l'énergie magnéto-turbulente des ondes hydromagnétiques injectée au sein des nuages par les mouvements à grande échelle jouait un rôle important dans leur stabilité.

Bien entendu, le travail initié ici doit être poussé plus loin. Comme nous l'avons écrit plus haut, l'étude des ondes internes aux nuages doit être approfondie. En particulier, pour relier les mouvements turbulents aux observations, il serait utile de caractériser le spectre des ondes générées dans le cas simple présenté ici. Par ailleurs, pour nous affranchir des effets de bords, des simulations à plus grand nombre de nuages doivent être réalisées. Enfin, l'importance pour les processus de dissipation des mouvements de compression induits par la tension du champ magnétique reste à préciser. Ces questions seront explorées avec d'autres dans un prochain article (Hennebelle et al. 2003).

Pour prolonger cette étude, on peut songer à diverses modifications à apporter au programme de façon à se rapprocher davantage des conditions réalistes. Une étape essentielle consisterait à introduire la gravité dans le système. Pour ce faire, sans la simuler directement, une manière simple est tout d'abord d'introduire un gradient de pression et de densité allant du centre du système vers les bords. Grâce à cette modification, nous serons en mesure de mimer les effets de la présence d'un puits de potentiel gravitationnel. Dans ce cadre, nous pourrions déterminer dans quelle mesure le champ magnétique et ses distorsions sont efficaces pour prévenir la fusion des nuages et prolonger le temps de vie du système. Enfin, pour traiter un cas plus réaliste, l'extension du programme à deux ou trois dimensions paraît indispensable. En effet, le nombre de dimensions pourrait avoir des conséquences importantes sur le temps de dissipation du système. Pour illustrer les effets du nombre de dimensions, les simulations successives de flots turbulents à une, puis à trois dimensions fournissent un exemple frappant : à une dimension, le temps de dissipation de la turbulence magnétohydrodynamique est bien plus long que celui de la turbulence non-magnétisée (e.g. Gammie & Ostriker 1996), alors qu'en dimensions plus élevées, les deux temps sont comparables (e.g. Stone et al. 1998)! Cependant, dans le problème qui nous occupe, les mouvements à grande échelle alimentent la turbulence de manière continue et le problème de sa dissipation est moins crucial. L'impact de la dimensionnalité des simulations n'est pas prévisible *a priori* dans une telle situation et pourrait s'avérer négligeable.

Pour résumer, le modèle simple que nous avons présenté dans ce chapitre permet d'aboutir à une conclusion importante : *la perte d'énergie dans un système multiphasique magnétisé est beaucoup moins rapide que dans un milieu monophasique non-magnétisé*. Dans les conditions typiques du MIS, le temps de dissipation est pratiquement deux ordres de grandeur plus long que le temps dynamique d'oscillation. Dans ce cadre, le champ magnétique apparaît comme un acteur essentiel dans la stabilité du système. Son rôle est double, en vérité. D'une part, à travers le phénomène de transport décrit dans le para-

graphe 3.3.1, le champ magnétique se manifeste comme un excellent facteur de redistribution d'énergie sur de grandes échelles. D'autre part, les mouvements à grande échelle sont suffisamment efficaces pour injecter dans les nuages, *via* le champ magnétique et l'excitation d'ondes hydromagnétiques, de l'énergie turbulente. La pression associée à cette énergie, bien que faible par rapport aux énergies cinétiques d'ensemble, est indispensable à la stabilité individuelle des nuages.

L'idée est tentante de transposer les résultats de cette étude au cas des protogalaxies. En effet, on s'attend naturellement à ce que le mécanisme d'instabilité thermique soit opérant au sein du gaz protogalactique (voir début du chapitre 5). L'essentiel de la masse protogalactique peut alors se retrouver prisonnière au sein de nuages denses et froids. Dans ce cas, le temps de refroidissement du système dans son ensemble peut être considérablement augmenté. Le problème du sur-refroidissement, présenté dans le premier chapitre, pourrait alors trouver une solution dans le cadre d'un modèle de protogalaxie multiphasique. Nous allons examiner cette possibilité dans le chapitre 5. Mais avant cela, concentrons-nous sur un élément essentiel, le champ magnétique à grande échelle, ainsi que sur son origine.

4 Origine des champs magnétiques à grande échelle

PARVENU sur cette page, le lecteur aura pu s'en rendre compte : le champ magnétique est un élément central des mécanismes de stockage d'énergie que nous avons étudié. Par ailleurs, principalement à cause de la propriété de flux gelé, le champ magnétique affecte de manière fondamentale, et à diverses échelles, la dynamique du gaz baryonique. Cependant, même dynamiquement négligeable, il peut influencer sur la physique du gaz en modifiant la conductivité thermique et les phénomènes de diffusion associés. Il apparaît donc clairement que le champ magnétique joue un rôle essentiel dans de nombreux contextes astrophysiques, et nous allons brièvement présenter ici certains de ses effets majeurs. Nous verrons qu'on peut les classer typiquement en deux catégories, selon qu'ils sont accessibles directement à l'observation dans notre voisinage relatif ou bien établis par des considérations théoriques qui postulent l'existence du champ magnétique, éventuellement à des temps reculés.

Enfin, comme nous l'avons suggéré dans les pages précédentes, si les mécanismes de transfert et de stockage d'énergie, étudiés dans les chapitres 2 et 3, sont transposables au contexte protogalactique, leur inclusion dans les modèles de formation des structures pourrait contribuer à résoudre le problème du sur-refroidissement. Cependant, pour que la solution envisagée soit viable, il faut s'assurer que les champs magnétiques sont présents au sein des nuages protogalactiques suffisamment tôt dans le processus de formation des galaxies. En résumé, il se pose la question cruciale de l'origine du champ magnétique à grande échelle. Nous apportons dans cette thèse un élément de réponse à cette question en proposant, au paragraphe 4.2, un nouveau modèle de génération du champ magnétique.

4.1 Introduction

Avant de présenter notre modèle de magnétogenèse, nous allons dans cette introduction rappeler ce que nous connaissons du champ magnétique. Au moyen de quelques exemples, nous verrons la place centrale qu'il occupe dans l'astrophysique et la cosmologie. Ensuite, nous décrirons les principales techniques qui permettent de le détecter et nous rappellerons les ordres de grandeur observés dans divers objets à grande échelle. Pour terminer ce paragraphe introductif, nous passerons alors en revue les différents modèles de génération du champ magnétique ainsi que les problèmes principaux dont ils souffrent.

4.1.1 Le champ magnétique et ses effets

Les conséquences de la présence de champs magnétiques à de multiples échelles sont très nombreuses. Nous allons en présenter quelques-unes sans toutefois entrer dans le détail des mécanismes mis en jeu.

Univers proche

Tout d'abord, il est connu depuis longtemps maintenant que le champ magnétique influence notablement la formation des étoiles. La pression magnétique modifie par exemple l'échelle d'instabilité gravitationnelle, et le champ magnétique régule par cet effet le processus de fragmentation des nuages protostellaires. D'autre part, par le processus de *freinage magnétique*, le champ magnétique permet de transférer une fraction notable du moment angulaire des étoiles en effondrement au plasma environnant (e.g. Mestel & Paris 1984; Mestel 1990; Mouschovias 1991). Pour connaître les derniers développements dans l'étude du rôle du champ magnétique au cours de la formation des étoiles, le lecteur pourra consulter l'article de Boss (2002) et les références citées.

Dans le MIS, on observe une faible polarisation linéaire de la lumière venant des étoiles. Cette polarisation est généralement attribuée à la présence de grains de poussière non sphériques sur la ligne de visée. La polarisation provient de ce que les grains s'alignent partiellement sur les lignes de champ magnétique, soit par l'effet des collisions avec les particules de gaz ionisé, soit directement par interaction entre le champ magnétique et le moment magnétique des grains (voir par exemple Roberge & Lazarian 1999). Par ailleurs, comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, le champ magnétique contribue de façon notable à structurer le MIS et à transférer de l'énergie des grandes échelles aux petites.

A des échelles plus grandes encore, la présence dans le milieu intergalactique de champs magnétiques désordonnés a un impact indéniable sur la physique des amas de galaxies. En imposant aux électrons des parcours erratiques, le champ magnétique diminue considérablement la conductivité thermique, en conséquence de quoi l'efficacité de refroidissement du gaz est amoindrie (e.g. Tribble 1989; Rosner & Tucker 1989; Malyskin 2001).

Enfin, l'astrophysique des rayons cosmiques de haute énergie est aujourd'hui un domaine d'intense activité aussi bien théorique qu'expérimentale. En particulier, la nature et l'origine des rayons les plus énergétiques, défiant tant les observations que les théories classiques, posent une énigme pour l'heure impénétrable. Les données collectées par l'observatoire AUGER¹ permettront sans doute de lever ne serait-ce que partiellement le mystère qui les entoure (pour une introduction concise au problème des Rayons Cosmiques d'Ultra Haute Energie, les UHECRs, voir par exemple Boratav 2002, et consulter aussi les références citées). Bien qu'il ne suffise pas pour accélérer les UHECRs aux énergies détectées ($10^{20} - 10^{21}$ eV !), le champ magnétique joue un rôle central, par les mécanismes de Fermi, dans l'accélération des rayons cosmiques d'énergies plus basses au sein de chocs hydromagnétiques (Fermi 1949, 1954, voir aussi Pelletier 2001 pour une revue récente), résultant par exemple de l'explosion de supernovæ. Enfin, pour les rayons

¹On trouvera des informations sur cet observatoire par exemple à l'adresse <http://www.auger.org/>.

cosmiques d'énergie suffisamment basse pour que leur rayon de Larmor soit inférieur à la taille de la Galaxie, la déflexion par le champ magnétique galactique (et en particulier par sa composante désordonnée) contribue à rendre le flux des particules détectées sur Terre isotrope.

Univers lointain

A la différence de l'Univers proche, les observations de l'Univers lointain ne permettent, comme nous le verrons plus bas, que de déterminer des limites supérieures à l'amplitude du champ magnétique. Son existence ne peut donc être pour le moment ni exclue ni établie avec certitude. Néanmoins, sans savoir avec certitude qu'il existe, on peut tout de même prédire les effets qu'aurait le champ magnétique aux temps reculés. En particulier, le champ magnétique est susceptible d'avoir joué un rôle dans la formation des structures (Ruzmaikina & Ruzmaikin 1970; Wasserman 1978, voir aussi Peebles 1980). En effet, à grande échelle, le champ magnétique modifie les équations ordinaires qui décrivent l'évolution du plasma cosmique de densité ρ et de vitesse \mathbf{v} (voir équations 1.11 page 10) par l'inclusion de la force de Lorentz :

$$\partial_t \rho + 3 \frac{\dot{a}}{a} \rho + \frac{\nabla \cdot (a \mathbf{v})}{a} = 0 \quad (4.1a)$$

$$\rho \left(\partial_t \mathbf{v} + \frac{\dot{a}}{a} \mathbf{v} + \frac{\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}}{a} \right) = -\rho \frac{\nabla \phi}{a} - \frac{\nabla p}{a} + \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi a} \quad (4.1b)$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G a^2 (\rho - \rho_0(t)) \quad (4.1c)$$

où nous avons utilisé les coordonnées comobiles. Dans les équations ci-dessus, p , ϕ , a et $\rho_0(t)$ sont la pression, le potentiel gravitationnel, le facteur d'échelle et la densité moyenne de l'Univers respectivement. Clairement, un champ magnétique inhomogène devient lui-même, par la force de Lorentz présente dans l'équation d'Euler (4.1b), une source de perturbations de densité, de vitesse et de champ gravitationnel. Wasserman (1978) a estimé qu'un champ d'amplitude

$$B(l) \sim 10^{-9} \left(\frac{l}{1 \text{ Mpc}} \right) \Omega h^2 \text{ G} \quad (4.2)$$

était suffisant pour créer un contraste de densité $\delta \sim 1$ à l'échelle l . Récemment, Kim et al. (1996) ont repris les travaux de Wassermann dans le cadre d'un modèle d'Univers plat entièrement dominé par les baryons. Ils ont montré qu'un champ magnétique actuel de l'ordre de 10^{-10} Gauss a pu, par le passé, produire aux échelles galactiques des perturbations de densité qui seraient entrées dans le régime non-linéaire à $z \sim 6$.

Dans le cadre Λ -CDM que nous avons décrit dans le premier chapitre, cette conclusion doit selon toute vraisemblance être modifiée. Supposer que les champs magnétiques étaient les sources principales de fluctuations de densité pour la formation des galaxies serait sans doute exagéré. Puisque la matière noire est insensible aux interactions électromagnétiques, la croissance des fluctuations de densité de matière noire et leur effondrement ne sont pas affectées par la présence éventuelle d'un champ magnétique. Selon Kim et al. (1996), le couplage entre champ magnétique et baryons pourrait en revanche être suffisant pour modifier significativement l'effondrement du gaz protogalactique à petite échelle. La

pression magnétique est alors susceptible d'introduire dans la formation des galaxies une source de biais à l'origine de la ségrégation entre matière noire et baryons. Un tel effet pourrait par exemple contribuer à expliquer le faible nombre de galaxies naines observé dans le Groupe Local (voir chapitre 1). D'une manière moins directe, mais applicable sans doute à l'ensemble des premières galaxies, il est fort probable que, par les mécanismes de transfert et de stockage d'énergie, le champ magnétique contribue à maintenir suffisamment longtemps une structure multiphasique des protogalaxies de sorte à augmenter leur temps de refroidissement.

Enfin, signalons qu'aux échelles supérieures à l'échelle de Hubble, le champ magnétique, en transférant ses propriétés élastiques à l'espace lui-même, peut avoir des effets dynamiques et cinématiques inattendus sur la croissance des fluctuations de densité (voir par exemple Maartens 2000, et références citées) aussi bien que sur la géométrie globale de l'Univers (e.g. Tsagas 2001).

4.1.2 Observations

Méthodes

Différentes techniques existent pour détecter la présence de champs magnétiques et pour en déterminer l'intensité. Il s'agit des mesures de l'effet Zeeman, de la rotation Faraday et du rayonnement synchrotron.

Effet Zeeman :

Dans le vide non-magnétisé, les niveaux électroniques d'un atome sont dégénérés par rapport à la direction de son vecteur moment angulaire total \mathbf{J} . L'application d'un champ magnétique \mathbf{B} lève cette dégénérescence à travers le couplage entre \mathbf{J} et \mathbf{B} . Dans ce cas, $2j + 1$ différents niveaux d'énergie apparaissent, séparés de $\Delta E = g\mu B$ (j est le nombre quantique relatif à \mathbf{J} , g est le facteur de Landé et μ est le magnéton de Bohr). C'est grâce à l'observation de cet effet dans les taches solaires que fut mise en évidence pour la première fois l'existence de champs magnétiques extraterrestres (Hale 1908). Cette méthode d'observation est la plus directe de toutes puisqu'à l'inverse de celles que je décris plus loin, elle ne requiert pas la connaissance de grandeurs physiques supplémentaires. La mesure des seuls décalages spectraux permet de déduire l'intensité du champ magnétique.

Malheureusement, cet effet est très difficilement observable. En effet, le décalage spectral associé à la séparation des niveaux d'énergie est donné par

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 1.4g \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right) \left(\frac{\nu}{\text{Hz}} \right)^{-1} \quad (4.3)$$

et pour la fréquence associée par exemple à l'hydrogène neutre, on obtient $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-9}g(B/\mu\text{G})$. Ce décalage est à comparer avec l'élargissement Doppler, $\Delta\nu/\nu \approx 6 \cdot 10^{-7}(T/100\text{K})^{1/2}$ (T est la température des atomes). De fait, pour pouvoir distinguer l'effet Zeeman de l'effet Doppler, on est contraint de se restreindre aux régions de basse température et de fort champ magnétique. La mesure de l'effet Zeeman est peu pratique en cosmologie et trouve pleinement son application dans le MIS.

Rotation Faraday :

Il s'agit de la modification de la polarisation d'une onde électromagnétique qui se

propage dans un milieu contenant à la fois du champ magnétique et des électrons libres. L'angle de rotation φ dépend de la longueur d'onde λ , et l'on exprime généralement φ en fonction de la mesure de rotation RM ("Rotation Measure" en anglais) par $\varphi = RM\lambda^2 + \varphi_0$ (φ_0 étant la phase initiale) avec

$$RM \propto \int_0^{l_s} n_e(l) B_{\parallel}(l) dl. \quad (4.4)$$

Ici, $n_e(l)$ est la densité d'électrons le long de la ligne de visée de l'observateur ($l = 0$) à la source ($l = l_s$) et $B_{\parallel}(l)$ est la composante du champ parallèle à la ligne de visée. Par la mesure de la rotation Faraday, on n'a donc accès qu'à la composante longitudinale de \mathbf{B} . De plus, sa détermination nécessite que l'on connaisse la densité d'électrons et les renversements de champ éventuels. Ces deux grandeurs peuvent souvent être déterminées par des mesures indépendantes au sein de notre galaxie. Elles sont cependant plus difficiles à estimer sur de plus grandes échelles, et c'est pourquoi, par la mesure de la rotation Faraday, l'on n'obtient par exemple que des limites supérieures au champ magnétique dans le milieu intergalactique.

Rayonnement synchrotron :

L'émission synchrotron est le rayonnement émis par des électrons relativistes qui spiralent autour des lignes de champ magnétique. Pour un électron seul plongé dans un champ magnétique \mathbf{B} , l'émissivité est fonction de la fréquence ν et de l'énergie E :

$$J(\nu, E) \propto B_{\perp} \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^{1/3} \theta \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right) \quad (4.5)$$

où B_{\perp} est la composante du champ magnétique perpendiculaire à la ligne de visée, $\nu_c = \nu_L (E/mc^2)^2$ est une fréquence de coupure qui dépend de la fréquence de Larmor $\nu_L = eB_{\perp}/2\pi mc$, de l'énergie E et de la masse m de l'électron (c est la vitesse de la lumière et e l'unité de charge). La fonction $\theta(x)$ est une fonction de coupure qui tend vers 1 lorsque x tend vers 0 et qui tend rapidement vers 0 pour $x \gg 1$.

L'émission synchrotron totale d'une source dépend de la distribution en énergie des électrons, $n_e(E)$, que l'on peut modéliser par une loi de puissance

$$n_e(E) dE = n_{e0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} dE. \quad (4.6)$$

La constante $n_{e0} = n_e(E_0)$ fixe la normalisation de la distribution d'énergie. L'indice spectral γ quant à lui prend typiquement les valeurs $\gamma \simeq 2.6 - 3.0$ pour des galaxies spirales. L'émissivité synchrotron j_{ν} est alors donnée par

$$j_{\nu} = \int J(\nu, E) n_e(E) dE \quad (4.7)$$

D'après l'équation 4.5, l'émission synchrotron est dominée par les électrons d'énergie $E \simeq m_e c^2 (\nu/\nu_L)^{1/2}$. C'est-à-dire que la fréquence dominante est $\nu \simeq \nu_c$, de sorte que $J(\nu, E) \propto B_{\perp} \nu_c \delta(\nu - \nu_c)$ est une bonne approximation. Enfin, pour la loi de puissance (4.6), on trouve à partir de (4.7)

$$j_{\nu} \propto n_{e0} \nu^{(1-\gamma)/2} B_{\perp}^{(1+\gamma)/2}. \quad (4.8)$$

Ainsi donc, en mesurant l'émissivité synchrotron à une fréquence ν , on a accès au champ magnétique. Plus précisément, on n'a accès qu'à sa composante transverse à la ligne de visée, et ce uniquement si l'on connaît la normalisation du spectre d'énergie des électrons. Habituellement, on relie le spectre d'émission synchrotron à la densité d'énergie² des électrons relativistes et l'extraction de la composante transverse du champ magnétique nécessite la formulation d'hypothèses supplémentaires comme celle de l'équipartition d'énergie.

Ordres de grandeur

Les champs magnétiques ont été observés dans une grande variété d'objets répartis sur une large gamme de redshifts. En particulier, les techniques de mesure décrites ci-dessus ont permis d'observer des champs magnétiques à l'échelle des galaxies (Beck et al. 1996), des amas de galaxies (Eilek & Owen 2002) et même au-delà (Kronberg 2001).

Les intensités estimées sont en général comprises entre 0.1 et 10 μG , même si des valeurs bien plus élevées, de l'ordre de 50 μG par exemple, ont été enregistrées (Klein et al. 1988, dans la galaxie active M82).

Ainsi, le champ magnétique semble être omniprésent dans l'Univers avec des intensités non négligeables à toutes les échelles. Seule l'identification positive de champs "cosmiques" (c'est-à-dire non corrélés à des structures en effondrement ou virialisées) résiste encore aux tentatives de détection, et l'on ne dispose pour le moment que de limites supérieures larges ($B_{\text{cosm}} \lesssim 10^{-9}$ G, valeur d'aujourd'hui en tenant compte de l'expansion de l'Univers - voir par exemple Kronberg 2001).

Le plus étonnant alors, c'est sans doute que l'on détecte du champ magnétique non seulement partout, mais aussi à toutes les époques (du moins dans le cadre des limites observationnelles) et avec des intensités semblables. En effet, en observant un jet radio de quasar (PKS 1229-121), Kronberg et al. (1992) ont mesuré de la rotation Faraday attribuée à une galaxie située à $z = 0.395$. Le champ magnétique déduit de ces mesures est de l'ordre de 1 à 4 μG . Par ailleurs, Athreya et al. (1998) ont fait une étude statistique de la rotation Faraday en provenance d'une quinzaine de radio galaxies à $z \gtrsim 2$. Les valeurs qu'ils trouvent suggèrent des champs magnétiques de quelques microgauss. D'autres observations viennent confirmer l'existence de champs magnétiques de quelques microgauss à $z \approx 1 - 2$ (Wolfe et al. 1992; Oren & Wolfe 1995, champ magnétique dans les systèmes Ly α saturés, possibles précurseurs de galaxies). Nous verrons un peu plus loin que de telles observations contraignent fortement les modèles qui tentent d'expliquer la provenance des champs magnétiques observés.

4.1.3 Questions ouvertes

Dans le cadre des limites observationnelles, l'omniprésence des champs magnétiques étant un fait bien établi, il se pose naturellement la question de leur origine. De nombreuses tentatives pour y répondre ont été formulées. Comme nous l'avons vu plus haut, de forts champs magnétiques ne peuvent exister trop tôt dans l'histoire de l'Univers sous peine de modifier significativement la formation des structures. Il semble donc clair que les champs magnétiques ne peuvent naître que sous la forme de *faibles germes* qui sont

² $\epsilon = \int n_e(E) E dE$

ensuite amplifiés par un mécanisme suffisamment efficace jusqu'à atteindre les valeurs observées. La question de l'origine des champs se ramène alors aux suivantes :

- *Quand et comment les germes de champ sont-ils générés ?*
- *Quelles en sont les propriétés physiques ?*
- *De quelle façon ces germes sont-ils ensuite amplifiés ?*

Enfin, s'il semble clair que les champs magnétiques ne peuvent à eux seuls être à l'origine des fluctuations de densité qui ont donné naissance aux structures de l'Univers (en particulier le spectre de puissance des structures générées est en désaccord avec le spectre des galaxies observé à petite échelle - voir Kim et al. 1996), leur rôle au cours de la formation des galaxies, et en particulier leur impact sur le problème du sur-refroidissement, reste encore à établir. Nous nous pencherons sur cette dernière question dans le chapitre suivant.

4.1.4 Origines possibles

Nombreux sont les auteurs qui ont proposé des modèles de magnétogenèse au cours des cinquante dernières années. Malgré la diversité des approches, on peut néanmoins regrouper les divers modèles suivant deux types de mécanismes.

Univers primordial

En cosmologie, les mécanismes du premier type génèrent des champs magnétiques dans les trois premières minutes de l'Univers, c'est-à-dire avant la transition entre un Univers dominé par le rayonnement vers un Univers dominé par la matière. Ils reposent sur la physique des hautes énergies comme l'inflation (Turner & Widrow 1988; Ratra 1992; Dimopoulos et al. 2002) ou les transitions de phase (Sigl et al. 1997; Grasso & Riotto 1998; Hindmarsh & Everett 1998). Malheureusement, les modèles de ce type ne sont pas entièrement satisfaisants, pour plusieurs raisons. D'une part, ils n'apportent pas de réelles prédictions puisque, suivant les cas, le champ magnétique généré peut être d'intensité aussi faible que 10^{-65} Gauss ou aussi forte que 10^{-9} Gauss. D'autre part, au cours des transitions de phase, le champ magnétique est généré sur une longueur de cohérence de l'ordre de la taille de l'horizon. Indépendamment du détail des mécanismes de génération, le spectre du champ magnétique est décroissant avec l'échelle (Battaner & Lesch 2000), à quoi vient s'ajouter le fait que l'expansion cosmologique dilue les champs d'un facteur $(1+z)^2$ (sous l'hypothèse du *flux magnétique gelé*). Cela a pour conséquence qu'aux échelles pertinentes du point de vue de la formation des structures, le champ magnétique résultant est extrêmement faible. Enfin, pour être d'un quelconque intérêt cosmologique, la création de champs magnétiques dans le cadre des modèles d'inflation requiert quant à elle l'introduction, dans les modèles, de nouveaux termes de couplages du photon à haute énergie³, et qui reposent souvent sur des processus spéculatifs (pour une revue critique, voir Grasso & Rubinstein 2001). Signalons enfin que certaines contraintes observationnelles, en particulier celle du Fond Diffus Cosmologique, posent des limites supérieures ($B \lesssim 5 \cdot 10^{-9} h_{75} \Omega^{1/2}$ G, voir Barrow et al. 1997) à l'intensité des champs présents aux

³Il peut s'agir par exemple de couplage gravitationnel - voir e.g. Turner & Widrow (1988).

temps reculés, en l'occurrence au moment du découplage matière-rayonnement, et sembleraient même exclure la majeure partie des modèles de magnétogenèse dans l'Univers primordial (Caprini & Durrer 2002).

Physique des plasmas

Les mécanismes qui ne relèvent pas de la physique de l'Univers primordial sont à la base d'un second type de modèles de magnétogenèse. Ils conduisent à la production de champs magnétiques après le découplage matière-rayonnement. Ces mécanismes reposent principalement sur "l'effet batterie" (Biermann 1950), introduit pour la première fois pour rendre compte du magnétisme stellaire, et qui est essentiellement une conséquence de la séparation des charges. Pour un plasma ionisé, en combinant la loi d'Ohm généralisée avec les équations de Maxwell, on aboutit à l'équation d'induction suivante

$$\partial_t \mathbf{B} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \beta \frac{\nabla p_e \times \nabla \rho_e}{\rho_e^2} \quad (4.9)$$

où β est une constante, et p_e et ρ_e sont la pression et la densité d'électrons respectivement. Le terme de droite dans l'équation ci-dessus est un terme source pour le champ magnétique à condition que les gradients de densité d'électrons et de pression ne soient pas alignés. Une telle situation peut se présenter par exemple au sein d'étoiles en rotation (Biermann 1950) ou encore lorsque des ondes de choc se développent dans des nuages en effondrement gravitationnel (voir Davies & Widrow 2000, par exemple). Plusieurs auteurs ont exploré ce mécanisme dans divers contextes astrophysiques (Lazarian 1992; Lesch & Chiba 1995; Khanna 1998; Davies & Widrow 2000, ...). L'intensité des champs produits de cette manière est de l'ordre de 10^{-20} à 10^{-17} Gauss.

Bien que le domaine d'ordre de grandeur du champ magnétique soit plus restreint que pour les modèles de physique des hautes énergies (i.e. les modèles du premier type présentés plus haut), les modèles de magnétogenèse du second type n'en sont pas moins dépourvus de problèmes. Tout d'abord, les champs générés sont relativement faibles et doivent donc être amplifiés par une dynamo⁴ entretenue au niveau des galaxies par la turbulence et la rotation différentielle. Même si la dynamo rencontre des succès notables pour expliquer les champs magnétiques galactiques, elle ne peut à elle seule rendre compte des champs magnétiques à grande échelle. En particulier, comme Grasso & Rubinstein (2001) le font remarquer, la succession création de germe puis amplification par dynamo turbulente ne peut être à la source des champs magnétiques que l'on observe à l'échelle des amas de galaxies. En effet, vues les faibles amplitudes ($\sim 10^{-19}$ G) des germes de champ, le temps d'amplification à l'échelle des amas est bien trop long pour que la dynamo puisse être efficace. Pourtant, les champs magnétiques galactiques et ceux des amas de galaxies semblent posséder les mêmes propriétés, ce qui est un argument en faveur d'une origine commune. De plus, les indices observationnels suggérant que l'intensité du champ magnétique est indépendante de la densité locale de matière font dire à Kronberg (1994) que les systèmes galactiques ont évolué dans un milieu déjà magnétisé où $B \gtrsim 1 \mu\text{G}$. Enfin, les champs observés dans les structures à grand redshift, où les galaxies n'ont pas encore eu le temps d'accomplir suffisamment de rotations, posent un sérieux défi à ce second

⁴Le mécanisme d'amplification par dynamo est décrit au paragraphe 4.1.5 ci-dessous.

type de modèles.

Indépendamment de tout modèle, nous avons vu que les germes de champs magnétiques générés sont faibles. Pour rendre compte des quelques microgauss mesurés aux grandes échelles, on doit faire appel à un mécanisme puissant d'amplification.

4.1.5 Amplification du champ magnétique

Il existe principalement deux moyens pour accroître l'amplitude des champs magnétiques. Il s'agit de la compression adiabatique d'une part, et de l'effet dynamo d'autre part.

Compression adiabatique :

Dans le chapitre 2, nous avons vu qu'en raison de la forte conductivité des milieux astrophysiques, le flux du champ magnétique était conservé. Par conséquent, le champ magnétique croît, lors de toute compression, comme le carré de la taille typique du système, de même qu'il décroît lors de toute dilatation⁵. Il en découle que le champ magnétique galactique après effondrement adiabatique d'un nuage protogalactique magnétisé est

$$B_{\text{gal}} = B_i \left(\frac{\rho_{\text{gal}}}{\rho_i} \right)^{2/3} \quad (4.10)$$

où B_i et ρ_i sont les champ et densité initiaux de la protogalaxie. Partant de germes $B_i \sim 10^{-20} - 10^{-17}$ Gauss et prenant $\rho_{\text{gal}}/\rho_i \sim \delta_{\text{vir}} \sim 200$, on aboutit à $B_{\text{gal}} \sim 3 \cdot 10^{-19} - 3 \cdot 10^{-16}$ Gauss, ce qui n'est clairement pas suffisant en soi pour rendre compte des champs galactiques observés de l'ordre du microgauss.

Comme variante à la compression adiabatique, on peut considérer l'effondrement dissipatif complet du gaz protogalactique qui conduit à la formation du disque galactique. Lesch & Chiba (1995) ont fait une estimation de l'amplification sur la base du modèle de formation de disques proposé par Fall & Efstathiou (1980). Le facteur d'amplification trouvé est

$$\frac{B_{\text{gal}}}{B_i} \approx 10^4 \quad (4.11)$$

ce qui ne suffit toujours pas pour expliquer les valeurs de l'ordre du microgauss, mais c'est déjà largement suffisant pour fournir des germes significatifs de champ magnétique à tout mécanisme d'amplification ultérieur, comme par exemple la dynamo galactique que nous décrivons plus loin. On ne peut cependant s'empêcher d'émettre des réserves à propos du modèle proposé par Lesch & Chiba. En effet, dans leur étude, aucun effet de rétroaction du champ magnétique sur le fluide en effondrement n'a été envisagé. Or, l'effondrement dissipatif n'est pas un processus uniforme. De fortes inhomogénéités de densité apparaissent au cours de la formation du disque galactique (e.g. Katz & Gunn 1991). Il est probable que le champ magnétique soit donc fortement amplifié localement et la pression magnétique associée au champ peut sans doute atteindre des valeurs non négligeables. On est alors en droit de se demander si le processus d'effondrement lui-même n'est pas

⁵C'est ainsi que le champ magnétique intergalactique varie comme l'inverse du facteur d'échelle au carré, $B_{\text{intergal}}(t) \propto a^{-2}(t)$.

trop affecté par le champ magnétique et conduit bien toujours à la formation d'un disque galactique aux propriétés compatibles avec les observations.

Dynamo galactique :

Pour conduire à des champs magnétiques suffisamment forts, la dynamo galactique a besoin de deux éléments.

Tout d'abord, il lui faut un germe de champ. Pour rendre compte des amplitudes de champ magnétique mesurées aujourd'hui, le germe minimal est généralement estimé de l'ordre de 10^{-20} Gauss (voir par exemple Rees 1987), limite qui peut être repoussée jusqu'à 10^{-30} Gauss si l'Univers est dominé aujourd'hui par l'énergie du vide (Davis et al. 1999).

Le deuxième élément nécessaire est la turbulence. Cette dernière provoque l'amplification mutuelle des composantes poloïdale et toroïdale des champs magnétiques. L'amplification globale de \mathbf{B} est alors exponentielle et ne s'arrête que lorsque l'énergie magnétique devient comparable à l'énergie thermique du système (équipartition).

Voyons maintenant d'un peu plus près comment la dynamo opère. Partons d'un champ \mathbf{B} plongé dans un milieu turbulent. On peut alors décomposer \mathbf{B} selon

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b} \quad (4.12)$$

où $\mathbf{B}_0 = \langle \mathbf{B} \rangle$ est la moyenne⁶ du champ et \mathbf{b} représente la partie turbulente du champ (avec $\langle \mathbf{b} \rangle = 0$ mais $\langle \mathbf{b}^2 \rangle \neq 0$). On fait de même avec le champ de vitesse \mathbf{V} du plasma, et l'on obtient ensuite l'équation d'induction suivante :

$$\partial_t \mathbf{B}_0 = \nabla \times (\mathbf{V}_0 \times \mathbf{B}_0 + \varepsilon - \eta \nabla \times \mathbf{B}_0) \quad (4.13)$$

avec⁷

$$\begin{aligned} \varepsilon = \langle \mathbf{v} \times \mathbf{b} \rangle &= \alpha \mathbf{B}_0 - \eta_t \nabla \times \mathbf{B}_0 & (4.14) \\ \text{où } \alpha &= -\frac{\tau}{3} \langle \mathbf{v} \cdot (\nabla \times \mathbf{v}) \rangle \\ \text{et } \eta_t &= \frac{\tau}{3} \langle \mathbf{v}^2 \rangle. \end{aligned}$$

Dans les expressions ci-dessus, τ est le temps de corrélation du champ de vitesse \mathbf{v} turbulente⁸, ε est la force électromotrice turbulente, α est proportionnel à l'hélicité cinétique, et η_t est le coefficient de diffusivité turbulente. Pour bien comprendre les rôles des deux paramètres α et η_t , réécrivons l'équation (4.13) en supposant que la résistivité η est négligeable devant η_t et que α et η_t sont constants :

$$\partial_t \mathbf{B}_0 = \nabla \times (\mathbf{V}_0 \times \mathbf{B}_0) + \alpha \nabla \times \mathbf{B}_0 + \eta_t \nabla^2 \mathbf{B}_0. \quad (4.15)$$

Sous cette forme, on voit bien que chaque composante du vecteur \mathbf{B}_0 est nourrie par l'ensemble des autres grâce à l'action du paramètre α : c'est α qui amplifie les champs poloïdaux à partir des champs toroïdaux et réciproquement. La diffusivité turbulente η_t

⁶Il s'agit de moyenne d'ensemble ou de volume à l'échelle du plus grand vortex turbulent.

⁷On a supposé la turbulence isotrope.

⁸ $\tau = \frac{l}{v}$ où l est la longueur de corrélation et v la vitesse d'ensemble du fluide à l'échelle l .

apparaît quant à elle comme un terme permettant l'évolution du flux magnétique moyen (voir chapitre 2, paragraphe 2.3.1).

Dans un disque galactique en rotation, partant d'un champ magnétique initialement azimuthal, l'effet α génère une composante radiale. Le cisaillement différentiel (caché dans le premier terme de droite dans l'équation 4.15), dû à la rotation, régénère ensuite la composante azimuthale à partir de la composante radiale, fermant ainsi le cycle. On a alors une dynamo " $\alpha - \omega$ " (ω signifie ici la rotation). En l'absence de cisaillement global, on a besoin d'un second tour de dynamo pour fermer la boucle, et l'on a alors affaire à la dynamo " α^2 ".

Comme nous l'avons écrit plus haut, l'amplification du champ magnétique par dynamo se fait de façon exponentielle. Le temps caractéristique Γ^{-1} d'amplification dépend sensiblement des paramètres du modèle de dynamo choisi et ne peut être raisonnablement évalué que numériquement. Les valeurs que l'on trouve habituellement dans la littérature se situent dans l'intervalle $0.2 \cdot 10^9 \text{ ans} < \Gamma^{-1} < 0.8 \cdot 10^9 \text{ ans}$.

Il est intéressant de noter que ces valeurs contraignent l'intensité du germe de champ initial. En effet, supposons que la dynamo galactique seule amplifie le champ magnétique jusqu'à 10^{-6} Gauss. En prenant l'âge t_U de l'Univers⁹ comme limite supérieure au temps d'amplification disponible, on trouve que l'intensité du germe doit être comprise entre $6 \cdot 10^{-35}$ et $8.8 \cdot 10^{-14}$ Gauss. Inversement, si l'on part d'un germe de 10^{-20} Gauss (comme ceux fournis généralement par les modèles de batterie), il faut environ 6.6 à 26.4 milliards d'années pour atteindre des champs galactiques de 10^{-6} Gauss. Les durées supérieures à l'âge de l'Univers sont évidemment à exclure, tandis que les durées proches de la limite inférieure semblent raisonnables.

Cependant, la présence de champs magnétiques dans les objets à grand redshift remet en question cette dernière conclusion. En effet, si l'on suppose que la dynamo opère dès la formation des galaxies, on peut relier le redshift z_f correspondant au moment où le champ magnétique atteint des valeurs de l'ordre du microgauss au redshift z_i de formation des galaxies selon¹⁰

$$z_f = \left((1 + z_i)^{-3/2} - \frac{3}{2} H_0 \Delta t \right)^{-2/3} - 1 \quad (4.16)$$

où Δt est la durée d'amplification. En prenant $H_0 \sim 70 \text{ km.s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, $z_i \sim 10$ et $\Delta t = 6.6 \cdot 10^9 \text{ ans}$ (soit la durée minimale), on trouve $z_f \sim 0.3$. Or, comme nous l'avons vu, certaines observations suggèrent l'existence de champs magnétiques de l'ordre du microgauss au sein d'objets à redshifts $z \gtrsim 2$. Ainsi donc, même à partir des estimations les plus favorables pour Γ^{-1} , l'amplification par dynamo ne semble pas capable de rendre compte des champs observés à grand redshift, du moins tant que l'on suppose que les germes de champ sont voisins de 10^{-20} Gauss.

Mais le problème du temps d'amplification n'est pas l'unique sujet de controverse de la dynamo. En effet, comme de nombreux auteurs l'ont remarqué, le modèle classique présenté ici ignore complètement la rétroaction du champ magnétique sur le fluide et sur la turbulence. Or, il s'avère que les forces de Lorentz à petite échelle altèrent précisément le comportement turbulent du fluide, pouvant aller jusqu'à l'inhiber totalement (Vainshtein & Cattaneo 1992; Kulsrud & Anderson 1992). Et si les mouvements turbu-

⁹Pour l'estimation rapide faite ici, nous avons pris t_U de l'ordre de 13 milliards d'années.

¹⁰Dans un Univers plat dominé par la matière, $t_U = \frac{2}{3} H_0^{-1} (1 + z)^{-3/2}$ (Peacock 1999).

lents sont supprimés, l'effet α l'est également, ce qui éteint complètement la dynamo. Il a été montré que la dynamo pouvait être stoppée à cause des champs magnétiques à petite échelle bien avant que le champ magnétique à grande échelle n'atteigne les valeurs d'équipartition. Plusieurs tentatives pour résoudre ce problème ont été développées depuis son identification, mais les résultats les plus prometteurs viennent seulement d'être obtenus. L'inhibition de la dynamo est la conséquence directe de la suppression de l'effet α . Or, de récents travaux (voir Blackman 2002; Blackman & Brandenburg 2002, et références citées) ont montré que cette dernière dépendait intimement de la conservation de l'hélicité magnétique, et probablement aussi des conditions aux limites caractéristiques du système étudié. Lorsque l'on tient explicitement compte de ces deux ingrédients, l'amortissement de l'effet α se révèle beaucoup moins catastrophique. Cependant, de nouvelles études, tant numériques qu'analytiques, semblent indispensables pour confirmer ce résultat ainsi que son applicabilité aux systèmes astrophysiques, aux galaxies en particulier. Enfin, pour résoudre le problème de la saturation de la dynamo, d'autres suggestions ont été formulées, certaines allant même jusqu'à affirmer que les champs magnétiques devaient être directement générés avec des intensités de l'ordre de la dizaine de microgauss et que la dynamo n'était utile que pour restructurer ces champs (Kulsrud & Anderson 1992).

Sans aller jusqu'à de telles extrémités, d'autres solutions sont bien sûr envisageables, et nous allons en explorer une dans la section suivante.

4.2 Nouveau modèle de magnétogenèse

Je propose ici un nouveau modèle de génération de champs magnétiques (Langer et al. 2002). Le but de ce modèle est de s'affranchir autant que possible des difficultés mentionnées ci-dessus. Il s'agit donc de réconcilier la dynamo avec les champs magnétiques à grand redshift et de proposer une solution au problème des champs magnétiques à petite échelle.

Tout comme la plupart des modèles de génération de champs magnétiques, notre proposition repose elle aussi sur la séparation des charges, indispensable pour l'établissement de courants qui créent du champ magnétique par induction. La grande différence d'avec les modèles usuels est le mécanisme qui est à l'origine de la séparation des charges. Comme nous allons le voir, l'ingrédient central dans notre modèle pour cela est une pression de radiation qui possède deux propriétés essentielles : l'anisotropie et l'inhomogénéité.

4.2.1 Description des processus physiques

Considérons un flux de rayonnement ionisant qui se propage à travers le gaz qui remplit l'Univers. Suffisamment loin de la source dominante, le rayonnement est anisotrope et sa direction de propagation définit un axe local (Oz). Du fait de la très grande différence de masses, la section efficace d'interaction (Thomson) entre photons et électrons ($\sigma_T \propto m_e^{-2}$) est beaucoup plus élevée que la section efficace d'interaction entre photons et ions ($\sigma_T \propto m_i^{-2}$). La pression de radiation, combinée à l'anisotropie du flux, conduit à une séparation des charges. Cette dernière crée en retour des champs électriques à grande échelle qui contrebalancent la de pression de radiation.

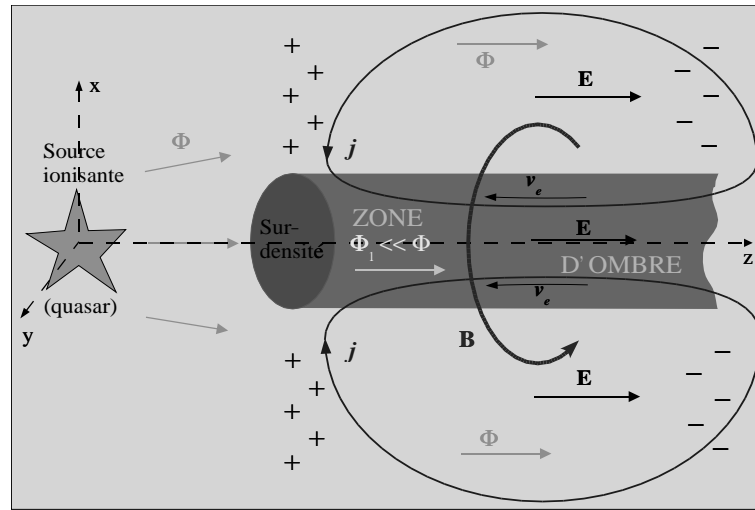


FIG. 4.1: Représentation simplifiée des processus mis en jeu dans la génération du champ magnétique.

Le rayonnement se propage à travers un milieu dans lequel la matière n'est pas distribuée de façon homogène. Les surdensités présentes se comportent comme des écrans partiels au rayonnement ionisant. Par ailleurs, les sources du rayonnement sont elles aussi distribuées de façon inhomogène. La combinaison de l'inhomogénéité de la matière et de l'inhomogénéité de la distribution des sources fait que le flux ionisant, loin des sources, est lui-même inhomogène. Au premier ordre, on peut considérer cependant que les inhomogénéités du flux sont inchangées le long de la direction de propagation du rayonnement sur des distances qui correspondent à la séparation typique entre les surdensités de matière. Dans de telles régions, les variations du flux perpendiculairement à la direction de propagation permettent aux électrons de se mettre en mouvement. De fait, des courants électriques peuvent s'établir. Ces derniers induisent en retour des champs magnétiques sur les échelles des variations transverses du flux ionisant.

La figure 4.1 représente de façon schématique la situation dans le cas où une seule source et une seule surdensité seraient présentes dans le milieu. La source émet un rayonnement ionisant de flux Φ qui définit, à partir d'une certaine distance, une direction privilégiée (Oz) : le flux est anisotrope. Ce rayonnement ionise le gaz diffus et la pression de radiation sépare localement les électrons des ions. Un champ électrique \mathbf{E} , statique et uniforme, est généré en réponse à Φ , et la force électrostatique équilibre la pression de radiation. Derrière la surdensité, la situation est bien différente. En effet, la surdensité se comporte comme un écran partiel et le flux de radiation est bien plus faible, $\Phi_1 \ll \Phi$: le flux est inhomogène. L'équilibre électrostatique ne peut s'établir, et les électrons libres sont mis en mouvement (v_e). Il apparaît alors des courants électriques i qui se rebouclent à l'extérieur du tube d'ombre et qui induisent un champ magnétique \mathbf{B} à l'échelle de la surdensité.

4.2.2 Question de saturation

Nous venons de voir les deux propriétés essentielles que possède le flux ionisant dans notre modèle. Nous allons maintenant évoquer la question de la saturation magnétique

qui peut modifier considérablement le problème. En vérité, la saturation est liée à un phénomène fondamental pour tout modèle de magnétogénèse : les collisions entre particules. Nous allons voir que les collisions entre électrons et ions sont indispensables pour l'établissement de courants électriques, et donc pour la génération de champs magnétiques.

Pour aborder cette épineuse question, intéressons-nous à un cas simple, à titre d'illustration. Considérons un plasma totalement ionisé plongé dans un champ électromagnétique $(\mathbf{E}, \mathbf{B}_0)$. En régime stationnaire, l'équation du mouvement des électrons s'écrit

$$e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_e}{c} \times \mathbf{B}_0 \right) + m_e \nu_c \mathbf{u}_e = 0. \quad (4.17)$$

Dans cette expression, e est la charge unitaire, \mathbf{u}_e est la vitesse des électrons, m_e leur masse et ν_c est la fréquence de collision des électrons sur les ions. Le courant associé au mouvement des électrons est quant à lui donné par

$$\mathbf{j} = -en_e \mathbf{u}_e \quad (4.18)$$

et donc nous pouvons réécrire (4.17) sous la forme

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_e}{c} \times \mathbf{B}_0 \right) \quad (4.19)$$

où $\sigma_0 = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_c}$ est la conductivité électrique. Cette dernière équation est une forme simplifiée de la loi d'Ohm. Dans le cas où ν_c tend vers zéro, la conductivité devient très grande ($\sigma_0 \rightarrow \infty$) de sorte que d'après (4.19), nous devons avoir

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_e}{c} \times \mathbf{B}_0 = 0. \quad (4.20)$$

Prenons maintenant le produit vectoriel par \mathbf{B}_0 de l'équation ci-dessus. En remarquant que

$$\left(\frac{\mathbf{u}_e}{c} \times \mathbf{B}_0 \right) \times \mathbf{B}_0 = -\frac{\mathbf{u}_{e\perp}}{c} B_0^2 \quad (4.21)$$

on obtient

$$\mathbf{u}_{e\perp} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B_0^2} c. \quad (4.22)$$

Cette expression montre qu'en l'absence de collisions, les électrons possèdent une vitesse de dérive radiale $\mathbf{u}_{e\perp}$ perpendiculaire à la fois au champ électrique et au champ magnétique. Or, comme $\mathbf{u}_{e\perp}$ est indépendant de la masse et de la charge de la particule considérée, on obtient exactement le même résultat pour les ions lorsque l'on examine leur mouvement. De fait, en l'absence de collisions, les électrons et les ions se déplacent ensemble à la même vitesse de dérive (4.22) et le courant net associé à leur mouvement est nul. Au contraire, si les effets collisionnels ne sont pas négligeables, le mouvement des ions, du fait de leur plus grande masse, subit des retards plus importants que celui des électrons. Dans ce cas, un courant électrique est généré par la différence de vitesse des particules,

$$\mathbf{j} = en_e (\mathbf{u}_{i\perp} - \mathbf{u}_{e\perp}), \quad (4.23)$$

perpendiculaire aussi bien à \mathbf{E} qu'à \mathbf{B}_0 . Ainsi donc, nous avons retrouvé le fait que pour avoir un courant électrique, il faut que les porteurs de charges opposées soient en mouvement relatif les uns par rapport aux autres, ce qui est assuré par l'effet des collisions.

Les collisions entre électrons et ions sont donc indispensables à l'établissement de courants électriques et par suite à la génération de champs magnétiques. Imaginons maintenant que nous ayons généré du champ magnétique dans un plasma ionisé, initialement isotrope. La présence du champ magnétique va produire une modification des propriétés physiques du milieu. En particulier, la fréquence de collision entre électrons et ions va être changée de manière anisotrope. En effet, une particule chargée en mouvement dans un champ magnétique \mathbf{B}_0 adopte un mouvement hélicoïdal qui résulte de la superposition d'un mouvement parallèle aux lignes de champ et d'un mouvement de gyration autour des lignes de champ. La vitesse angulaire ω_c et le rayon de gyration¹¹ r_c sont donnés par

$$\omega_c = \frac{|q|B_0}{mc} \quad (4.24a)$$

$$r_c = \frac{u_\perp}{\omega_c} = \frac{mcu_\perp}{|q|B_0} \quad (4.24b)$$

où q est la charge de la particule, m sa masse et u_\perp la composante orthogonale au champ magnétique de sa vitesse. On voit dans l'expression (4.24b) du rayon de Larmor que plus le champ est fort, plus le rayon est petit. En général, r_c est bien plus grand que le libre parcours moyen l_{free} des particules dans le plasma. Les collisions le long du champ magnétique et dans la direction transverse au champ sont alors équiprobables. Cependant, au delà d'une certaine valeur critique du champ magnétique, le rayon de Larmor est comparable, voire inférieur, à l_{free} . Dans ce cas, les collisions dans la direction transverse au champ sont beaucoup moins fréquentes. Il en résulte une modification anisotrope de la conductivité électrique, et l'on peut montrer qu'au premier ordre, la conductivité électrique σ_c est alors donnée par

$$\sigma_\perp = \sigma_0 \frac{4\pi^2\nu_c^2}{4\pi^2\nu_c^2 + \omega_c^2} \quad (4.25a)$$

$$\sigma_\parallel = \sigma_0 \quad (4.25b)$$

où σ_\perp est la conductivité dans les directions transverses et σ_\parallel sa valeur le long des lignes de champ. On entre dans le régime saturé où $\sigma_\perp \neq \sigma_0$ lorsque $\omega_c \gtrsim \nu_c$, soit lorsque le champ magnétique avoisine ou dépasse le champ de saturation $B_s = 2\pi\nu_c mc/|q|$.

Dans la suite, en particulier lorsque nous voudrions estimer l'ordre de grandeur du champ magnétique généré dans notre modèle, il sera crucial de tenir compte du phénomène de saturation.

Revenons maintenant au modèle de magnétogénèse que nous proposons. Dans la suite, je reprends en détail l'approche adoptée dans l'article *Cosmological magnetogenesis driven by radiation pressure* (Langer et al. 2002) que l'on trouvera en annexe. Après la description du formalisme adapté à notre problème, nous nous intéresserons aux résultats de notre modèle, obtenus en particulier en termes d'ordre de grandeur et de spectre de puissance du champ magnétique généré.

¹¹Le rayon de gyration est aussi appelé rayon de Larmor.

4.3 Formalisme

4.3.1 Le flux ionisant

On concentre notre attention sur une région suffisamment éloignée de la source d'ionisation dominante. Dans une telle région, la direction du flux peut être considérée constante. Dans notre modèle donc, le flux ionisant possède la première propriété fondamentale suivante : il est anisotrope ($\Phi \parallel (Oz)$), ce qui est essentiel pour la création d'un champ électrique uniforme.

Ensuite, le flux ionisant est également inhomogène, et l'on décrit les inhomogénéités, supposées faibles par rapport à la partie constante du flux, par une fonction f , soit

$$\Phi = (1 + f) \Phi_0 \quad (4.26)$$

avec $\Phi_0 = \langle \Phi \rangle$ et $f \ll 1$. Cette seconde propriété est nécessaire à l'apparition de courants électriques. Comme nous l'avons écrit ci-dessus, on se place à une distance suffisante de la source dominante. A cette distance, les fluctuations de densité rencontrées le long de la ligne de propagation (Oz) des photons ont laissé leur empreinte dans le flux ionisant. Ce sont précisément ces fluctuations, ainsi que celles dues à la distribution des sources, que prend en compte f . Cependant, dans la région étudiée, on suppose que les propriétés du milieu ne varient plus de manière significative le long de la direction de propagation. De fait, nous pouvons donc projeter les variations spatiales de Φ dans le plan (xOy), et donc $f = f(x, y)$. Cela implique que le système est invariant par translation le long de (Oz) et donc que les dérivées par rapport à z peuvent être prises nulles.

Enfin, pour des raisons de simplicité, nous avons considéré, dans cette première approche de la magnétogénèse, le régime stationnaire uniquement, et les dérivées temporelles sont donc prises nulles également.

4.3.2 Equations de Maxwell

En tenant compte des hypothèses d'invariance par translation dans le temps et le long de (Oz), les équations de Maxwell habituelles deviennent

$$\begin{aligned} \partial_x E_x + \partial_y E_y &= 4\pi\rho && \text{(Coulomb)} \\ \left. \begin{aligned} \partial_x E_y - \partial_y E_x &= 0 \\ \partial_y E_z &= 0 \\ \partial_x E_z &= 0 \end{aligned} \right\} && \text{(Faraday)} \\ \partial_x B_x + \partial_y B_y &= 0 && \text{(Gauss)} \\ \left. \begin{aligned} \partial_x B_y - \partial_y B_x &= \frac{4\pi}{c} j_z \\ \partial_y B_z &= \frac{4\pi}{c} j_x \\ \partial_x B_z &= -\frac{4\pi}{c} j_y \end{aligned} \right\} && \text{(Ampère)} \end{aligned} \quad (4.27)$$

où ρ et \mathbf{j} sont la densité de charges et de courant respectivement. On suppose que le milieu est globalement neutre, et l'équilibre de charges implique $n_e q_e + n_i q_i = 0$, où $q_{e(i)}$, $n_{e(i)}$ sont la charge et la densité des électrons (ions). Le courant électrique est donné par¹² $\mathbf{j} =$

¹²On suppose $n_e = n_i$.

$n_e q_e \mathbf{u}_e + n_i q_i \mathbf{u}_i = n_e q_e (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i)$ où $\mathbf{u}_{e(i)}$ est la vitesse des électrons (ions). Dans la suite, on suppose que le déplacement des ions est négligeable par rapport à celui des électrons et l'on peut alors écrire $\mathbf{j} = n_e q_e \mathbf{u}_e$. De la même façon, l'équation de conservation de la charge se simplifie en

$$\partial_x j_x + \partial_y j_y = 0. \quad (4.28)$$

Enfin, le rotationnel de l'équation d'Ampère permet d'obtenir

$$\nabla^2 \mathbf{B} = -\frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{j} \quad (4.29)$$

dans le régime stationnaire ce qui, compte tenu de la géométrie de notre problème, donne les relations suivantes entre le champ magnétique et le courant :

$$\nabla^2 B_x = -\frac{4\pi}{c} \partial_y j_z \quad (4.30a)$$

$$\nabla^2 B_y = \frac{4\pi}{c} \partial_x j_z \quad (4.30b)$$

$$\nabla^2 B_z = \frac{4\pi}{c} (\partial_y j_x - \partial_x j_y) \quad (4.30c)$$

que nous combinerons plus loin avec la loi d'Ohm généralisée.

4.3.3 Loi d'Ohm généralisée

Pour simplifier, nous supposons que le gaz primordial n'est composé que de deux espèces chimiques : l'hydrogène ionisé et les électrons. Pour chaque espèce j , nous pouvons écrire la conservation du moment cinétique,

$$\rho_{m_j} (\partial_t \mathbf{u}_j + (\mathbf{u}_j \cdot \nabla) \mathbf{u}_j) = n_j q_j \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_j}{c} \times \mathbf{B} \right) + \mathbf{C}_j + \mathbf{F}_j, \quad (4.31)$$

où nous avons négligé les termes de pression et de gravité¹³. Dans le premier terme du membre de droite de l'équation ci-dessus, on reconnaît la force de Lorentz tandis que le terme $\mathbf{C}_j = -\rho_{m_j} \sum_k \nu_{jk} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_k)$ représente le transfert d'impulsion entre les deux espèces (ν_{jk} est la fréquence de collision des particules j sur les particules k). Le dernier terme représente quant à lui la densité de force extérieure due à la pression de radiation, $\mathbf{F}_j = n_j \sigma_j^T h\nu/c \Phi$ (σ_j^T est la section efficace Thomson pour la particule j , n_j la densité numérique et $h\nu$ l'énergie moyenne des photons ionisants). Multiplions l'équation par q_j et divisons-la par m_j , et ajoutons ensuite l'équation relative aux ions à celle correspondant

¹³Pression et gravité sont négligeables si les fréquences caractéristiques correspondantes sont plus faibles que la fréquence de Larmor. Pour la pression, cette condition se traduit par $l \frac{eB}{m_e c} \sqrt{\frac{m_e}{kT_e}} \gg 1$, soit $l \gg 70$ pc pour un champ magnétique de 10^{-20} Gauss. Pour la gravité, le critère se traduit par $l^{3/2} (Gm_p)^{-1/2} \frac{eB}{m_e c} \gg 1$, soit $l \gg 5 \cdot 10^{-6}$ pc pour la même valeur de champ. Dans les deux cas, notre approximation est largement justifiée puisque les longueurs caractéristiques l que nous considérons sont supérieures à quelques dizaines de kpc.

aux électrons. Nous obtenons alors

$$\begin{aligned}
 \sum_j n_j q_j \partial_t \mathbf{u}_j + \sum_j n_j q_j (\mathbf{u}_j \cdot \nabla) \mathbf{u}_j &= \sum_j n_j q_j \frac{q_j}{m_j} (\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_j}{c} \times \mathbf{B}) \\
 &+ \sum_j \frac{q_j}{m_j} \mathbf{C}_j \\
 &+ \sum_j n_j \frac{q_j}{m_j} \sigma_j^\top \frac{h\nu}{c} \Phi . \tag{4.32}
 \end{aligned}$$

Nous avons vu dans le précédent paragraphe que le courant électrique s'écrivait $\mathbf{j} = n_e q_e (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i)$. Si nous définissons la vitesse du centre de masse des deux fluides par $\mathbf{u} = (\rho_{m_e} \mathbf{u}_e + \rho_{m_i} \mathbf{u}_i) / \rho_t$ (ρ_t est la densité totale), nous pouvons exprimer la vitesse de chaque fluide en fonction du courant et de la vitesse du centre de masse par

$$\mathbf{u}_i = \frac{\mu}{\rho_{m_i}} \left(\frac{\rho_t \mathbf{u}}{m_e} + \frac{\mathbf{j}}{e} \right) \tag{4.33}$$

$$\mathbf{u}_e = \frac{\mu}{\rho_{m_e}} \left(\frac{\rho_t \mathbf{u}}{m_i} - \frac{\mathbf{j}}{e} \right) \tag{4.34}$$

où μ est la masse réduite et e l'unité de charge ($q_e = -e$). En négligeant la masse de l'électron devant celle des ions, on peut alors réarranger l'équation (4.32) en

$$\partial_t \mathbf{j} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{j} = \frac{n_e e^2}{m_e} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} \right) - \frac{e}{m_e c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nu_c \mathbf{j} - \frac{e n_e}{m_e} \sigma_T \frac{h\nu}{c} \Phi \tag{4.35}$$

où l'on a écrit $\sigma_T = \sigma_e^\top$. Dans l'équation ci-dessus, nous reconnaissons toujours le terme de Lorentz, appliqué cette fois au centre de masse. Le second terme de droite est le terme de Hall, tandis que le troisième terme décrit la dissipation ohmique des courants.

Tout comme dans la section précédente, nous choisissons d'ignorer le déplacement des ions, ce qui revient à se placer dans leur référentiel. Dans ce référentiel, le courant est donné comme précédemment par $\mathbf{j} = -en_e \mathbf{u}_e$, et la vitesse par $\mathbf{u} = \frac{m_e}{m_i} \mathbf{u}_e$. Dans ces conditions, le terme de Hall est dominant par rapport à la force de Laplace, et l'on aboutit enfin à loi d'Ohm suivante :

$$\frac{m_e}{en_e} (\partial_t \mathbf{j} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{j}) = e \mathbf{E} - \frac{1}{n_e c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{m_e \nu_c}{en_e} \mathbf{j} - \sigma_T \frac{h\nu}{c} \Phi . \tag{4.36}$$

Dans l'équation ci-dessus, ν_c est la fréquence effective de collision électrons-ions. Comme nous l'avons vu dans la section 4.2.2, les collisions entre les différentes espèces de particules sont affectées par la présence d'un champ magnétique plus ou moins fort. Il faudra bien sûr tenir compte de cet effet lorsque nous examinerons les résultats du modèle.

Mais avant d'en arriver là, voyons ce que nous obtenons en considérant le problème linéarisé.

4.3.4 Problème linéarisé

En considérant que les inhomogénéités du flux ionisant décrites par $f(x, y)$ sont petites, on peut linéariser l'équation (4.36). L'identification des termes du même ordre conduit

aux relations suivantes :

$$E_x = \frac{m_e \nu_c}{e^2 n_e} j_x \quad (4.37a)$$

$$E_y = \frac{m_e \nu_c}{e^2 n_e} j_y \quad (4.37b)$$

$$E_z = \frac{h\nu}{ec} \sigma_T \Phi_0 \quad (4.37c)$$

et

$$j_z(x, y) = -\frac{en_e}{m_e \nu_c} \frac{h\nu}{c} \sigma_T \Phi_0 f(x, y) \quad (4.38)$$

où les termes du second ordre ont été négligés. L'équation (4.37c) montre simplement l'équilibre établi entre la pression de radiation et la force électrostatique appliquée sur les électrons. L'équation (4.38) montre quant à elle comment le courant électrique est relié aux inhomogénéités du flux ionisant. Le courant change de direction en fonction du signe des fluctuations f du flux autour de sa valeur moyenne. Les lignes de courant se referment donc sur des échelles semblables à celles des variations du flux dans le plan (xOy) et comparables aux échelles de l'anisotropie le long de (Oz) .

En prenant le rotationnel de l'équation (4.36) et ne gardant à nouveau que les termes du premier ordre, on trouve

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \frac{h\nu}{c} \sigma_T \nabla \times \left(\frac{en_e}{m_e \nu_c} \Phi \right) \quad (4.39)$$

où l'on a utilisé l'équation (4.29) pour éliminer le courant \mathbf{j} . A cause de la géométrie particulière de notre problème, et compte tenu des relations (4.37a) et (4.37b), l'équation ci-dessus peut être réécrite comme

$$\nabla^2 B_x = \partial_y (\kappa f(x, y)) \quad (4.40a)$$

$$\nabla^2 B_y = -\partial_x (\kappa f(x, y)) \quad (4.40b)$$

$$\nabla^2 B_z = 0, \quad (4.40c)$$

avec $\kappa = \frac{4\pi}{c} \frac{en_e}{m_e \nu_c} \frac{h\nu}{c} \sigma_T \Phi_0$. Le champ magnétique généré dépend donc de l'état physique du milieu par le coefficient de friction $\frac{en_e}{m_e \nu_c} = \frac{\sigma_e}{e}$. Il dépend aussi du flux ionisant, tant par sa valeur moyenne Φ_0 que par ses fluctuations spatiales $f(x, y)$.

4.4 Résultats

4.4.1 Forme analytique

Les solutions aux équations (4.40) donnent le champ généré. A l'aide de fonctions de Green appropriées au problème bidimensionnel, on obtient formellement

$$\begin{aligned} B_x(\mathbf{r}) &= \iint \ln |\mathbf{r}' - \mathbf{r}| \partial_y ([\kappa f](\mathbf{r})) d^2 \mathbf{r}' \\ B_y(\mathbf{r}) &= -\iint \ln |\mathbf{r}' - \mathbf{r}| \partial_x ([\kappa f](\mathbf{r})) d^2 \mathbf{r}'. \end{aligned} \quad (4.41)$$

Il est évidemment possible d'obtenir également une solution pour la composante B_z du champ. Cependant, l'intégration de l'équation (4.40c) nécessite la connaissance de conditions aux limites précises. Dans le modèle que nous présentons, il n'y a pas, *a priori*, de telles conditions. Imposer par exemple une valeur comme $B_z(l) = 0$ à une certaine distance l reviendrait à introduire dans le problème une échelle arbitraire, non physique. En vérité, comme nous l'avons précisé dans la section 4.3.1, l'étude que nous menons ici est applicable dans les régions où un axe (Oz) est défini par l'anisotropie du flux et dans lequel toute la dépendance en z du problème peut être projetée dans le plan (xOy). Dans la réalité, on s'attend naturellement à ce que de nombreuses zones coexistent où la direction du flux est localement constante.

Aux frontières communes, les trois composantes du champ sont mélangées. Dans cette situation, les seules conditions aux limites pertinentes pour B_z seraient fixées par les composantes B_x et B_y des champs générés dans les régions similaires avoisinantes. De toute évidence, étant données les restrictions découlant de nos hypothèses initiales, l'inclusion d'une description aussi complexe du problème dépasse les objectifs de cette première approche que constitue notre modèle.

Notre intention n'est pas, en vérité, de trouver l'expression exacte du champ magnétique en tout point de l'espace. Il s'agit bien plutôt d'apporter des éléments de réponse à la question de l'origine des champs magnétiques à grande échelle. Dans cette optique, il est plus intéressant d'extraire des équations (4.40) des propriétés globales du champ comme son ordre de grandeur et son spectre de puissance.

4.4.2 Ordre de grandeur du champ magnétique généré

Nous pouvons de nouveau partir des équations (4.40) pour déterminer l'ordre de grandeur du champ magnétique. En effet, nous pouvons réécrire ces équations sous la forme

$$\begin{aligned} B &\approx \kappa f R \\ &\approx \frac{4\pi}{c^2} \frac{\sigma_e}{e} \sigma_T f h\nu\Phi_0 R \end{aligned} \quad (4.42)$$

où R est l'échelle caractéristique de variation de f (et donc de B). Commençons par exprimer le flux d'énergie des photons ionisants en fonction de la luminosité L de la source et de la distance D à la source la plus proche :

$$h\nu\Phi_0 = \frac{L}{4\pi D^2}. \quad (4.43)$$

Ensuite, comme nous l'avons vu plus haut (paragraphe 4.2.2), la conductivité électrique σ_e varie avec l'amplitude du champ magnétique et il nous faut distinguer deux régimes.

Dans le régime non saturé, il suffit de remplacer σ_e dans (4.42) par son expression habituelle, $\sigma_e = \sigma_0 \approx 6.5 \cdot 10^6 T^{3/2}$ e.s.u (Lang 1999) pour obtenir alors l'estimation d'ordre de grandeur suivante :

$$B \approx 3.09 \cdot 10^{-5} f \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{3/2} \frac{R}{100 \text{ kpc}} \frac{LD^{-2}}{10^{-8} \text{ W.m}^{-2}} \text{ Gauss} \quad (4.44)$$

Pour estimer l'ordre de grandeur du champ magnétique dans le régime saturé, il faut se souvenir que B est généré par la composante orthogonale j_z du courant (voir équations

4.30). Le choix pertinent pour la conductivité électrique est donc donné par l'équation (4.25a). Dans ce cas, l'ordre de grandeur du champ est estimé selon

$$B \approx 3.14 \cdot 10^{-2} f^{1/3} \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{1/2} \left[\frac{R}{100 \text{ kpc}} \frac{LD^{-2}}{10^{-8} \text{ W.m}^{-2}} \right]^{1/3} B_s^{2/3} \text{ Gauss} \quad (4.45)$$

où $B_s = 2\pi\nu_{ei}m_e c/e$ est le champ de saturation.

Application à la Cosmologie

Nous pouvons maintenant appliquer ce résultat au cas des champs magnétiques cosmologiques. Puisque le plasma que l'on considère est ionisé à $z \sim 7$ (Becker et al. 2001; Gnedin & Ostriker 1997), on suppose que la température T du milieu est de l'ordre de 10^4 Kelvins. Par ailleurs, dans un univers plat dominé par la matière avec $\Omega_b h_0^2 = 0.020$ (Burles et al. 2001), la densité du gaz est $n = 3.8 \cdot 10^{-7} (1+z)^3 \text{ cm}^{-3}$ et le champ de saturation correspondant est $B_s \sim 1.4 \cdot 10^{-11} T^{-3/2} (1+z)^3 \text{ Gauss}$, soit $B_s \sim 1.4 \cdot 10^{-17} (1+z)^3 \text{ Gauss}$ pour $T = 10^4$ Kelvins.

Le terme LD^{-2} peut être estimé en calculant la quantité de photons nécessaires à la réionisation de l'Univers. Au redshift de réionisation z_{ion} , la densité intégrée de photons doit être égale à la densité de gaz :

$$\int_0^{t(z_{\text{ion}})} \mathcal{L} N_s(z) dt = n(z_{\text{ion}}) \quad (4.46)$$

où \mathcal{L} est la densité de photons ionisants émis par unité de temps, $N_s(z)$ est la densité de sources émettrices par intervalle logarithmique de luminosité au redshift z , et $n(z)$ est la densité de gaz. L'essentiel de la réionisation provient de la contribution des photons émis à environ z_{ion} , de sorte que la relation ci-dessus peut être réécrite

$$\mathcal{L} N_s t_U = n. \quad (4.47)$$

Pour une cosmologie d'Univers plat dominé par la matière, l'âge de l'Univers est donné par $t_U(z) = \frac{2}{3} H_0^{-1} (1+z)^{-3/2}$. Nous obtenons donc

$$\mathcal{L} N_s(z) = 5.7 \cdot 10^{-7} H_0 (1+z)^{9/2}. \quad (4.48)$$

Le terme $LD^{-2} = h\nu \mathcal{L} (2\pi N_s)^{2/3}$ s'écrit alors

$$LD^{-2} = 8.1 \cdot 10^{-11} h_0^{2/3} \left(\frac{h\nu}{20 \text{ eV}} \right)^{2/3} \left(\frac{L}{10^{12} L_\odot} \right)^{1/3} (1+z)^3 \text{ W.m}^{-2} \quad (4.49)$$

où $h_0 = \frac{H_0}{100 \text{ kpc.Mpc}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}}$ est la constante de Hubble réduite et $h\nu$ l'énergie des photons (en unité de 20 eV). En prenant un quasar lumineux comme source la plus proche (responsable donc de l'anisotropie du flux ionisant), $L \approx 10^{12} L_\odot$. Avec $h\nu \approx 20 \text{ eV}$ et $h_0 \approx 0.7$, l'équation (4.49) donne

$$\frac{LD^{-2}}{10^{-8} \text{ W.m}^{-2}} \approx 6.38 \cdot 10^{-3} (1+z)^3 \quad (4.50)$$

A un redshift de $z \sim 7$, cela correspond à $D \approx 3.12$ Mpc. Notons que cette valeur est nécessairement une sous-estimation de la distance moyenne au plus proche quasar. En effet, dans l'équation (4.46), nous avons implicitement fait l'hypothèse que les quasars lumineux étaient responsables à eux seuls de la réionisation complète du milieu. Or il semble clair aujourd'hui que d'autres objets, en particulier les étoiles de type III, contribuent pour une part importante à la réionisation de l'Univers (e.g. Ferguson et al. 2002, et références citées).

A grand redshift, la densité de gas est faible et la température est élevée. Il en résulte que la fréquence de collision électrons-ions est très faible : le régime de saturation évoqué en section 4.2.2 est très vite atteint. De fait, si l'on se sert de l'équation (4.44) pour calculer l'ordre de grandeur du champ magnétique, on trouve une valeur supérieure au champ de saturation. Il nous faut donc utiliser l'équation (4.45) dans laquelle nous insérons les quantités trouvées ci-dessus pour obtenir

$$B \sim 1.56 \cdot 10^{-14} \left(\frac{R}{100 \text{ kpc}} \right)^{1/3} (1+z)^3 \text{ Gauss} \quad (4.51)$$

où nous avons pris $T \approx 10^4$ Kelvins, et le degré d'inhomogénéité dans le flux $f \sim 10\%$.

La longueur R représente l'échelle typique des inhomogénéités du flux ionisant. Nous l'avons écrit plus haut, ces inhomogénéités prennent en compte non seulement les fluctuations de densité du milieu, mais aussi les variations dues à la distribution spatiale des sources ionisantes. Par conséquent, R n'est pas aisément déterminable sans faire appel aux estimations statistiques des distributions de sources et de densité. On peut néanmoins trouver des limites raisonnables à R .

Aux grandes échelles, le mécanisme que nous proposons reste valable tant que le flux ionisant conserve sa propriété d'anisotropie. Il est alors clair que ce n'est plus le cas sur des échelles avoisinant la distance D entre deux sources ou supérieures. Donc, D définit approximativement une limite supérieure à R .

Aux petites échelles, les variations du flux sont essentiellement dues aux fluctuations de densité de matière. Plus précisément, la limite inférieure à R est fixée par les plus petits halos qui survivent à la photoévaporation par le flux ionisant lui-même.

Quoi qu'il en soit, pour la simple estimation d'ordre de grandeur que nous voulons faire ici, il suffit de considérer R comme la taille typique d'une protogalaxie, soit approximativement 100 kpc. Dans ce cas, à partir de l'équation (4.51), nous trouvons un champ magnétique aux échelles protogalactiques

$$B \sim 8 \cdot 10^{-12} \text{ Gauss}. \quad (4.52)$$

Ce résultat est très satisfaisant puisqu'il est *plusieurs ordres de grandeur supérieur aux champs trouvés dans les modèles de magnétogenèse habituels* reposant sur la physique des plasmas. D'autre part, l'amplification d'un tel champ par l'effondrement adiabatique, évoqué en début de section 4.1.5, pourrait donner des champs magnétiques galactiques suffisamment forts pour servir de germes aux mécanismes de la dynamo. En fait, la valeur galactique du champ obtenue à partir de (4.52) après compression adiabatique est

$$B_{\text{gal}} = \delta_{\text{vir}}^{2/3} B \sim 2.7 \cdot 10^{-10} \text{ Gauss} \quad (4.53)$$

où $\delta_{\text{vir}} \sim 200$. A partir de cette valeur, la *dynamo ne requiert que* $4.6 \cdot 10^9$ ans pour amplifier¹⁴ le champ magnétique jusqu'aux valeurs de quelques microgauss mesurées dans les galaxies, ce qui est 3.5 fois plus court qu'en partant d'un germe de champ de 10^{-20} Gauss trouvé habituellement dans les modèles de magnétogenèse de physique classique.

Ainsi donc, les germes de champ générés dans notre modèle pourraient rendre compte des champs magnétiques observés dans les galaxies, même à redshift élevé, pourvu toutefois que la dynamo ne soit pas stoppée par le développement précoce de champs magnétiques intenses aux petites échelles. Il est donc maintenant essentiel de voir quel est le spectre de puissance du champ magnétique que fournit notre modèle.

4.4.3 Spectre de puissance du champ magnétique

Pour évaluer le spectre de puissance du champ magnétique, nous allons nous placer dans le régime non saturé. Nous pourrions alors en temps venu considérer la conductivité constante.

La fonction d'auto-corrélation du champ magnétique dans le plan (xOy) s'écrit

$$\xi(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{B}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r} + \mathbf{r}') \rangle \quad (4.54)$$

où \mathbf{r} et \mathbf{r}' sont confinés dans le plan (xOy). En insérant les transformées de Fourier de \mathbf{B} dans cette expression, on obtient

$$\xi(\mathbf{r}) = \left(\frac{L}{2\pi} \right)^2 \int |\mathbf{B}_{\mathbf{k}}|^2 e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d^2 \mathbf{k}. \quad (4.55)$$

Le spectre de puissance $P_B(k)$ du champ magnétique auquel nous nous intéressons est la moyenne angulaire de la fonction de corrélation spectrale $\tilde{\xi}(\mathbf{k})$ de \mathbf{B} , soit

$$P_B(k) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \tilde{\xi}(\mathbf{k}) d\theta \quad (4.56)$$

où $\tilde{\xi}(\mathbf{k})$ est la transformée de Fourier de $\xi(\mathbf{r})$. On voit immédiatement que $\tilde{\xi}(\mathbf{k}) = |\mathbf{B}_{\mathbf{k}}|^2$. Pour avoir le spectre de puissance de \mathbf{B} en régime non saturé, il suffit donc de prendre les transformées de Fourier des équations (4.40) en considérant $\sigma_e = \sigma_0$ constante. On obtient alors

$$\begin{aligned} k^2 \tilde{B}_x &= \kappa k_y f_k \\ k^2 \tilde{B}_y &= -\kappa k_x f_k \end{aligned} \quad (4.57)$$

ce qui nous permet en fin de compte d'écrire

$$P_B(k) = \kappa^2 \frac{|f_k|^2}{k^2}. \quad (4.58)$$

Nous avons là le lien entre les fluctuations du flux ionisant projetées dans le plan (xOy) et le spectre de puissance bidimensionnel du champ magnétique généré dans notre modèle. Visiblement, le mécanisme de génération que nous proposons produit des champs magnétiques *préférentiellement à grande échelle* alors que les champs à petite échelle

¹⁴On a pris un temps caractéristique dynamo $\Gamma^{-1} = 0.5 \cdot 10^9$ ans - voir paragraphe 4.1.5.

semblent fortement supprimés. Ce dernier point est très intéressant en rapport avec les théories d'amplification du champ par dynamo : puisque les champs à petite échelle sont supprimés, ils ne conduisent pas au phénomène de saturation de la dynamo.

Pour pouvoir réellement arriver à cette conclusion, il faut néanmoins connaître la forme exacte du spectre de \mathbf{B} , et donc connaître le spectre $|f_k|^2$ des fluctuations $f(x, y)$ du flux dans le plan (xOy) . Ces dernières sont directement reliées aux fluctuations de l'épaisseur optique dans le plan orthogonal à la direction de propagation des photons ionisants par

$$f(x, y) = e^{-\tau_l(x, y)} - 1. \quad (4.59)$$

Dans la formule ci-dessus, nous avons pris τ_l égal aux fluctuations autour de la valeur moyenne $\langle T_l \rangle$ de l'épaisseur optique T_l ,

$$\begin{aligned} T_l(x, y) &= \sigma_i \int_0^l \rho(\mathbf{r}) dr_{\parallel} \\ &= \langle T_l \rangle + \tau_l(x, y), \end{aligned} \quad (4.60)$$

et il est facile de voir que τ_l est relié aux fluctuations $\delta(\mathbf{r})$ de la densité de matière dans le plasma par

$$\tau_l = \sigma_i \bar{n}_h \int_0^l \delta(\mathbf{r}) dr_{\parallel} \quad (4.61)$$

où σ_i est la section efficace d'ionisation et \bar{n}_h est la densité moyenne du plasma.

Commençons par relier le spectre des fluctuations de l'épaisseur optique $|\tau_{k_{\perp}}|^2$ à deux dimensions au spectre de densité à trois dimensions $|\delta_k|^2$. Pour cela, nous allons suivre de très près la procédure que Bartelmann & Schneider (2001) ont adoptée dans le cadre des lentilles gravitationnelles pour obtenir la formule de Limber dans l'espace de Fourier (voir aussi Kaiser 1998).

Définissons deux projections distinctes de δ sur le plan (xOy) :

$$g_i(\mathbf{r}_{\perp}) = \int q_i(r_{\parallel}) \delta(\mathbf{r}_{\perp}, r_{\parallel}) dr_{\parallel} \quad (4.62)$$

avec $i = 1, 2$. Les $q_i(r_{\parallel})$ sont des fonctions poids, qui dans notre cas sont identiques, définies par

$$q_i(r_{\parallel}) = \begin{cases} 1 & \text{quand } r_{\parallel} \in [0, l] \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.63)$$

Cette définition des fonctions poids q_i assure que nous prendrons en compte, le long de la propagation des photons, les fluctuations de densité d'échelles inférieures à la profondeur de projection l . Cette échelle correspond à la distance où l'on se place par rapport à la source (voir section 4.3.1).

En comparant les équations (4.61) et (4.62), on voit immédiatement que $\tau_l \propto g_i$. Le spectre de puissance des fluctuations de l'épaisseur optique sera donc proportionnel au spectre de puissance P_g de g , c'est-à-dire $|\tau_{k_{\perp}}|^2 \propto P_g$. Considérons maintenant la fonction de corrélation suivante¹⁵ :

$$\begin{aligned} C_{12}(|\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}'_{\perp}|) &= \langle g_1(\mathbf{r}_{\perp}) g_2(\mathbf{r}'_{\perp}) \rangle \\ &= \int dr_{\parallel} q_1(r_{\parallel}) \int dr'_{\parallel} q_2(r'_{\parallel}) \langle \delta(\mathbf{r}_{\perp}, r_{\parallel}) \delta(\mathbf{r}'_{\perp}, r'_{\parallel}) \rangle. \end{aligned} \quad (4.64)$$

¹⁵Tout au long de ce qui suit, nous supposons que le champ aléatoire δ (et donc aussi sa projection g) est homogène et isotrope.

C'est la fonction de corrélation à deux dimensions du champ de densité tri-dimensionnel projeté sur un plan. Pour ce qui nous intéresse, il est utile de relier cette fonction au spectre de puissance du champ de densité tri-dimensionnel. Pour cela, il suffit par exemple de remplacer les δ ci-dessus par leurs transformées de Fourier, ce qui donne

$$C_{12}(|\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp|) = \int dr_{\parallel} q_1(r_{\parallel}) \int dr'_{\parallel} q_2(r'_{\parallel}) \int \frac{d^3 \mathbf{k}}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 \mathbf{k}'}{(2\pi)^3} \times \langle \widehat{\delta}(\mathbf{k}_\perp, k_{\parallel}) \widehat{\delta}^*(\mathbf{k}'_\perp, k'_{\parallel}) \rangle e^{-i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp} e^{i\mathbf{k}'_\perp \cdot \mathbf{r}'_\perp} e^{-ik_{\parallel} r_{\parallel}} e^{ik'_{\parallel} r'_{\parallel}}. \quad (4.65)$$

Le corrélateur dans l'espace de Fourier de l'équation ci-dessus peut être remplacé par le spectre de puissance $\langle \widehat{\delta}(\mathbf{k}) \widehat{\delta}^*(\mathbf{k}') \rangle = (2\pi)^3 \delta_D(\mathbf{k} - \mathbf{k}') P_\delta(|\mathbf{k}|)$, où δ_D est la fonction de Dirac. La fonction de corrélation C_{12} s'écrit donc

$$C_{12}(|\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp|) = \int \frac{d^3 \mathbf{k}}{(2\pi)^3} P_\delta(|\mathbf{k}|) e^{-i\mathbf{k}_\perp \cdot (\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp)} \int dr_{\parallel} q_1(r_{\parallel}) e^{-ik_{\parallel} r_{\parallel}} \int dr'_{\parallel} q_2(r'_{\parallel}) e^{ik_{\parallel} r'_{\parallel}}. \quad (4.66)$$

Définissons maintenant le spectre de puissance de la projection du champ de densité :

$$P_g(|\mathbf{k}'_\perp|) = \int d^2 \mathbf{r}_\perp C_{12}(\mathbf{r}_\perp) e^{i\mathbf{k}'_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp}. \quad (4.67)$$

Nous pouvons substituer ci-dessus C_{12} par son expression tirée de l'équation (4.66), auquel cas nous obtenons

$$P_g(|\mathbf{k}'_\perp|) = \int \frac{d^3 \mathbf{k}}{(2\pi)^3} P_\delta(|\mathbf{k}|) \int d^2 \mathbf{r}_\perp e^{-i(\mathbf{k}_\perp - \mathbf{k}'_\perp) \cdot \mathbf{r}_\perp} \times \int dr_{\parallel} q_1(r_{\parallel}) e^{-ik_{\parallel} r_{\parallel}} \int dr'_{\parallel} q_2(r'_{\parallel}) e^{ik_{\parallel} r'_{\parallel}}. \quad (4.68)$$

La deuxième intégrale du membre de droite ci-dessus n'est rien d'autre qu'une fonction de Dirac à deux dimensions, $(2\pi)^2 \delta_D(\mathbf{k}'_\perp - \mathbf{k}_\perp)$, alors que les deux intégrales suivantes sont en vérité identiques et valent

$$\int dr_{\parallel} q_1(r_{\parallel}) e^{-ik_{\parallel} r_{\parallel}} = \int dr'_{\parallel} q_2(r'_{\parallel}) e^{ik_{\parallel} r'_{\parallel}} = l \frac{2}{k_{\parallel} l} \sin\left(\frac{k_{\parallel} l}{2}\right). \quad (4.69)$$

Le spectre de puissance $P_g(|\mathbf{k}'_\perp|)$ bi-dimensionnel de la projection du champ de densité et le spectre $P_\delta(|\mathbf{k}|)$ du champ tri-dimensionnel de densité sont alors reliés de la façon suivante :

$$P_g(|\mathbf{k}'_\perp|) = \int \frac{d^3 \mathbf{k}}{2\pi} P_\delta(|\mathbf{k}|) \delta_D(\mathbf{k}'_\perp - \mathbf{k}_\perp) \left[l \frac{2}{k_{\parallel} l} \sin\left(\frac{k_{\parallel} l}{2}\right) \right]^2 = l^2 \int \frac{d^2 \mathbf{k}_\perp}{2\pi} \delta_D(\mathbf{k}'_\perp - \mathbf{k}_\perp) \int dk_{\parallel} P_\delta(|\mathbf{k}|) \left[\frac{2}{k_{\parallel} l} \sin\left(\frac{k_{\parallel} l}{2}\right) \right]^2. \quad (4.70)$$

Revenons à ce que nous voulions obtenir initialement. Nous voulions exprimer le spectre des fluctuations du flux ionisant $|f_{k_\perp}|^2$ en fonction du spectre du champ de densité tri-dimensionnel $P_\delta(|\mathbf{k}|) = |\delta_k|^2$. Dans la limite des milieux optiquement minces, à partir

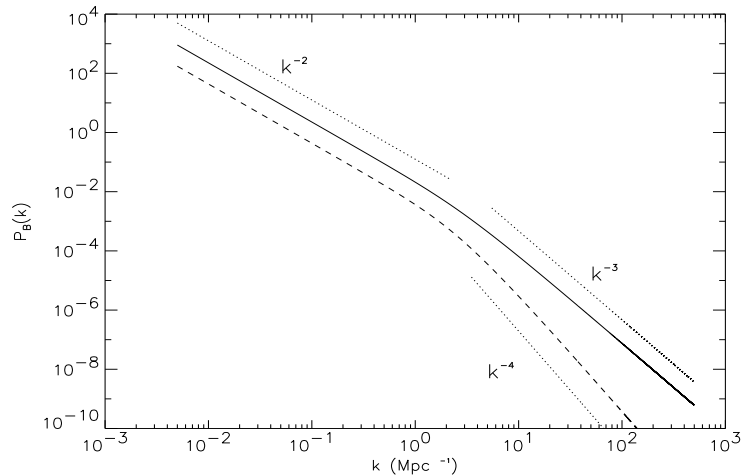


FIG. 4.2: Spectre de puissance du champ magnétique généré dans le régime non saturé. Le spectre obtenu pour $n = -1$ et $n = -2$ est représenté en trait continu et en tirets respectivement. Les segments en pointillés indiquent la pente.

de l'équation (4.59), on peut vérifier que $|f_{k_\perp}|^2 \sim |\tau_{k_\perp}|^2$. D'autre part, nous avons également vu que $|\tau_{k_\perp}|^2 \propto P_g$. Enfin, d'après l'équation (4.58), on sait que $P_B \propto |f_{k_\perp}|/k_\perp^2$, et donc en fin de compte, le spectre de puissance du champ magnétique et le spectre du champ de densité tri-dimensionnel sont liés par la relation suivante :

$$P_B(|\mathbf{k}'_\perp|) \propto \left(\frac{l}{|\mathbf{k}'_\perp|} \right)^2 \int \frac{d^2\mathbf{k}_\perp}{2\pi} \delta_D(\mathbf{k}'_\perp - \mathbf{k}_\perp) \int dk_\parallel |\delta_k|^2 \left[\frac{2}{k_\parallel l} \sin\left(\frac{k_\parallel l}{2}\right) \right]^2. \quad (4.71)$$

La dernière intégrale de l'équation (4.71) représente dans l'espace de Fourier la projection sur le plan (xOy) de la densité de matière sur une distance l . Les fluctuations de densité sur des échelles longitudinales plus grandes que l ne contribuent pas au spectre de puissance projeté, et l'intégration doit donc être effectuée sur l'intervalle $k_\parallel \in \left[\frac{2\pi}{l}, +\infty\right[$.

A partir de l'équation (4.71), nous avons calculé numériquement le spectre de puissance du champ magnétique en considérant une loi de puissance pour le spectre de densité, $|\delta_k|^2 \propto k^n$. Les résultats pour $n = -1$ et $n = -2$ (valeurs de l'indice spectral correspondant approximativement à la distribution de matière mesurée à l'échelle des amas de galaxies et des galaxies respectivement) sont représentés sur la figure 4.2 (on a pris $l = 1$ Mpc comme profondeur d'intégration).

Les fluctuations de densité de tailles caractéristiques plus grandes que l contribuent aux fluctuations de l'épaisseur optique dans le plan (xOy) toutes de la même manière, indépendamment de l'échelle. C'est pour cela que $|f_{k_\perp}|^2$ est indépendant d'échelle et que $P_B(|\mathbf{k}_\perp|)$ est proportionnel à $|\mathbf{k}_\perp|^{-2}$ pour $|\mathbf{k}_\perp| < l^{-1}$. Il faut cependant remarquer que cette partie du spectre de puissance n'est pas très pertinente pour notre étude puisqu'elle correspond à des échelles transverses supérieures à $l \sim 1$ Mpc. Ces échelles sont comparables, voire supérieures à la distance moyenne entre sources ionisantes. Sur de telles distances, les hypothèses que nous avons formulées initialement ne sont plus satisfaites : en particulier, l'anisotropie n'est plus garantie.

Sur des échelles inférieures à l , le spectre du champ magnétique est fortement décroissant. Selon l'indice spectral n choisi pour $|\delta_k|^2$, les champs magnétiques à petite échelle

sont fortement amortis. Pour $n \approx -1$ (fig. 4.2 : trait continu), correspondant grossièrement à l'indice spectral mesuré à l'échelle des amas de galaxies, le spectre de puissance du champ magnétique décroît comme k_{\perp}^{-3} , tandis qu'aux échelles galactiques où $n \approx -2$ (fig. 4.2 : trait tireté), les champs magnétiques à petite échelle sont amortis davantage encore : $P_B(|\mathbf{k}_{\perp}|) \propto k_{\perp}^{-4}$. Ces résultats font de notre modèle de magnétogenèse un ingrédient extrêmement intéressant pour les théories d'amplification du champ magnétique par effet dynamo : *les champs magnétiques à petite échelle qui conduisent habituellement à la saturation de la dynamo sont, dans notre modèle, très fortement supprimés.*

Il faut néanmoins se souvenir que les résultats présentés ci-dessus ont été obtenus dans le cas du régime non saturé. Une étude similaire du régime saturé est en cours. On peut cependant raisonnablement s'attendre à ce que la forme du spectre de puissance du champ magnétique généré dans notre modèle ne soit pas drastiquement modifiée et que les champs magnétiques à petite échelle soient toujours largement amortis.

4.5 Discussion

Nous avons présenté ci-dessus un nouveau modèle de génération de champs magnétiques à grande échelle. Le mécanisme que nous avons proposé repose sur la physique simple de la séparation locale des charges qui, dans le contexte cosmologique, est une conséquence naturelle de la réionisation à un redshift $z \sim 7$. Comme nous l'avons vu, les premiers objets lumineux émettent un rayonnement qui ionise le gaz contenu dans l'Univers. D'une part, l'anisotropie du flux ionisant conduit à la génération de champs électriques. D'autre part, la distribution des sources ionisantes combinée à l'inhomogénéité de la densité de gaz implique que le flux ionisant est lui-même inhomogène. Les fluctuations du flux créent des courants électriques qui en retour induisent un champ magnétique à l'échelle des fluctuations.

Moyennant quelques hypothèses simples et raisonnables, notre étude nous a permis d'obtenir des résultats extrêmement prometteurs. En particulier, le champ magnétique généré dans le cadre de notre modèle possède des propriétés très intéressantes. Tout d'abord, l'intensité du champ magnétique de notre modèle est supérieure de plusieurs ordres de grandeur aux champs magnétiques trouvés dans les modèles de magnétogenèse habituels. Ces champs, amplifiés par effondrement gravitationnel, atteignent des intensités de l'ordre de 10^{-10} Gauss. De telles valeurs constituent un progrès notable vis-à-vis des théories d'amplification par dynamo. En effet, à partir de 10^{-10} Gauss, beaucoup moins de temps d'amplification est nécessaire pour atteindre les valeurs de l'ordre du microgauss, mesurées en particulier dans les galaxies à grand redshift.

D'autre part, en reliant le spectre de puissance du champ magnétique au spectre de puissance de la densité de matière, nous avons montré que le champ magnétique était généré préférentiellement à grande échelle. Les champs magnétiques à petite échelle sont quant à eux très fortement supprimés. Nous avons établi ce résultat au moins pour le régime non saturé ; l'étude du régime saturé n'est à ce jour pas terminée. La suppression des champs magnétiques à petite échelle est cruciale de nouveau en regard des théories dynamo : l'amplification des champs magnétiques à petite échelle conduit beaucoup moins tôt à la saturation de la dynamo elle-même.

Enfin, indépendamment des progrès du point de vue de l'amplitude du champ ma-

gnétique et de son amplification à l'échelle des galaxies, notre modèle fournit également une explication de l'origine des champs magnétiques à l'échelle des amas de galaxies. En effet, comme nous l'avons vu, l'amplitude des champs dans les amas est de l'ordre de $10^{-7} - 10^{-6}$ Gauss. Au niveau des amas, la dynamo n'est pas assez efficace pour amplifier jusqu'à ces valeurs des germes de l'ordre de 10^{-19} Gauss, obtenus dans les modèles habituels. Notre mécanisme en revanche produit des champs d'amplitude $2 \cdot 10^{-11}$ Gauss (à une échelle d'un mégaparsec - voir équation 4.51) qui donnent des valeurs voisines de $6 \cdot 10^{-10}$ Gauss après effondrement adiabatique. A partir de là, des phénomènes comme la turbulence due aux mouvements des galaxies ou aux fusions de sous-amas, peuvent prendre le relais et amplifier les champs jusqu'aux valeurs observées.

Remarquons que d'autres auteurs ont exploré la génération de champs magnétiques au moment de la réionisation. Subramanian et al. (1994) ont proposé un modèle de magnétogénèse fondé explicitement sur l'effet batterie auquel donne naissance la propagation de fronts d'ionisation à travers un milieu inhomogène. Leur modèle a été exploré numériquement par Gnedin et al. (2000), et les intensités du champ magnétique obtenues sont très faibles, de l'ordre de 10^{-20} à 10^{-19} Gauss. Le phénomène physique responsable de la séparation de charges dans le modèle de Subramanian et al. (1994) est la pression thermique du gaz qui agit sur les électrons et sur les ions de la même façon. Cependant, puisque leur masse est plus faible que celle des ions, les électrons subissent une accélération plus forte que les ions, et c'est ce qui donne naissance à la séparation de charges. Le modèle que nous avons présenté dans ce chapitre repose sur un processus différent. Ce n'est pas la pression différentielle thermique qui est à la source de la séparation des charges mais bien la pression différentielle de radiation. Pour une particule $j \in \{e, i\}$, l'accélération due à la pression thermique est $a_j^t \propto m_j^{-1}$ alors que la pression de radiation fournit une accélération $a_j^r \propto m_j^{-3}$. La pression de radiation est donc plus efficace que la pression thermique par un facteur

$$\frac{a_e^r/a_i^r}{a_e^t/a_i^t} = \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^2 \simeq 3 \cdot 10^6 \quad (4.72)$$

pour accélérer les électrons et créer des champs électriques. C'est cette différence qui explique pourquoi nous obtenons des intensités de champs magnétiques plusieurs ordres de grandeur au dessus de ce qu'obtiennent Subramanian et al. et Gnedin et al. dans le même contexte physique.

Le mécanisme que nous avons présenté dans ce chapitre n'a rien de spécifique aux conditions cosmologiques. En effet, les seuls ingrédients indispensables sont l'anisotropie et l'inhomogénéité du flux ionisant. Ces propriétés sont également réunies dans le MIS, en particulier dans le voisinage d'associations d'étoiles *OB*. Nous pouvons alors nous demander si notre mécanisme ne pourrait pas aussi jouer un rôle important dans la génération ou la structuration du champ magnétique dans le MIS. Plus spécifiquement, considérant la configuration de la figure 4.1 (où cette fois la source ionisante n'est plus un quasar mais une association *OB*), on peut imaginer que notre mécanisme est à même de fournir une explication aux champs magnétiques poloïdaux du MIS. Ces derniers sont observés par exemple autour de filaments moléculaires soumis au rayonnement ionisant d'associations *OB* (e.g. Heiles 1987). Cependant, l'ordre de grandeur estimé à partir de notre modèle est extrêmement faible (voir Langer et al. 2002, article en annexe) comparé aux amplitudes observées : $B_{\text{md}} \sim 2.4 \cdot 10^{-10} f^{1/3}$ Gauss dans le milieu diffus et

$B_n \sim 2 \cdot 10^{-9} f^{1/3} - 1.5 \cdot 10^{-8} f^{1/3}$ Gauss dans les nuages¹⁶, alors que l'intensité des champs magnétiques observés est de l'ordre de 10^{-6} Gauss. Il nous faut donc conclure que notre mécanisme est complètement dominé dans le MIS par d'autres phénomènes comme la dynamo galactique et la turbulence. Son impact sur la physique des champs magnétiques du MIS est donc vraisemblablement négligeable.

Pour d'autres contextes cependant, son importance pourrait s'avérer cruciale. Le mécanisme de magnétogenèse que je propose ici s'inscrit, nous l'avons vu, tout naturellement dans le cadre de la formation des structures. Heureusement, les amplitudes du champ magnétique que nous obtenons à l'échelle des protogalaxies restent suffisamment faibles, de sorte que l'effondrement gravitationnel du gaz n'est pas affecté par sa présence. Nous pouvons vérifier cette affirmation en calculant la densité d'énergie magnétique correspondant au champ généré. D'après notre étude au paragraphe 4.4.3 du spectre du champ magnétique, l'amplitude du champ est plus grande lorsqu'il est généré à grande échelle. L'échelle maximale à considérer est quant à elle fixée par les caractéristiques que doit posséder le flux ionisant pour que le mécanisme de génération soit opérationnel. En particulier, sur des échelles dépassant la distance moyenne entre sources (les quasars), le flux ionisant perd sa propriété d'anisotropie. Ainsi donc, l'amplitude maximale du champ est donnée par (voir équation 4.51)

$$B_{\max} \sim 1.56 \cdot 10^{-14} \left(\frac{D}{100 \text{ kpc}} \right)^{1/3} (1+z)^3 \text{ Gauss} \quad (4.73)$$

où D est la distance entre quasars. A un redshift $z \sim 7$, cette dernière, nous l'avons vu, est d'au moins 3.12 Mpc. Avec cette valeur,

$$B_{\max} \approx 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ Gauss} \quad (4.74)$$

et la densité d'énergie correspondante est

$$\frac{B_{\max}^2}{8\pi} \approx 2.5 \cdot 10^{-23} \text{ erg.cm}^{-3}. \quad (4.75)$$

La température correspondant à cette densité d'énergie est donnée par

$$T_B = \frac{B_{\max}^2}{12\pi\bar{n}k} \approx 6.25 \cdot 10^{-4} \text{ K} \quad (4.76)$$

où \bar{n} est la densité de baryons dans une structure non-virialisée évaluée à $z = 7$. Cette température est ridiculement petite ! En réalité, le gaz étant ionisé, sa température est plutôt de l'ordre de 10^4 K. Dynamiquement, le champ magnétique produit par notre mécanisme n'affecte pas de manière significative l'effondrement du gaz. Inversement en revanche, l'effondrement va naturellement amplifier l'amplitude du champ magnétique, comme nous l'avons vu au paragraphe 4.4.2. Par ailleurs, au cours de l'effondrement gravitationnel, la turbulence et très probablement l'effet α associé vont entrer en action et contribuer à l'amplification du champ. La puissance de l'effet α n'est pas simple à évaluer, en particulier au cours de l'effondrement. Néanmoins, il est possible que le champ magnétique atteigne à la virialisation des amplitudes dynamiquement importantes. Si tel est le cas, nous verrons dans le chapitre suivant quel impact le champ magnétique peut alors avoir sur le problème du sur-refroidissement.

¹⁶On rappelle que f est le taux d'inhomogénéité du flux ionisant.

5 Esquisse d'une solution au problème du sur-refroidissement

INSPIRÉS par les résultats des chapitres précédents, nous tenterons ici de cerner les bases d'un modèle d'étude ("toy model") de protogalaxie susceptible d'être affranchi du problème du sur-refroidissement. Nous allons considérer le cas d'une protogalaxie biphasique où une forte fraction de la masse totale est piégée au sein de nuages froids et denses. Nous nous attacherons à explorer exclusivement la dynamique du système, laissant de côté, dans cette première approche, la question de savoir exactement à quelles conditions un tel milieu peut émerger. Nous saurons simplement que la possibilité existe, et nous renvoyons le lecteur aux récentes études disponibles dans la littérature (e.g. Lin & Murray 2000; Baek et al. 2002).

5.1 Protogalaxie multiphasique

Dans le premier chapitre, au cours de la description de la formation hiérarchique des structures, nous avons vu que les modèles faisaient implicitement l'hypothèse que le milieu protogalactique était homogène. Or, intuitivement, il semble clair que cette hypothèse n'est pas correcte. Un milieu biphasique est susceptible de se développer naturellement. En effet, nous avons également vu que le temps de refroidissement était proportionnel à l'inverse de la densité du plasma. Ainsi, toute sur-densité locale va se refroidir plus vite que le milieu environnant. Des nuages denses vont éventuellement apparaître, formés par instabilité thermique. Ces nuages pourront se former si le temps de refroidissement local est plus court que le temps dynamique du système global.

L'idée du caractère potentiellement multiphasique des halos protogalactiques n'est pas nouvelle (e.g. Silk & Norman 1981; Fall & Rees 1985; Baron & White 1987; Kang et al. 1990; Ikeuchi & Norman 1991; Miyahata & Ikeuchi 1995; Mo & Miralda-Escudé 1996). Cependant, l'émergence d'un modèle satisfaisant de protogalaxie à deux phases (ou plus), où des nuages denses et froids sont plongés dans un milieu chaud et diffus, n'a pas encore eu lieu. L'une des principales difficultés réside dans la prédiction des caractéristiques complètes des nuages. Si l'on peut assez facilement estimer leur température qui est limitée par l'efficacité de refroidissement (et donc en ultime recours par la composition chimique du milieu), il en va tout autrement par exemple de leur taille. Pour cette dernière, nous pouvons néanmoins trouver des limites physiquement plausibles.

Sur une échelle D , le temps de formation t_{form} d'un nuage par instabilité thermique est déterminé par la vitesse de propagation des fronts de condensation (voir figure 5.1) qui

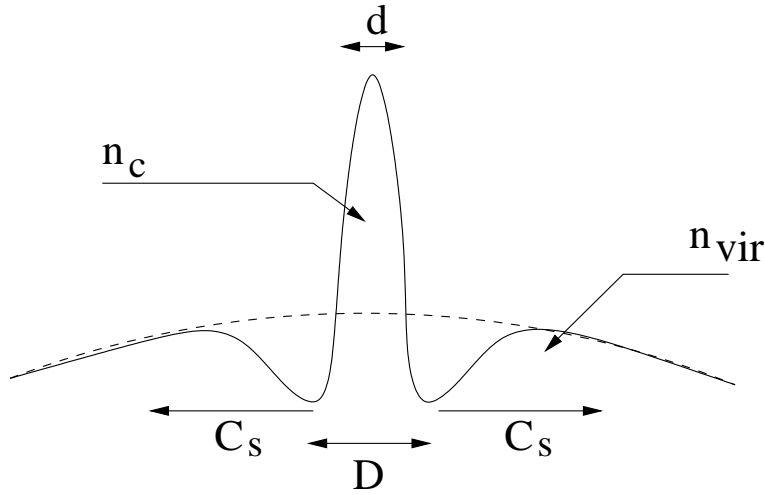


FIG. 5.1: Formation d'une condensation. Une perturbation de taille D dans un milieu de densité initiale n_{vir} donne naissance à un nuage de taille d et de densité n_c en un temps de formation $t_{\text{form}} = D/C_s$ où C_s , la vitesse de propagation des fronts de condensation, est égale à la vitesse du son dans le milieu initial.

n'est autre que la vitesse du son C_s dans le milieu d'origine. Nous avons donc

$$t_{\text{form}} = D/C_s. \quad (5.1)$$

Le temps de formation est nécessairement inférieur ou égal au temps de refroidissement t_{cool} du milieu chaud,

$$t_{\text{form}} \leq t_{\text{cool}}. \quad (5.2)$$

La taille d finale du nuage et l'échelle de perturbation D sont reliés par la contrainte de conservation de la masse, ce qui revient à

$$D^3 n_{\text{vir}} \approx d^3 n_c, \quad (5.3)$$

où n_{vir} est la densité initiale du milieu et n_c est la densité finale du nuage. En combinant les trois équations ci-dessus, on déduit que d est donné par

$$d \leq d_{\text{it}} = \left(\frac{n_{\text{vir}}}{n_c} \right)^{1/3} C_s t_{\text{cool}}. \quad (5.4)$$

Nous obtenons donc une limite supérieure d_{it} à la taille des nuages formés par instabilité thermique. Cependant, pour pouvoir parler de nuages, encore faut-il s'assurer que les objets formés sont stables. Si les nuages de faible masse sont confinés par la pression du milieu extérieur chaud, les nuages de masse élevée peuvent en revanche être sujets à l'instabilité gravitationnelle. Dans ce dernier cas, les nuages se contractent et finissent par donner naissance aux étoiles. La masse critique M_{grav} , qui dépend de la pression extérieure P , au delà de laquelle l'auto-gravité devient importante peut-être obtenue en appliquant le critère de stabilité de Bonnor-Ebert (Ebert 1955; Bonnor 1956) :

$$M_{\text{grav}} = \left\{ 3.15 \left(\frac{kT_c}{\mu_c} \right)^4 \frac{1}{G^3 P} \right\}^{1/2} \quad (5.5)$$

où T_c est la température des nuages et μ_c la masse moyenne des particules dans les nuages (Lin & Murray 2000). Cette masse correspond à une taille critique des nuages,

$$d_{\text{grav}} = 1.2 \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{k}{G} \right)^{1/2} \left(\frac{T_c}{\mu_c} \right) (n_{\text{vir}} T_{\text{vir}})^{-1/2}. \quad (5.6)$$

La taille maximale d_{max} des nuages peut-être alors estimée par

$$d_{\text{max}} = \min(d_{\text{it}}, d_{\text{grav}}), \quad (5.7)$$

selon que l'instabilité thermique conduit ou pas à des objets gravitationnellement stables. A titre d'exemple, on peut vérifier que

$$d_{\text{grav}} \sim 10^3 \text{ pc} \quad (5.8)$$

pour une température et une densité extérieures $T_{\text{vir}} \sim 10^6 \text{ K}$ et $n_{\text{vir}} \sim 2.6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$, et pour une température des nuages $T_c \sim 10^4 \text{ K}$. Ce choix de température et de pression du milieu extérieur correspond approximativement, dans le cadre Λ -CDM, aux conditions physiques du gaz baryonique virialisé à un redshift de 6 dans un halo de matière noire de 10^{11} masses solaires (voir par exemple Mo & White 2002). La température des nuages est quant à elle limitée par le refroidissement qui est très inefficace en dessous de 10^4 K pour un gaz de composition primordiale.

D'un autre côté, pour les mêmes caractéristiques du milieu diffus que ci-dessus, à partir de l'expression (5.4) on obtient

$$d_{\text{it}} \sim 2 \cdot 10^3 \text{ pc} \quad (5.9)$$

où l'on a utilisé la fonction de refroidissement calculée par Sutherland & Dopita (1993) pour estimer t_{cool} . Les deux échelles d_{grav} et d_{it} sont donc très proches, et la taille maximale d_{max} des nuages est vraisemblablement de l'ordre du kiloparsec.

Mais pourrait-on également estimer leur taille inférieure ? Cette dernière va dépendre typiquement de l'équilibre thermique des nuages. Si le chauffage est trop important, les nuages s'évaporent. Nous pouvons suivre de nouveau Lin & Murray (2000) et considérer le chauffage par photoionisation et par conduction thermique. Cependant, à $T_c \sim 10^4 \text{ K}$, les nuages sont principalement ionisés, et c'est donc le terme de conduction thermique qui domine. La taille minimale des nuages correspond donc approximativement au double de la longueur de Field (voir Begelman & McKee 1990),

$$\lambda_F = \left[\frac{\kappa(T_{\text{vir}}) T_{\text{vir}}}{n_c^2 \Lambda_c} \right]^{1/2}, \quad (5.10)$$

en deçà de laquelle la conduction thermique est suffisante pour évaporer le nuage. Pour des nuages de taille supérieure, c'est la longueur de Field qui fixe l'épaisseur de la couche de transition entre milieu dense et milieu diffus. Dans l'expression ci-dessus, $\kappa(T) \approx 6 \cdot 10^{-7} T^{5/2}$ (Spitzer 1956) est le coefficient de conduction thermique et Λ_c est la fonction de refroidissement des nuages. Dans les conditions de notre problème, la taille minimale des nuages (soit le double de la longueur de Field) est

$$d_{\text{min}} = 2\lambda_F \approx 1.2 \text{ pc}, \quad (5.11)$$

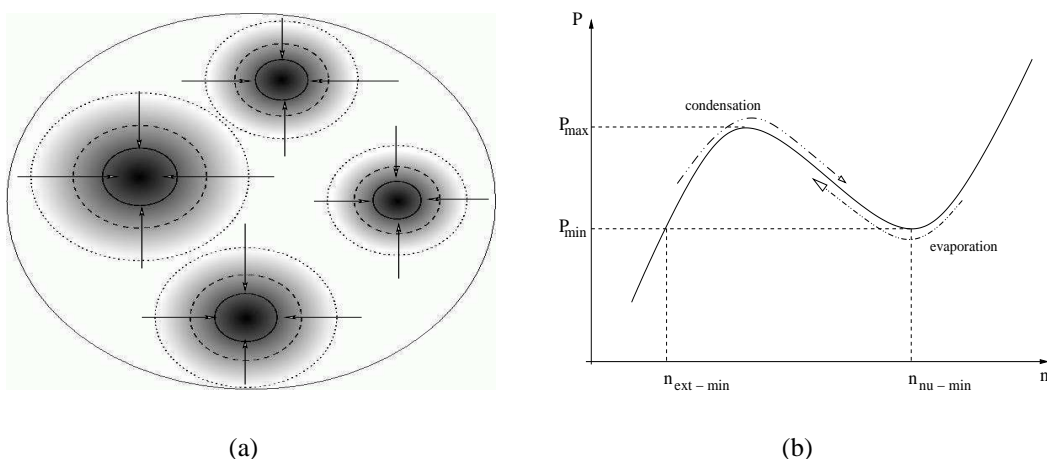


FIG. 5.2: Nuages formés par instabilité thermique dans une protogalaxie. Les fronts de condensation se propagent tandis que la matière s'accrète sur le germe central. Dans un milieu quiescent, le processus d'accrétion s'arrête quand les fronts de condensation se chevauchent (vignette **a**). L'essentiel de la masse est alors dans les nuages. La densité extérieure n_{ext} est fixée par le minimum requis par la bistabilité (vignette **b**).

où l'on a considéré que les nuages étaient en équilibre de pression avec le milieu environnant. Au vu des expressions (5.8), (5.9) et (5.11), l'intervalle des tailles possibles pour les nuages est très large. Les processus de formation des nuages engendrent donc selon toute vraisemblance un spectre de tailles, que l'on peut *a priori* imaginer en loi de puissance,

$$N_n(d) \propto A d^{-\gamma} \quad (5.12)$$

mais la forme exacte de ce spectre n'est pas évidente (N_n est le nombre de nuages par unité de volume, A est une constante et γ un indice spectral positif). Nous avons vu dans le premier chapitre que les fluctuations primordiales de densité sont présentes à toutes les échelles. Cependant, dans le cadre hiérarchique, les halos de masse élevée naissent par la fusion et la relaxation de halos de masses plus faibles. Ce processus de virialisation est violent, et toutes les sous-structures n'y survivent pas, en particulier celles de faibles densités. Malheureusement, les propriétés des sur-densités survivantes ne sont pas connues. D'un autre côté, l'effondrement gravitationnel des halos galactiques donne naissance à des flots turbulents. Comme le plasma est fortement compressible, la turbulence génère elle aussi un spectre de structures en densité (et en dispersion de vitesse). En fin de compte, il est probable que le spectre des nuages denses porte la trace des divers processus qui concourent à leur formation, et rien n'assure qu'on puisse le décrire par une loi simple comme (5.12).

Nous voulons maintenant vérifier si le mécanisme de stockage d'énergie que nous avons vu au chapitre 3 est transposable au cas des protogalaxies. Dans le cadre de notre modèle d'étude, nous considérerons que l'essentiel de la masse de la protogalaxie est piégé dans les nuages atomiques denses. Cette hypothèse peut-être justifiée de la manière suivante. Dans un modèle très simplifié, dès que la condensation des nuages est initiée sur les germes de densité, les fronts de condensation se propagent dans le milieu ambiant (fig. 5.2(a)). Il se crée dans le milieu extérieur un gradient de densité croissante à partir

des parois des nuages. Le gaz glisse le long de ce gradient pour s'accréter sur les nuages. La masse des nuages augmente, mais leur taille croît plus vite de sorte que la densité des nuages diminue. Le processus d'accrétion s'arrête quand la densité des nuages atteint la valeur minimale de bistabilité (voir fig. 5.2(b)).

On peut se demander combien de temps est nécessaire à la croissance des nuages. En vérité, si les germes initiaux de densité sont linéaires (i.e. $\delta = (\rho_{c_{\text{init}}} - \rho_{\text{vir}})/\rho_{\text{vir}} \ll 1$), les temps de refroidissement des nuages et du milieu extérieur sont semblables, puisque le temps de refroidissement est inversement proportionnel à la densité. En réalité, le milieu n'est bien sûr pas quiescent et la turbulence modifie cette conception simple. En particulier, la turbulence peut induire des fluctuations de densité non-linéaires ($\delta \gtrsim 1$). Dans ce cas, les fluctuations croissent plus rapidement que ne se refroidit le milieu extérieur. Si nous choisissons le contraste de densité initial de l'ordre de 1, alors le temps de refroidissement du nuage est moitié moins long que celui du milieu diffus. La taille maximale des nuages pourrait alors être réduite par le même facteur. Néanmoins, nous ne prêterons pas davantage attention à la turbulence dans la suite, et nous supposons par ailleurs que la taille des nuages formés est de l'ordre du kiloparsec.

5.2 Dynamique du système

Dans le cadre du MIS, nous avons vu qu'un milieu biphasique magnétisé avait un temps de dissipation d'énergie t_{cool} plusieurs ordres de grandeur plus long que celui du milieu homogène non-magnétisé correspondant. Ce résultat est-il transposable au contexte protogalactique ? Pour résoudre le problème du sur-refroidissement, allonger le temps t_{cool} d'un ordre de grandeur serait idéal. Or, le temps t_{cool} de la protogalaxie est déterminé par la capacité du gaz chaud à se refroidir. Pour augmenter t_{cool} d'un ordre de grandeur, il suffit donc que l'essentiel de la masse protogalactique soit contenu dans les nuages, et que la densité du milieu diffus soit dix fois plus faible que dans le cas homogène. Nous supposons alors que $n_{\text{h}} = n_{\text{vir}}/10 \sim 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ où n_{vir} est la densité de gaz dans le cas virialisé homogène. Dans ce cas, $n_{\text{c}} = n_{\text{h}}(T_{\text{h}}/T_{\text{c}}) \approx 26 \text{ cm}^{-3}$.

Le résultat que nous avons obtenu pour le cas du MIS pourra s'appliquer au cas protogalactique si les deux systèmes obéissent à une dynamique similaire. Cela signifie que les deux systèmes considérés doivent posséder les mêmes propriétés de compressibilité. Mais plus important encore, la dissipation visqueuse doit avoir dans les deux cas la même importance. Est-ce bien le cas ?

Pour y voir plus clair, décrivons l'évolution dynamique du système de nuages (MIS ou protogalactique) en termes de variables adimensionnées :

$$\rho \rightarrow \hat{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0} \quad (5.13a)$$

$$t \rightarrow \hat{t} = \frac{t}{t_0} \quad (5.13b)$$

$$r \rightarrow \hat{r} = \frac{r}{R_0} \quad (5.13c)$$

$$v \rightarrow \hat{v} = \frac{v}{V_0} = v \frac{t_0}{R_0} \quad (5.13d)$$

$$B \rightarrow \hat{B} = \frac{B}{B_0} \quad (5.13e)$$

où les quantités d'indice 0 représentent les valeurs caractéristiques du système étudié. Les dérivées par rapport aux variables du problème sont elles-mêmes adimensionnées : $\partial_t \rightarrow \partial_{\hat{t}} = t_0 \partial_t$ et $\nabla \rightarrow \hat{\nabla} = R_0 \nabla$. Nous pouvons alors réécrire l'équation de la conservation de l'impulsion

$$\rho (\partial_{\hat{t}} \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}) = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \nabla \cdot \Pi \quad (5.14)$$

en termes des variables adimensionnées :

$$\hat{\rho} \left(\partial_{\hat{t}} \hat{\mathbf{v}} + (\hat{\mathbf{v}} \cdot \hat{\nabla}) \hat{\mathbf{v}} \right) = -\frac{1}{\mathcal{M}_s} \hat{\nabla} \hat{P} + \frac{1}{\mathcal{M}_m} \left(\hat{\nabla} \times \hat{\mathbf{B}} \right) \times \hat{\mathbf{B}} + \frac{1}{\mathcal{R}_e} \hat{\nabla} \cdot \hat{\Pi} \quad (5.15)$$

où les nombres sans dimension

$$\mathcal{M}_s = \frac{V_0}{C_s} \quad (5.16a)$$

$$\mathcal{M}_m = \frac{V_0}{V_A} \quad (5.16b)$$

$$\mathcal{R}_e = \frac{R_0 V_0}{\nu_0} \quad (5.16c)$$

sont le nombre de Mach, le nombre de Mach magnétique et le nombre de Reynolds respectivement (V_A est la vitesse d'Alfvén dans le milieu diffus et ν_0 est la viscosité cinématique). Les nombres de Mach mesurent la compressibilité du système, tandis que le nombre de Reynolds caractérise l'importance de la viscosité.

Voyons maintenant quelles sont les quantités caractéristiques du problème. Le temps t_0 est sans aucun doute la période d'oscillation des nuages dans le potentiel gravitationnel du halo. Comme nous l'avons vu page 53, cette période s'exprime d'une part en fonction de la vitesse d'Alfvén dans les nuages et d'autre part en fonction de la moyenne géométrique de la taille des nuages d et de leur distance relative L . L'échelle de longueur caractéristique du problème est donc

$$R_0 = \sqrt{dL}. \quad (5.17)$$

Pour mémoire, nous avons considéré L et d voisines du parsec dans l'étude du MIS.

La vitesse caractéristique du problème n'est pas celle des nuages, puisque cette dernière n'intervient pas dans la période des oscillations. A partir de l'équation (3.13b) et de ce que nous venons de voir, il semble que V_0 soit plutôt la vitesse d'Alfvén au sein des nuages,

$$V_0 \sim \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_c}} = \left(\frac{\rho_0}{\rho_c} \right)^{1/2} V_A, \quad (5.18)$$

où $\rho_0 = \rho_h$ est la densité du milieu diffus. Ainsi donc, le nombre de Mach magnétique \mathcal{M}_m apparaît comme le rapport des vitesses d'Alfvén des deux milieux. Si l'on suppose, comme nous l'avons fait dans les chapitres 2 et 3, que l'intensité du champ magnétique est identique dans les nuages et dans le milieu diffus, alors

$$\mathcal{M}_m \sim \left(\frac{\rho_h}{\rho_c} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{n_h}{n_c} \right)^{1/2}. \quad (5.19)$$

Or, tant dans le cas du MIS que nous avons vu dans les chapitres 2 et 3 que dans celui de la protogalaxie que nous envisageons ici, le contraste de densité entre les nuages et le milieu diffus est fixé par la condition d'équilibre de pression thermique, $n_h T_h = n_c T_c$. Avec les températures choisies, ce contraste est approximativement le même dans les deux cas. Par conséquent, \mathcal{M}_m est pratiquement identique dans le cas protogalactique et celui du MIS, et $\mathcal{M}_m \sim 0.1$.

En accord avec ce que nous venons de voir, le nombre de Mach sonique est le rapport entre la vitesse d'Alfvén dans les nuages et la vitesse du son dans le milieu diffus. Dans le cas du MIS, l'équipartition, qui donnait un champ magnétique d'amplitude $5 \mu\text{G}$, nous garantissait que $\mathcal{M}_s \sim (n_h/n_c)^{1/2} \sim 0.1$. Dans le cas de la protogalaxie qui nous occupe ici, nous ferons aussi l'hypothèse de l'équipartition de sorte à avoir $\mathcal{M}_s \sim 0.1$. Avec les conditions de température et de densité du gaz diffus que nous considérons, cela équivaut à un champ magnétique de $2.7 \mu\text{G}$ environ. Cette valeur peut sembler élevée, car le champ magnétique produit par notre mécanisme de magnétogenèse atteint des valeurs de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4} \mu\text{G}$ aux échelles galactiques après virialisation (voir page 90). Cependant, la formation du disque galactique amplifie elle-même le champ magnétique de façon notable (Lesch & Chiba 1995) et il est possible que celui-ci atteigne rapidement une amplitude proche de l'équipartition. En tout état de cause, nous allons considérer ici que le nombre de Mach n'est pas trop éloigné de 0.1.

Le point le plus délicat semble celui des forces visqueuses. Le nombre de Reynolds, pour un milieu ionisé, peut s'exprimer selon (Lang 1999)

$$\mathcal{R}_e \approx 6.5 \cdot 10^{14} \frac{R_0 V_0 \rho_0}{T_{\text{vir}}^{5/2}} \ln \lambda, \quad (5.20)$$

où $\ln \lambda$ est le logarithme de Coulomb ($\ln \lambda \approx 23$ pour le gaz diffus du MIS). Dans le cas du MIS vu au chapitre 3, les dimensions d et L sont toutes deux de l'ordre d'un ou deux parsecs, et donc $R_0 \gtrsim 1$ pc. La vitesse d'Alfvén au sein des nuages, et donc aussi V_0 , vaut $1.4 \cdot 10^3 \text{ m.s}^{-1}$, tandis que la température et la densité du gaz diffus valent $1 \cdot 10^4 \text{ K}$ et $1.3 \cdot 10^{-24} \text{ g.cm}^{-3}$ respectivement. Dans ces conditions, le nombre de Reynolds du MIS vaut

$$\mathcal{R}_e^{\text{MIS}} \sim 8.6 \cdot 10^5 \quad (5.21)$$

et les forces de viscosité sont donc clairement négligeables. Nous pouvons aussi estimer le nombre de Reynolds $\mathcal{R}_e^{\text{PG}}$ pour la protogalaxie. Le seul point délicat que nous n'avons pas encore discuté, c'est la distance entre les nuages qui entre dans l'expression de la longueur caractéristique R_0 . Elle dépend du facteur de remplissage volumique des nuages $F_v = N_n (d/D_{\text{PG}})^3$, soit finalement de la densité N_n/D_{PG}^3 de nuages dans la protogalaxie puisque leur taille d est fixée (N_n est le nombre de nuages et D_{PG} est le diamètre de la protogalaxie). En l'absence d'indices sur le nombre de nuages créés, nous prendrons $L \sim 1 \text{ kpc}$ de sorte que d et L soient remises à l'échelle par la même amplitude entre le cas du MIS et celui de la protogalaxie. Dans ce cas, R_0 est également de l'ordre du kilo-parsec. D'autre part, puisque nous supposons l'équipartition, $V_A \sim C_s \approx 1.5 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1}$. Moyennant quoi,

$$\mathcal{R}_e^{\text{PG}} \sim 4.4 \cdot 10^3. \quad (5.22)$$

Ainsi, les forces visqueuses ont bien plus d'importance dans le cas protogalactique que dans le cas du MIS. On pourrait donc penser que le système de nuages magnétisés dans

la protogalaxie n'est pas dynamiquement équivalent au système du MIS correspondant. Cependant, $\mathcal{R}_e^{\text{PG}}$ reste suffisamment élevé pour que le dernier terme à droite de l'équation (5.15) puisse être négligé. En fin de compte, la même dynamique semble régir le système de nuages magnétisés dans le cadre du MIS et dans celui de la protogalaxie de notre modèle d'étude.

5.3 Critère de formation revisité...

Calculons maintenant les différents temps caractéristiques. Pour une protogalaxie homogène virialisée à $z \sim 6$ dans un halo de densité totale $\rho_T \sim 2 \cdot 10^{-25} \text{ g.cm}^{-3}$, le temps de refroidissement est

$$t_{\text{cool}}^{\text{PGH}} \sim 5.4 \cdot 10^7 \text{ ans}, \quad (5.23)$$

obtenu grâce à la fonction de refroidissement calculée par Sutherland & Dopita (1993). Le temps d'effondrement gravitationnel est quant à lui donné par

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_T}} \sim 1.5 \cdot 10^8 \text{ ans} \quad (5.24)$$

et l'on retrouve bien que le critère de formation (1.39) [page 17] est respecté. En revanche, dans le cas de la protogalaxie inhomogène, nous avons considéré une densité de baryons dix fois plus faible dans le milieu diffus que la densité du cas homogène. Dans ce cas,

$$t_{\text{cool}}^{\text{PGI}} \sim 5.4 \cdot 10^8 \text{ ans}, \quad (5.25)$$

ce qui est trois fois plus long que le temps d'effondrement gravitationnel t_{ff} . Cela signifie que le gaz diffus ne peut se refroidir et se contracte donc de façon quasi-statique. De fait, l'histoire thermique de la protogalaxie n'est plus régie par le refroidissement du gaz diffus. En vérité, *c'est le temps de survie t_{vie} des nuages qui détermine maintenant le destin de la protogalaxie*, et il nous faut donc augmenter le critère $t_{\text{cool}} < t_{\text{ff}}$ sur le gaz protogalactique du cas homogène par le critère

$$t_{\text{vie}} \gtrsim t_{\text{ff}} \quad (5.26)$$

sur la durée de vie des nuages. Si la masse de gaz qu'ils renferment est redistribuée trop tôt sur l'ensemble de la protogalaxie, on se retrouve dans le cas homogène, et le problème du sur-refroidissement reste entier. En revanche, si les nuages vivent suffisamment longtemps, typiquement quelques temps dynamiques, le refroidissement du gaz et donc aussi la formation des étoiles sont retardés. Dans le chapitre 3, nous avons vu que les mouvements relatifs des nuages étaient efficaces pour exciter des modes vibratoires internes capables de s'opposer à leur écrasement sur quelques périodes d'oscillation. La dernière échelle de temps intéressante à estimer est donc le temps caractéristique t_0 qui est précisément la période d'oscillation des nuages. Les mouvements des nuages se font dans le puits de potentiel du halo de matière noire qui héberge la protogalaxie. On s'attend donc à ce que la période d'oscillation soit approximativement égale au temps dynamique t_{ff} du système. Et en effet, à partir de la relation (3.13b) [page 53], on obtient

$$t_0 \sim 4 \frac{(dL)^{1/2}}{V_A} \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{1/2} \sim 2.6 \cdot 10^8 \text{ ans}, \quad (5.27)$$

pour $V_A \sim 1.5 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1}$, $d \sim L \sim 1 \text{ kpc}$, et $\rho_c/\rho_0 \sim 10^2$. Le temps d'oscillation est à peine deux fois plus long que le temps dynamique t_{ff} . Il suffit donc que le système des nuages et de leurs oscillations survive durant quelques périodes, grâce par exemple aux mouvements turbulents internes, et le sur-refroidissement pourrait être substantiellement réduit.

5.4 Perspectives

Le modèle dont nous avons tracé les grands traits ci-dessus est loin d'être complet, bien entendu. Plusieurs étapes restent à accomplir avant d'avoir un modèle abouti. Certains éléments que nous n'avons pas évoqué méritent d'être explorés en détail. En particulier, nous n'avons pas considéré ci-dessus les effets du potentiel gravitationnel sur les nuages. Ces derniers vont spiraler vers le centre du halo où leur densité va croître avec le temps. Des interactions collisionnelles entre nuages vont se produire. La fragmentation des nuages et la formation des étoiles seront alors inévitables lors de chocs supersoniques entre nuages. La présence du champ magnétique peut toutefois compliquer notablement les processus. Les lignes de champ qui lient les nuages vont opposer leur tension à leur spiralement vers le centre du halo. De même, la pression des ondes d'Alfvén offrira une résistance aux collisions des nuages. L'importance de tels effets reste à établir et c'est à cette tâche que je m'appliquerai dans les suites immédiates de cette thèse.

Par ailleurs, il faudrait intégrer au modèle d'autres aspects tant de la physique du gaz que de sa chimie. D'un côté, si les nuages atteignent des densités suffisantes, la formation de la molécule de H_2 peut être enclenchée. Si sa concentration devient assez forte, la fonction de refroidissement est changée, et la température du gaz peut descendre bien en dessous de 10^4 K . La condensation des cœurs de nuages peut alors atteindre des densités très élevées et une température inférieure à 100 K . D'un autre côté, la turbulence et les phénomènes d'instabilité hydrodynamique (Kelvin-Helmholtz) menacent de détruire les nuages. Pour connaître avec précision les caractéristiques des nuages, il faut donc déterminer les conditions de leur survie. Cependant, il est clair qu'une telle richesse de complexité dépasse pour l'heure la formulation d'un premier modèle de protogalaxie biphasique.

En guise de première étape, et moyennant quelques hypothèses physiquement fondées, nous avons montré dans ce chapitre qu'un système de nuages magnétisés dans les conditions protogalactiques était pratiquement identique, du point de vue dynamique, au système de nuages étudié dans le cadre du MIS au chapitre 3. Nous avons vu alors que le temps de dissipation du système biphasique était quelques ordres de grandeur plus long que dans le cas homogène. D'autre part, les nuages survivaient sur plusieurs temps dynamiques d'oscillation. L'équivalence dynamique des systèmes interstellaire et protogalactique nous permet de supputer que les mêmes conclusions peuvent s'appliquer aux nuages du modèle d'étude protogalactique esquissé ici. En conséquence, si le milieu diffus de la protogalaxie est environ dix fois moins dense que dans le cas homogène, le temps de refroidissement du gaz diffus est plus long que le temps d'effondrement du système dans son ensemble. Le gaz diffus se contracte donc de manière quasi-statique. La formation de la galaxie dépend alors du destin des nuages denses. S'ils s'évaporent rapidement, le milieu se rapproche de l'homogénéité, et le temps de refroidissement devient plus court que le temps d'effondrement. Si les nuages survivent sur quelques temps dynamiques, le

refroidissement, et donc aussi l'effondrement de la protogalaxie sont retardés. De fait, le sur-refroidissement peut-être substantiellement inhibé. En transposant les résultats obtenus au chapitre 3 au cas protogalactique, le stockage d'énergie dans notre modèle d'étude est entièrement dû à l'instabilité thermique et à la présence du champ magnétique. Au chapitre 4 nous avons montré que la génération du champ magnétique faisait partie intégrante du processus de formation des structures. La solution au sur-refroidissement que nous proposons ici a donc clairement l'avantage de faire intervenir de manière auto-consistante les ingrédients qui en sont à la base, contrairement au cas, par exemple, de la rétroaction stellaire pour laquelle une théorie complète de formation d'étoiles fait aujourd'hui toujours défaut.

Résumé et perspectives

LA quête d'une théorie complète de la naissance des galaxies est l'une des plus ardues qui soient en cosmologie. D'un côté, le cadre cosmologique qui sous-tend tout modèle de formation des galaxies repose sur des bases solides, du point de vue tant théorique qu'observationnel. La formation et l'agglomération des halos de matière noire, essentiellement régies par la gravité, sont correctement reproduites dans les simulations numériques. D'un autre côté en revanche, on est toujours loin de pouvoir décrire en détail comment le gaz baryonique se condense et se fragmente au sein de ces halos pour donner naissance aux étoiles. Des avancées substantielles ont été accomplies depuis une dizaine d'années, il est vrai, et les simulations numériques actuelles de formation des structures permettent de bien reproduire nombre des propriétés observables des galaxies. Cependant, les succès des modèles numériques reposent souvent sur des hypothèses relativement fragiles et font appel à des paramètres ajustables pour dissimuler notre ignorance des processus physiques. En particulier, on ne connaît pas en détail le processus de formation des étoiles qui pourtant joue un rôle de rétroaction déterminant au cours de la formation des galaxies. De surcroît, certains facteurs potentiellement importants ont mal, voire pas du tout, été pris en compte jusqu'à maintenant. Il en va ainsi du champ magnétique par exemple. De fait, les modèles actuels conduisent à certaines prédictions qui sont en flagrant conflit avec les observations. Les simulations numériques souffrent donc de problèmes qui traduisent directement la connaissance imparfaite que nous avons des processus régissant la physique du gaz. Le sur-refroidissement est l'un des plus sérieux de ces problèmes, et c'est dans l'optique d'y apporter des éléments de solution que j'ai entrepris ma thèse.

Le sur-refroidissement consiste pour l'essentiel en une perte trop rapide d'énergie dans les modèles numériques de protogalaxies. Au cours de son effondrement, le gaz transforme son énergie potentielle de gravitation en énergie rayonnée vers l'extérieur, typiquement en un temps dynamique. Pour résoudre le problème, il suffit donc de trouver un mécanisme qui permettrait de stocker l'énergie sur plusieurs temps dynamiques. Par ailleurs, le sur-refroidissement peut-être vu comme la conséquence directe du fait que les modèles considèrent implicitement un gaz protogalactique homogène. Or, nous l'avons vu, si les protogalaxies sont multiphasiques, le problème du sur-refroidissement peut-être évité. Pour cerner les ingrédients constitutifs d'un modèle biphasique des protogalaxies, j'ai cherché, au long de ma thèse, à m'inspirer des connaissances dont on dispose sur le Milieu Interstellaire (MIS) où la coexistence de plusieurs phases gazeuses est assez bien comprise aujourd'hui. La stabilité d'un tel système est en grande partie due à la turbulence, éventuellement magnétisée.

Dans un premier temps, j'ai considéré le cas d'un nuage dense et froid du MIS, attaqué par un spectre d'ondes d'Alfvén. J'ai montré que dans le régime stationnaire, les

mouvements internes induits par la transmission des ondes pouvaient atteindre des amplitudes comparables au mouvement d'ensemble du nuage. Par ailleurs, les interférences des ondes internes, dues aux multiples réflexions sur les parois, accentuent l'injection d'énergie dans le nuage. Sous certaines conditions géométriques plausibles, la densité d'énergie interne magnéto-turbulente est de l'ordre de l'énergie contenue dans le champ magnétique moyen traversant le nuage. Cette énergie interne turbulente équivaut à une pression supplémentaire capable de s'opposer à la compression externe du nuage.

Ensuite, à l'aide de simulations numériques, j'ai examiné le cas plus réaliste d'un système de nuages magnétisés. J'ai montré que les oscillations des nuages, perpendiculairement aux lignes du champ magnétique, donnaient lieu à un phénomène de transport d'énergie à grande échelle. Ce phénomène est correctement décrit comme un effet des mouvements des parois des nuages attachées aux lignes de champ. Le transport d'énergie nourrit de façon répétée les modes oscillatoires internes qui contribuent à la stabilité des nuages, en particulier face à la compression externe. Enfin, j'ai également montré que le système magnétisé dissipait son énergie par rayonnement bien plus lentement qu'un système monophasique de masse totale équivalente. L'ensemble des nuages magnétisés constitue à ce titre un véritable réservoir d'énergie sur plusieurs temps dynamiques du système.

Pour apporter un élément de réponse au problème du sur-refroidissement, l'idée vient naturellement de transposer ces acquis du MIS au cas des protogalaxies. Ces résultats reposent cependant sur la présence du champ magnétique dans le milieu considéré. Or, au niveau des protogalaxies, l'existence d'un champ magnétique n'est *a priori* pas certaine. D'une manière générale, l'origine des champs magnétiques est une question essentielle de la cosmologie qui a longtemps éludé les tentatives de réponse. En particulier, l'origine des champs à grande échelle n'a pas trouvé d'explication satisfaisante. De même, les champs magnétiques galactiques mesurés à grand redshift posent de sérieuses contraintes aux mécanismes de génération et d'amplification des champs dont s'accommodent très mal les modèles actuels. Dans la partie centrale de ma thèse, je propose un nouveau scénario de magnétogenèse qui s'affranchit dans une large mesure des difficultés évoquées. Le mécanisme proposé opère au moment de la réionisation et repose sur l'anisotropie et l'inhomogénéité du flux ionisant fourni par les premiers objets lumineux. Le champ magnétique est généré avant tout à grande échelle, l'échelle maximale étant la distance entre sources ionisantes. Cette propriété a deux conséquences importantes. D'une part, à l'échelle des amas, l'amplitude du champ magnétique généré est plusieurs ordres de grandeur plus proche des valeurs mesurées que dans les scénarios habituels. D'autre part, aux petites échelles, le champ magnétique est fortement amorti, ce qui est un avantage important relativement aux théories dynamo d'amplification pour lesquelles les champs magnétiques à petite échelle posent des problèmes sérieux. Enfin, au niveau des galaxies, le champ magnétique généré est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-10}$ Gauss, ce qui est environ huit ordres de grandeur supérieur aux valeurs obtenues dans les modèles habituels. A partir de cette forte amplitude, l'amplification par dynamo requiert trois fois et demi moins de temps pour rendre compte des champs magnétiques mesurés dans les galaxies aujourd'hui, et le mécanisme proposé permet de rendre compte des champs détectés dans les galaxies à grand redshift.

S'insérant naturellement dans le processus de formation des structures, le mécanisme de magnétogenèse que je propose ici assure également la présence d'un champ magné-

tique au sein des protogalaxies dès les premiers stades de leur développement. En examinant un modèle d'étude de protogalaxie biphasique, j'ai montré que les systèmes de nuages froids magnétisés étaient dynamiquement équivalents, qu'ils soient internes au MIS ou aux protogalaxies. Dans ce cas, les nuages dans une protogalaxie biphasique peuvent survivre plusieurs temps dynamiques, comme dans le MIS. La perte d'énergie du système est alors régie par la capacité de refroidissement du milieu extérieur diffus. Or, si les nuages renferment l'essentiel de la masse, le milieu diffus peut être dix fois moins dense que dans le cas d'une protogalaxie homogène. L'effondrement du gaz est alors inefficace, le temps de refroidissement devenant plus long que le temps dynamique. Dans ce cas, le sur-refroidissement est inhibé, aussi longtemps que les nuages survivent comme entités intègres. Au critère de formation de galaxies

$$t_{\text{cool}} < t_{\text{ff}}, \quad (5.28)$$

il faut alors adjoindre le critère suivant

$$t_{\text{vie}} \gtrsim t_{\text{ff}} \quad (5.29)$$

sur le temps de vie t_{vie} du système de nuages. Tant que l'essentiel de la masse protogalactique est concentré dans les nuages froids, la densité du milieu extérieur est suffisamment faible pour que la contraction du gaz et la formation du disque galactique se déroulent de manière quasi-statique.

Bien entendu, les études présentées dans cette thèse doivent être poussées plus loin. Spécifiquement, un modèle viable de protogalaxie biphasique reste à établir, incorporant les mécanismes de formation des nuages d'une manière auto-cohérente. Par ailleurs, il reste à décrire dans le détail l'évolution du système de nuages magnétisés dans un puits de potentiel gravitationnel de façon à mieux déterminer le temps de survie du système biphasique. Enfin, les degrés de raffinement ne manquent pas, et l'on pourrait songer à introduire de façon explicite dans le modèle la chimie du gaz primordial dans lequel l'hydrogène moléculaire peut jouer un rôle essentiel pour le refroidissement.

Enfin, deux étapes se présentent de manière évidente pour le perfectionnement du mécanisme de magnétogenèse présenté dans cette thèse. Tout d'abord, il faut étendre le mécanisme proposé à des configurations géométriques moins particulières. Ensuite, la dépendance en temps doit être incorporée pour parvenir à un modèle encore plus proche de la réalité. Enfin, une étape critique sera accomplie lorsque l'on aura examiné le mécanisme proposé par exemple au moyen de programmes numériques simulant la formation des structures. On peut faire le pari que cette dernière étape ne devrait pas poser trop de difficultés pratiques tant les modèles numériques actuels de formation des halos de matière noire sont performants. Enfin, pour déterminer l'importance relative de tous les modèles de génération du champ magnétique, il faut trouver des empreintes observables possibles des différents mécanismes. Nous avons vu que l'amplitude du champ magnétique généré restait suffisamment faible pour ne pas affecter la formation des structures. On peut en revanche se demander par exemple quel effet peut avoir le champ magnétique créé par le mécanisme proposé dans cette thèse sur les photons du fond diffus cosmologique.

Articles

M. Langer, J. L. Puget
Energy transfer in biphasic magnetised interstellar medium
accepté pour publication dans *A&A*

Energy transfer in biphasic magnetised interstellar medium

Mathieu Langer and Jean-Loup Puget

Institut d'Astrophysique Spatiale - Université Paris-Sud - 91405 Orsay cedex - France

Received 20 September 2002 / Accepted 6 May 2003

Abstract. The transfer of energy from large scales to smaller scales is investigated within the context of the neutral atomic phases of the interstellar medium threaded by a magnetic field. More precisely, we derive the reflection and transmission coefficients for linear transverse hydromagnetic waves incident normally on a cloud in slab geometry. Then, we obtain various interesting physical quantities such as the energy density transferred into the cloud. The results obtained differ from those given previously in the literature. We show in particular that the transfer of energy is efficient enough so that (i) the induced internal motions are of the same order of magnitude than the bulk motion of the clouds and (ii) the internal energy density provides significant additional non-thermal support for cloud stability, reaching the same order of magnitude than support by the static magnetic field. Finally, the case of molecular clouds is also briefly considered for which similar results are obtained.

Key words. ISM: clouds – Waves – ISM: structure – MHD

1. Introduction

The Interstellar Medium (ISM) is now understood as a medium in which gravitational instability results from the complex interplay of large scale motions and magnetic fields on the one side and self gravity of the gas on the other side. Furthermore, the ISM is subject to thermal instability and can be described as a polyphasic medium built of a hot ionised phase, a warm medium and a cold medium, all three roughly in thermal pressure equilibrium (e.g. McKee & Ostriker 1977; Wolfire et al. 1995). Another major constituent of the ISM is made of molecular gas aggregated in large complexes called Giant Molecular Clouds (GMCs). They show an internal hierarchical structure in which no preferred scale emerges (e.g. Pérault et al. 1986; Falgarone & Phillips 1991). Most of the GMCs are self-gravitating systems and therefore they are not in pressure equilibrium with the other components of the ISM. However, as suggested by results of Falgarone & Puget (1988), GMCs may constitute by themselves a three phase medium with cold HI, warm HI and molecular clumps all in approximate thermal pressure equilibrium (McKee 1995).

In the early eighties, Larson (1981) showed that, on the other hand, the dynamics of gravitationally bound interstellar molecular clouds is dominated by large scale supersonic motions. This also suggested a non linear energy cascade of turbulent type towards small scales (e.g. Scalo 1987). Furthermore, the observation of non thermal velocity dispersions (e.g. Solomon et al. 1987; Caselli & Myers 1995) in dense regions has confirmed that the ISM is a highly dynamical system. This in turn has led to models of the ISM in which clouds

are transient features formed by turbulent density fluctuations. It has even been argued that thermal instability and thermal pressure equilibrium are irrelevant for the ISM (Ballesteros-Paredes et al. 1999; Vázquez-Semadeni et al. 2000).

Following this, a strong, still ongoing debate emerged, opposing advocates of both models of the ISM, i.e. stable multiphase on the one hand or dynamic turbulent on the other hand. For long, studies focused either on the role of turbulence or on the development of a multiphase medium by thermal instability. However, it seems reasonable that, within the framework of the ISM, thermal instability and turbulence are not mutually exclusive. Works considering simultaneously both processes have been done only recently, and their tight interplay is still far from being clear. Indeed, it has been shown that large scale motions (possibly turbulent) may actually trigger condensation by thermal instability (Hennebelle & Pérault 1999, 2000; Koyama & Inutsuka 2000). On the other hand, turbulent motions may result as a consequence of the condensation process due to thermal instability itself (Koyama & Inutsuka 2002; Kritsuk & Norman 2002). Moreover, depending on the cooling time to dynamical time ratio, condensation by thermal instability may or may not be inhibited by turbulence (e.g. Sánchez-Salcedo et al. 2002).

In any case, it is clear that realistic models of the ISM, including full theory of star formation, require precise understanding of the gravitational and the thermal instabilities in a medium which is naturally subject to large scale motions. The sources of these motions, differential rotation in spiral galaxies and massive stars through supernovae and expansion of HII regions, make it a non local problem, both spatially and in time. The kinetic energy is stored in these motions and redistributed over large distances by the magnetic field. The understanding

Send offprint requests to: M. Langer,
e-mail: mathieu.langer@ias.u-psud.fr

of this storage and spatial redistribution of the large scale kinetic energy is one of the critical ingredients of a complete theory of the star formation process which is still poorly understood. Furthermore, provided a strong enough magnetic field exists at the time of structure formation, similar physics could be relevant to the case of protogalaxies.

In the context of the magnetised ISM, it now is well known that non thermal spectroscopic line widths could be due to hydromagnetic waves (Arons & Max 1975) which sustain internal supersonic (but alic) motions. The waves may carry sufficient energy to oppose external compression or to contribute significantly to cloud support against gravitational collapse. On the other hand, wave-wave interactions may generate density fluctuations in an initially homogeneous medium (e.g. Elmegreen 1999; Falle & Hartquist 2002).

Hydromagnetic wave contribution to cloud stability has been extensively investigated in the last decades (e.g. Elmegreen 1985; Falgarone & Puget 1986; Carlberg & Pudritz 1990; Zweibel & McKee 1995; Gammie & Ostriker 1996; Martin et al. 1997; Coker et al. 2000). In this paper, we deal with one specific question which is the efficiency of energy transfer by shear Alfvén waves from orbital motions of clouds, virialised in a larger structure, to internal velocity dispersion of the clouds. We concentrate on the simplified case of slab geometry, reminiscent of the sheet-like and filamentary structure observed in the ISM. We explore the energy transfer in a biphasic medium such as described by models of the ISM (e.g. Field et al. 1969; Wolfire et al. 1995) where the Cold Neutral Medium (CNM) is condensed into clouds embedded in a Warm Neutral Medium (WNM). Unlike recent studies of similar problems (e.g. Coker et al. 2000), we explicitly assume here that the density drops abruptly between the clouds and the intercloud medium, the density contrast between the two media being strong, typically 150. Such sharp boundaries are the natural consequence of thermal instability which, as we assume here, is not inhibited by turbulent gas stirring (i.e. for cases where the cooling time to dynamical time ratio is less than one - see e.g. Sánchez-Salcedo et al. 2002). Our goal here is not to model self-consistently the complete hierarchy of interstellar clouds where the energy density is roughly scale invariant. By concentrating on the Alfvén wave transfer into a slab cloud delimited by sharp boundaries, we rather aim at demonstrating that the energy cascade from large scales is efficient enough in a magnetised medium subject to thermal instability. First, we derive the exact expressions of the amplitude reflection and transmission coefficients and show that the induced internal velocity perturbation is of the order of the transmitted one (Sect. 2.1). Then, we concentrate on the internal turbulent energy densities and show how internal interferences, which have been overlooked in previous works, between multiply reflected waves, enhance the energy injection. Consequently, externally generated Alfvén waves may contribute significantly to the cloud stability and especially to its pressure equilibrium with the surrounding medium (Sect. 2.2). Finally, restrictions of the formalism developed in this paper and its possible application to molecular clouds are discussed in Sect. 3.

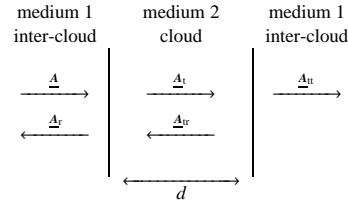


Fig. 1. Schematic overview of the situation. The incident wave \underline{A} is coming from the left onto a slab of width d .

2. Energy transfer

We suppose that the ISM is pervaded by a magnetic field \underline{B} which can be decomposed as follows:

$$\underline{B} = \underline{B}_0 + \delta\underline{B} \quad (1)$$

where $\underline{B}_0 = \langle \underline{B} \rangle$ is the slowly varying mean value of the field defining the x direction and $\delta\underline{B}$ is the wave amplitude transverse to the mean magnetic field. The velocity field can be decomposed in a similar way and we take the mean flow null, so that the only motion $\delta\underline{v}$ of particles is due to the propagation of shear Alfvén waves.

2.1. Amplitude reflection, transmission and transfer coefficients

An Alfvén wave incident on a cloud boundary will be partially reflected back to the inter-cloud medium and partially transferred into the cloud. There, it will propagate up to the opposite boundary where again, a part of it will be reflected whereas the rest will be transmitted into the inter-cloud medium on the other side of the cloud. In a slab geometry (assumed for simplicity), when the steady state is reached (infinite number of reflections inside the cloud), the wave reflection and transmission coefficients are easily calculable, assuming the usual continuity conditions for both the wave amplitudes and their spatial derivatives.

In the inter-cloud medium (medium 1), consider an Alfvén wave \underline{A} of wave number k_1 and frequency ω arriving on the cloud (medium 2) where the wave number is k_2 . Let us call the reflected part of the wave \underline{A}_r , the part transmitted to the other side of the cloud \underline{A}_{tr} , and the waves inside the cloud \underline{A}_t and \underline{A}_{tr} (transferred, and reflected on the far side respectively - cf. Fig. 1).

In the complex notation, and by choosing the phase so that the amplitude of the incident wave is real, we can write the different amplitudes in the following way:

$$\begin{aligned} \underline{A} &= a e^{-i(\omega t - k_1 x)} \\ \underline{A}_r &= a_r e^{-i(\omega t + k_1 x)} \\ \underline{A}_t &= a_t e^{-i(\omega t - k_2 x)} \\ \underline{A}_{tr} &= a_{tr} e^{-i(\omega t + k_2 x)} \\ \underline{A}_{rt} &= a_{rt} e^{-i(\omega t - k_1 x)} \end{aligned} \quad (2)$$

where the underlining denotes a complex number. These are the amplitudes of the gas motion. The amplitudes of the veloc-

ity are of course obtained by deriving these expressions with respect to time. At the boundaries, we obtain the following continuity relations

$$\begin{aligned} \mathbf{a} + \underline{\mathbf{a}}_r &= \underline{\mathbf{a}}_t + \underline{\mathbf{a}}_{tr} & \text{at } x = 0 \\ \underline{\mathbf{a}}_t e^{k_2 d} + \underline{\mathbf{a}}_{tr} e^{-k_2 d} &= \underline{\mathbf{a}}_{tt} e^{k_1 d} & \text{at } x = d \end{aligned} \quad (3)$$

for the amplitudes (motion) and

$$\begin{aligned} k_1 (\mathbf{a} - \underline{\mathbf{a}}_r) &= k_2 (\underline{\mathbf{a}}_t - \underline{\mathbf{a}}_{tr}) & \text{at } x = 0 \\ k_2 (\underline{\mathbf{a}}_t e^{k_2 d} - \underline{\mathbf{a}}_{tr} e^{-k_2 d}) &= k_1 \underline{\mathbf{a}}_{tt} e^{k_1 d} & \text{at } x = d \end{aligned} \quad (4)$$

for their derivatives (velocity), where d is the slab width.

Since the frequency ω is identical in the two media,

$$k_2 = \frac{V_{A1}}{V_{A2}} k_1 \quad (5a)$$

$$= \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} k_1 = nk_1 \quad (5b)$$

where V_{A_i} and ρ_i are the Alfvén velocity and the density in the medium i , and $n = n_2$ is the (real) refraction index of the medium 2 (n_1 being set to 1). In expression (5b), we have assumed that the WNM and the CNM are pervaded by the same magnetic field, and therefore $V_{A_i} \propto \rho_i^{1/2}$. This assumption is based on observational results of magnetic field measurements in the HI interstellar component at scales below 100 pc (Troland & Heiles 1986; Heiles 1987; Myers et al. 1995) which show that magnetic intensity and gas density are on average uncorrelated in the range 0.1 to 100 cm^{-3} . According both to observations and to biphasic models of the ISM, the density contrast between the CNM and the WNM is typically of the order of 150, and therefore $n \sim 12 - 13$.

The solutions of systems (3) and (4) are

$$\begin{aligned} \underline{\mathbf{a}}_r &= (B + iC)\mathbf{a} \\ \underline{\mathbf{a}}_t &= (D + iE)\mathbf{a} \\ \underline{\mathbf{a}}_{tr} &= (F + iG)\mathbf{a} \\ \underline{\mathbf{a}}_{tt} &= (H + iJ)\mathbf{a} \end{aligned} \quad (6)$$

where

$$\begin{aligned} B &= (1 - n^2)K * 2(n^2 + 1)s^2 \\ C &= -(1 - n^2)K * 4nsc \\ D &= (n + 1)K * ((n + 1)^2 - (n - 1)^2(c^2 - s^2)) \\ E &= (n + 1)K * 2(n - 1)^2sc \\ F &= (n - 1)K * ((n + 1)^2(c^2 - s^2) - (n - 1)^2) \\ G &= (n - 1)K * 2(n + 1)^2sc \\ H &= 4nK * (2nc * \cos(k_1 d) + (n^2 + 1)s * \sin(k_1 d)) \\ J &= 4nK * ((n^2 + 1)s * \cos(k_1 d) - 2nc * \sin(k_1 d)) \end{aligned}$$

with

$$\begin{aligned} K &= (8n^2 + 2(n^2 - 1)^2s^2)^{-1}, \\ s &= \sin(k_2 d) \text{ and } c = \cos(k_2 d) \end{aligned}$$

With these solutions, we compute the different factors entering into play for the transmission and the reflection of energy: (i) the reflected wave amplitude squared (R^2), (ii) the

	at resonance	out of resonance
R	0	$1 - \frac{2}{n^2 s^2}$
T	1	$\frac{2\sqrt{s}}{n}$
TI	$\frac{\sqrt{2}}{2}$	$\frac{2}{n}$

Table 1. Reflection (R), transmission (T) and internal coefficients (TI) in both resonant and non-resonant regimes at the first non vanishing order of $1/n$.

wave amplitude squared (T^2) transmitted to the same medium on the far side of the cloud, and finally (iii) the wave amplitude squared (TI^2) within the cloud.

The reflection factor is obviously given by

$$\begin{aligned} R^2 &= \frac{|\underline{\mathbf{a}}_r|^2}{|\mathbf{a}|^2} \\ &= \left(1 + \left(\frac{2n}{(n^2-1)s}\right)^2\right)^{-1} \end{aligned} \quad (7)$$

which yields

$$R^2 = 0 \quad \text{for the resonant modes} \quad (8)$$

$$R^2 \sim 1 - \frac{4}{n^2 s^2} \quad \text{for the non-resonant modes}$$

On the other side of the cloud, the transmission factor is given by

$$\begin{aligned} T^2 &= \frac{|\underline{\mathbf{a}}_{tt}|^2}{|\mathbf{a}|^2} \\ &= \left(1 + \frac{(n^2-1)^2}{2n} s^2\right)^{-1} \end{aligned} \quad (9)$$

from which we see immediately that

$$T^2 = 1 \quad \text{for the resonant modes} \quad (10)$$

$$T^2 \sim \frac{4}{n^2 s^2} \quad \text{for the non-resonant modes}$$

We verify that the relation $R^2 + T^2 = 1$ holds as is expected for ordinary Fabry-Pérot interferometers.

Finally, we compute the internal coefficient TI^2 . Within the cloud, two plane waves propagate in opposite directions and interfere with each other. Therefore, TI^2 is given by the following combination of the transmitted wave $\underline{\mathbf{A}}_t$ and the ‘‘trans-reflected’’ wave $\underline{\mathbf{A}}_{tr}$:

$$\begin{aligned} TI^2 &= \frac{|\underline{\mathbf{A}}_t + \underline{\mathbf{A}}_{tr}|^2}{|\underline{\mathbf{A}}|^2} \\ &= \left| (D + iE)e^{-i(\omega t - k_2 x)} + (F + iG)e^{-i(\omega t + k_2 x)} \right|^2 \\ &= D^2 + E^2 + F^2 + G^2 \\ &\quad + 2(DF + EG)\cos(2k_2 x) + 2(GD - EF)\sin(2k_2 x) \end{aligned} \quad (11)$$

Because of the interferences, we obtain a function with spatial dependence. The relevant coefficient to compute is then TI^2 averaged over the width d of the cloud. The result is

$$TI^2 = D^2 + E^2 + F^2 + G^2 + \frac{2(DF + EG)}{k_2 d} |s| \quad (12)$$

The resonant modes correspond to $s \sim 0$. In that situation, if we set apart the particular case of long wavelengths with respect to

the slab width ($k_2 d \ll 1$), TI^2 reduces to

$$TI^2 = \left[D^2 + E^2 + F^2 + G^2 \right]_{\text{res}} \quad (13)$$

$$TI^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{n^2} \right).$$

In the case of waves with wavelengths far greater than the slab width, the internal coefficient is equal to unity. Such waves set the cloud particles into motion globally, and therefore $TI^2 = 1$ means only that waves with $\lambda_2 \gg d$ contribute entirely to the cloud bulk motion.

For out of resonance waves, the spatially averaged internal coefficient is

$$TI^2 = \frac{2}{n^2 s^2} \left(1 + \frac{1 - 2s^2}{k_2 d} + \frac{1}{n^2} f(s) \right) \quad (14)$$

with $f(s)$ a function of $s = \sin(k_2 d)$ only (the full expression of $f(s)$ is given in the caption of Table (2)). At this stage, it is important to recall that, as we stressed earlier in this paper, the solutions obtained are those for the motion and velocity amplitudes squared (cf. Eq. (6)). Now, the energy density in waves is $E_K = \frac{1}{2} \rho \delta v^2$ and $E_B = \frac{\delta B^2}{8\pi}$ for the kinetic and the magnetic parts respectively. Thus, the ratio of the reflected energy to the incident energy is really R^2 , and the ratio of the transmitted to the incident energy is effectively T^2 since, in each case, we deal with the same density ρ_1 . However, the ratio of the internal energy to the incident one is not TI^2 , since the density is different in the two media. The actual energy transfer coefficient is

$$\frac{E_{K_2}}{E_{K_1}} = \frac{\rho_2 \delta v_2^2}{\rho_1 \delta v_1^2} = n^2 TI^2. \quad (15)$$

By themselves R , T and TI , the square roots derived from Eqs. (7), (9) and (12), can be considered as coefficients defining the rms values of the reflected, transmitted and transferred velocity amplitudes.

For non-resonant wavelengths, they all depend on s^2 . Restricting their expression to the first order in $1/n$, we then take $\frac{1}{2}$ for the average of s^2 over a range in cloud sizes. The values for R , T and TI in the different regimes are summarised in Table (1). The ratio of the internal velocity to the transmitted one, TI/T , is identical in both regimes. Moreover, this ratio tends to $\frac{\sqrt{2}}{2}$ with increasing k , that is for small wavelengths, independently of resonance (cf. Fig. 2). This means that the energy transferred into the cloud is comparable to the energy transmitted to the other side of the cloud. In other words, *the energy in internal motions is of the same order of magnitude as the energy in the bulk motions of the cloud*, contrary to what has been claimed in the literature (Elmegreen 1985). This significant difference, sketched in Fig. (2), is exclusively due to the inclusion of interferences within the cloud which have not been previously taken into account.

2.2. Internal energy

A far more interesting consequence of the inclusion of internal interferences is the fate of the energy densities within the cloud. It is straightforward to see that the density of energy carried by the waves is equally distributed between kinetic and magnetic

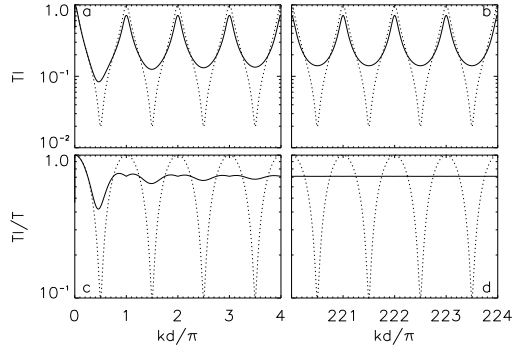


Fig. 2. Transfer coefficient (upper panels) and its ratio to the transmission coefficient (lower panels) as functions of wave number k . Drawn are both the expression which take internal interferences into account (plain line) and the expression which does not (dotted line), for long wavelengths (panels a and c) and for short wavelengths (panels b and d). For illustration, the ratio of cloud density to intercloud density is taken to be $n = 10$. The most important feature is the limit of $\frac{\sqrt{2}}{2}$ reached by the ratio of internal to bulk motions, independently of the regime (panel d).

degrees of freedom. Let us then compute just the kinetic part of it.

For each frequency, the kinetic energy density in media (1) and (2) writes $E_{K_i} = \frac{1}{2} \rho_i \delta v_i^2$, where $i \in \{1, 2\}$. As we wrote earlier, the ratio of the kinetic energy densities is

$$\frac{E_{K_2}}{E_{K_1}} = \frac{\rho_2 \delta v_2^2}{\rho_1 \delta v_1^2} = n^2 TI^2 \quad (16)$$

where TI^2 is given by Eqs. (12), (13) and (14). As we can see, in the resonant regime, the internal energy density of each type (kinetic and magnetic) due to Alfvén waves amounts to $\frac{n}{2}$ times the external energy density. Thus, the enhancement in internal energy due to the sharp discontinuity in the matter density is colossal since, for typical values of the ISM, $n^2 = \rho_2/\rho_1$ reaches 10^2 . Then, even in the non-resonant regime, if we take again $\langle s^2 \rangle = 0.5$, the density of energy in the cloud is four times bigger than the energy density carried by the incident waves. Table (2) summarizes the values taken by the energy ratio in the different modes, and averaged over the frequency ω as well.

These are the results for the energy transmission *per frequency* ω . However, for the question of stabilising efficiency, we need to know what happens when the density discontinuity is attacked by a spectrum of waves. Will the effect of resonances be smeared away when summing up the contribution of a whole spectrum of waves? As we have seen above, even in a non-resonant regime, the internal energy density carried by a wave of a given wavelength is greater than the incident energy density. Therefore, we expect the effect of resonances to be diminished, but not completely destroyed.

Consider now a group of clouds evolving in the potential well of a host galaxy and connected to each other by magnetic

rms ratio	at resonance	out of resonance
$\frac{\delta v_1^2}{\delta v_1^2}$	$\frac{1}{2}(1 + \frac{1}{n^2})$	$\frac{2}{n^2 s^2} g(k_2, s)$
$\frac{E_{K_2}}{E_{K_1}}$	$\frac{1}{2}(n^2 + 1)$	$\frac{2}{s^2} g(k_2, s)$
$\frac{E_{B_2}}{E_{B_1}}$	$\frac{1}{2}(n^2 + 1)$	$\frac{2}{s^2} g(k_2, s)$

Table 2. rms ratios of the amplitudes and the energy densities in both media (cloud and inter-cloud) computed for resonant and non-resonant wavelengths. The expressions given for the resonant case are exact, whereas expressions given for non resonant wavelengths are second order approximates (with $g(k_2, s) = (1 + \frac{1-2s^2}{k_2 d} + \frac{1}{n^2} f(s))$ where $f(s) = 3(1-3|s|) - 2|s|^3 - \frac{4}{s}(1+|s|)$, $s = \sin(k_2 d)$ where d is the width of the cloud; $n = \sqrt{\rho_2/\rho_1}$).

field lines. Various effects such as supernovæ explosions and orbital motions of the clouds contribute to the generation of a spectrum of hydromagnetic waves (e.g. Falgarone & Puget 1986). In such a situation, magnetosonic waves are much more affected by damping processes than Alfvén waves (Zweibel & Josafatsson 1983; McKee & Zweibel 1995). Therefore, at the boundaries of each cloud, we can focus our attention on the alfvénic part of the wave spectrum only.

Considering that energy is roughly equally distributed among the different degrees of freedom, the amplitude of the velocity perturbations in the intercloud medium is of the order of the Alfvén speed at an injection scale $L = \frac{2\pi}{K}$ comparable to the mean distance between the clouds. At the external boundary of a cloud, the Alfvén wave spectrum can be expressed as

$$\delta v_1^2(k) = V_{A_1}^2 \left(\frac{k}{K}\right)^{-\alpha} \quad (17)$$

where V_{A_1} is the Alfvén speed in the medium 1. At the injection scale L , we have $k = K$ and $\delta v_1^2(K) = V_{A_1}^2$ which provides the normalisation of the spectrum. The wave spectrum inside the clouds is just the one above multiplied by the transfer coefficient derived in (12):

$$\delta v_2^2(k) = V_{A_1}^2 T I^2(k) \left(\frac{k}{K}\right)^{-\alpha}, \quad (18)$$

and the additional energy density due to this transfer of waves is therefore

$$E_{K_2} = \frac{1}{2} \rho_2 V_{A_1}^2 d \int_{k_{\text{inf}}}^{k_{\text{sup}}} T I^2(k) \left(\frac{k}{K}\right)^{-\alpha} dk \quad (19)$$

$$E_{K_2} = n^2 \frac{B^2}{8\pi} d \int_{k_{\text{inf}}}^{k_{\text{sup}}} T I^2(k) \left(\frac{k}{K}\right)^{-\alpha} dk \quad (20)$$

where the last line comes from the definition of the Alfvén velocity, $V_{A_1} = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho_1}}$. The lower limit in wave number space, k_{inf} , corresponds to the first mode which contributes to the support of the slab. By choosing this lower cut-off, we do not include the bulk motion of the slab induced by the waves. We take into account only the internal motions which are relevant for the stability of the slab. If the mean distance L between slabs is larger than twice the slab width, the first mode opposing external compression is the one whose wavelength is twice

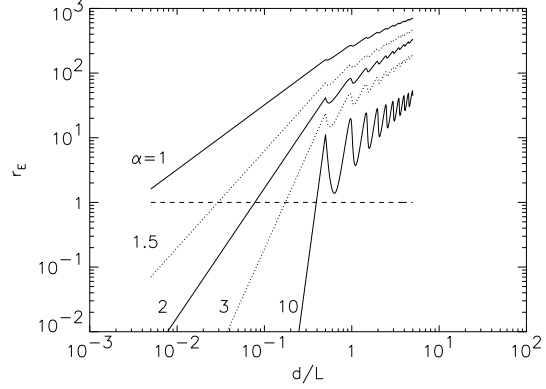


Fig. 3. Ratio r_E of the transmitted kinetic energy in Alfvén waves to the energy contained in the background magnetic field B as a function of the ratio of the slab width to the mean distance between slabs d/L . Several values of the wave spectral index α were adopted. From top to bottom, $\alpha = 1, 1.5, 2, 3, 10$. The horizontal line indicates where the transferred turbulent energy becomes comparable to the energy provided by the background magnetic field. The oscillations visible for $d > 0.5L$ correspond to the domination of coherent (resonant modes) or incoherent (non-resonant modes) summation (peaks and dips respectively). Calculations were performed with $n \approx 12.25$.

the slab width d , i.e. $k_{\text{inf}} \approx \pi/d$ which, for the typical size of a CNM cloud ($d \sim 1.5$ pc, McKee & Ostriker 1977), gives

$$k_{\text{inf}} \approx 6.79 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-1}. \quad (21)$$

Otherwise, the lower limit k_{inf} is set by the lowest excited mode in the external medium, $K = 2\pi/L$. Therefore $k_{\text{inf}} \approx \max\{\frac{\pi}{d}, \frac{2\pi}{L}\}$.

The upper limit is set by the wave number $k_{\text{sup}} = \frac{2x_1\nu_{\text{in}}}{V_{A_2}}$ for which the wave frequency ω becomes comparable to the ion-neutral collision frequency ν_{in} (x_1 is the ionisation fraction and V_{A_2} is the Alfvén velocity inside the cloud). Using Eq. (7) of McIvor (1977) for the ion-neutral collision frequency, and with typical values of density and ionisation fraction for the CNM ($n \sim 61 \text{ cm}^{-3}$, $x_1 \sim 3 \cdot 10^{-4}$, see e.g. Wolfire et al. 1995), we find

$$k_{\text{sup}} \approx 4.15 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-1} \quad (22)$$

for a magnetic field strength of $5 \mu\text{G}$.

We integrated Eq. (20) numerically for a set of values of the spectral index α . Results are shown on Fig. (3) in terms of $r_E = E_{K_2}/(B^2/8\pi)$, which is the ratio of the internal kinetic energy in Alfvén waves to the energy in the background field B , as a function of the ratio of the slab width d to the mean slab separation L . Intuitively enough, steep wave spectra feed less wave pressure into the cloud than shallow spectra. Nevertheless, even for an extreme spectral index such as $\alpha = 10$, the total internal Alfvén wave pressure becomes comparable to the pressure of the background magnetic field when the mean separation between slabs is smaller than roughly 2.5 times the slab width. More strikingly perhaps, for more reasonable spectral indices

($\alpha \approx 2-3$, say), magnetic support provided by internal motions can be an order of magnitude larger than support provided by the mean field when the two length scales become comparable. Thus, as we guessed above, resonant wave energy transfer is not washed out when a full spectrum of waves is considered.

3. Discussion

As we have seen, in the stationary case, the density of energy due to the injection of a spectrum of shear Alfvén waves into the cloud represents a non negligible fraction of the total energy available within the cloud. In some cases, its contribution is even dominant over the part provided by the static background magnetic field. This energy comes into play in the virial equilibrium of the cloud in the form of non-thermal pressure, providing additional support against self gravity and external pressure of the reflected waves.

The results presented here were derived for a very simplified case. First of all, the assumed geometry is very peculiar and the cloud boundaries are extremely sharp. In reality, the situation is more complicated since the clouds assume complex shapes. Moreover, the cloud boundary is probably less well defined, although under the action of thermal instability the density discontinuity is actually sharp. The effects of a progressive increase in density, instead of an abrupt step, are difficult to estimate. The refraction index $n = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{1/2}$ will be in that case an increasing function of the distance within the boundary layer before reaching a plateau inside of the cloud. Actually, according to the so-called ray equation $\left(\frac{d\mathbf{u}}{ds}\right) = \nabla n$ where \mathbf{u} is the unity vector aligned with \mathbf{k} and s the curvilinear abscissa along the wave path), a gradient in the n index will bend the trajectory of the waves in the direction of increasing n , i.e. toward the interior of the cloud. Since the waves are originally propagating along the mean magnetic field lines, the bending of their path will result in the coupling of Alfvén modes to magnetosonic modes. The latter are known to be more dissipative than shear Alfvén waves, and the energy transmission will thus be diminished. However, as long as the thickness of the boundary layer remains negligible with respect to the cloud size, the situation is likely not to differ very much from what has been presented in the previous sections.

The problem of finite boundary size is of particular interest within the context of molecular clouds. These are generally self gravitating systems, not necessarily in thermal pressure equilibrium with their surroundings, and the discontinuity between molecular clouds and the surrounding medium is smoothed by gravity. Furthermore, molecular clouds are also denser than the atomic media studied in this paper. The magnetic field strength cannot be considered anymore independent of density (as we have assumed in Sect. 2.1). Indeed, as detailed calculations of Mouschovias (1976) show for thermally supported clouds, the mean magnetic field strength B scales with the average gas density ρ as

$$B \propto \rho^\kappa \quad (23)$$

where $1/3 \leq \kappa \leq 1/2$, and for an isotropically contracting cloud, $\kappa = 2/3$. Nevertheless, if the boundary layer is sufficiently

thin, the energy injection mechanism explored in this study should remain valid even in the case of molecular clouds connected by a magnetic field, provided that the refraction index is modified as to match the magnetic strength scaling with density. This is easily done by replacing n by $n' = V_{A1}/V_{A2}$ as in the definition of the refraction index in Eq. (5a). With the latter modification, our study applied to molecular clouds corroborates the results found by Falgarone & Puget (1986). For the conditions adopted in their paper, we obtain a refraction index $n' \approx 8$ and a maximum wave number $k_{\text{sup}} \approx 1.76 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-1}$. In their study, the cloud width is $d = 1.5 \text{ pc}$ and the mean distance between clouds is $L = 8 \text{ pc}$. With these values, the ratio of the injected energy to the energy in the background magnetic field amounts to

$$r_E \approx 0.20 - 3.65 \quad (24)$$

for a spectral index $\alpha = 2 - 4$. Therefore, the energy in the random internal magnetic field and the energy associated with the mean field are of the same order of magnitude, which is precisely what Falgarone & Puget obtained. However, in their paper, following a study of Clifford & Elmegreen (1983), magnetic field lines bending *at the cloud boundary* gives birth to a spectrum of waves *directly within* the clouds while the external field remains essentially unperturbed. On the contrary, we assumed that the wave spectrum is generated outside of the clouds and we examined its transfer into the clouds. Our study thus provides an alternate picture of the mechanism of energy transfer mediated by the magnetic field.

Another restriction of the model presented here is the assumption of steady state. As we have said in Sect. 2.1, the steady state corresponds to an infinite number of internal reflections. Now, when a transverse wave hits the outer surface of a cloud, its first effect is to compress it. Thus, the cloud begins to shrink, increasing in density and in temperature. Depending on its cooling efficiency, the cloud may become gravitationally unstable in the direction parallel to the mean magnetic field, and collapse before the steady state is reached. However, the compression of the cloud would propagate at the cloud internal sound speed C_s , which is roughly $C_s \approx 0.61 \text{ km.s}^{-1}$ for $T = 45 \text{ Kelvins}$, whereas waves propagate at the internal Alfvén speed $V_{A2} \approx 1.4 \text{ km.s}^{-1}$. Thus, the transfer of energy in that case could be efficient enough and the internal turbulent energy could be rapidly sufficient to counteract the external wave pressure. In that case, mhd-turbulent support would not be limited to the case of outwardly propagating Alfvén waves, contrary to what has been suggested previously (Shu et al. 1987).

We are currently undertaking simulations of a more realistic case where the transition layer between the slabs and the intercloud medium is properly described. The spectrum of waves in the external medium is generated by an ensemble of slabs in relative motions which allows to test the spectral index α and the normalisation of the spectrum. Results will be presented in a forthcoming article.

4. Conclusion

We examined, in the simplified case of slab geometry and steady state, the transfer of energy through shear Alfvén waves

from large scales to small scales in the neutral ISM. At large scales, energy is injected by bulk motions of cold clouds connected by a magnetic field and virialised in the gravitational potential well of the Galaxy. These motions generate a spectrum of hydromagnetic waves which propagate along the field lines. In this work, we concentrated exclusively on the efficiency of energy transfer in a thermally bistable magnetised medium where clouds are in large density contrast with their surroundings.

At the cloud boundaries, the waves are partially reflected and partially transferred into the cloud. Taking explicitly into account internal interferences, we first re-derived the reflection, transmission and transfer coefficients. Our results for the transfer coefficient differ from those available in the literature. Given the correction, we have shown that the energy in internal motions is of the same order of magnitude as the energy in bulk motions, contrary to what has been claimed earlier.

Moreover, resonant interactions of back and forth traveling waves within the clouds drive internal motions and enhance considerably the energy transfer. Depending on the geometry and on the spectral index of the wave spectrum, the energy of internal motions integrated over the whole spectrum contributes significantly to the global energy budget of the clouds. In some cases, energy provided by the injected Alfvén waves can be as large as ten times the energy of the background magnetic field. This makes the injected waves and their interferences a potentially important mean to establish pressure equilibrium between the clouds and the intercloud medium.

Provided slight changes in the definition of the refraction index, the formalism developed in this study could hold equally for the case of molecular clouds, as long as the thickness of the transition layer between the intercloud medium and the molecular clouds is small with respect to the cloud size.

Our study is clearly far from providing a self-consistent model of the cloud hierarchy in the ISM. We showed nevertheless that energy transfer via Alfvén waves represents a potentially important ingredient for such a model.

Acknowledgements. We thank an anonymous referee for pointing to us some overlooked references and for useful comments which helped us to improve the quality of this manuscript. M.L. also thanks gratefully for their hospitality members of the Astrophysics Department, University of Oxford, where part of this work has been done, supported by a Marie Curie Fellowship of the European Community ‘Human Potential’ programme, contract number HPTM-CT-2000-151.

References

- Arons, J. & Max, C. E. 1975, *ApJ*, 196, L77
- Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., & Scalo, J. 1999, *ApJ*, 515, 286
- Carlberg, R. G. & Pudritz, R. E. 1990, *MNRAS*, 247, 353
- Caselli, P. & Myers, P. C. 1995, *ApJ*, 446, 665
- Clifford, P. & Elmegreen, B. G. 1983, *MNRAS*, 202, 629
- Coker, R. F., Rae, J. G. L., & Hartquist, T. W. 2000, *A&A*, 360, 290
- Elmegreen, B. G. 1985, *ApJ*, 299, 196
- . 1999, *ApJ*, 527, 266
- Falgarone, E. & Phillips, T. G. 1991, in *IAU Symp.* 147: Fragmentation of Molecular Clouds and Star Formation, Vol. 147, 119–+
- Falgarone, E. & Puget, J. L. 1986, *A&A*, 162, 235
- Falgarone, E. & Puget, J. L. 1988, in *NATO ASIC Proc.* 232: Galactic and Extragalactic Star Formation, 195–+
- Falle, S. A. E. G. & Hartquist, T. W. 2002, *MNRAS*, 329, 195
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. 1969, *ApJ*, 155, L149
- Gammie, C. F. & Ostriker, E. C. 1996, *ApJ*, 466, 814
- Heiles, C. 1987, in *ASSL Vol. 134: Interstellar Processes*, 171–194
- Hennebelle, P. & P´erault, M. 1999, *A&A*, 351, 309
- . 2000, *A&A*, 359, 1124
- Koyama, H. & Inutsuka, S. 2000, *ApJ*, 532, 980
- . 2002, *ApJ*, 564, L97
- Kritsuk, A. G. & Norman, M. L. 2002, *ApJ*, 569, L127
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Martin, C. E., Heyvaerts, J., & Priest, E. R. 1997, *A&A*, 326, 1176
- McIvor, I. 1977, *MNRAS*, 178, 85
- McKee, C. F. 1995, in *ASP Conf. Ser.* 80: The Physics of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium, 292–+
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148
- McKee, C. F. & Zweibel, E. G. 1995, *ApJ*, 440, 686+
- Mouschovias, T. C. 1976, *ApJ*, 207, 141
- Myers, P. C., Goodman, A. A., Gusten, R., & Heiles, C. 1995, *ApJ*, 442, 177
- P´erault, M., Falgarone, E., & Puget, J. L. 1986, *A&A*, 157, 139
- S´anchez-Salcedo, F. J., V´azquez-Semadeni, E., & Gazol, A. 2002, *ApJ*, 577, 768
- Scalo, J. M. 1987, in *ASSL Vol. 134: Interstellar Processes*, 349–392
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Troland, T. H. & Heiles, C. 1986, *ApJ*, 301, 339
- V´azquez-Semadeni, E., Gazol, A., & Scalo, J. 2000, *ApJ*, 540, 271
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., McKee, C. F., Tielens, A. G. G. M., & Bakes, E. L. O. 1995, *ApJ*, 443, 152
- Zweibel, E. G. & Josafatsson, K. 1983, *ApJ*, 270, 511
- Zweibel, E. G. & McKee, C. F. 1995, *ApJ*, 439, 779

M. Langer, J. L. Puget, N. Aghanim
Cosmological Magnetogenesis driven by Radiation Rressure
Phys. Rev. D **67** 043505 (2003)

Cosmological magnetogenesis driven by radiation pressure

Mathieu Langer, Jean-Loup Puget, and Nabila Aghanim

Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris-Sud, F-91405 Orsay Cedex, France

(Received 14 September 2002; published 14 February 2003)

The origin of large scale cosmological magnetic fields remains a mystery, despite the continuous efforts devoted to that problem. We present a new model of magnetic field generation, based on local charge separation provided by an anisotropic and inhomogeneous radiation pressure. In the cosmological context, the processes we explore take place at the epoch of the reionization of the Universe. Under simple assumptions, we obtain results (i) in terms of the order of magnitude of the field generated at large scales and (ii) in terms of its power spectrum. The amplitudes obtained ($B \sim 8 \times 10^{-6} \mu\text{G}$) are considerably higher than those obtained in usual magnetogenesis models and provide suitable seeds for amplification by adiabatic collapse and/or dynamo during structure formation.

DOI: 10.1103/PhysRevD.67.043505

PACS number(s): 98.80.-k, 95.30.Qd, 98.65.-r

I. INTRODUCTION

According to observations, magnetic fields are pervading the whole Universe. In particular, both synchrotron emission and Faraday rotation measurements reveal a magnetic field present on large scales. On galactic scales [1], on galaxy cluster scales [2], and even on larger scales [3], the observed magnetic field strengths range from $0.1 \mu\text{G}$ to a few tens of μG .

The origin of the magnetic field is, however, still a mystery. Clearly, the fields cannot be generated directly with the observed amplitudes since, in that case, they would strongly affect the formation of structures [4]. Therefore, the fields must arise in the form of weak seeds which are subsequently, in some way, strongly amplified after the onset of structure formation. Various mechanisms have been proposed for the generation of such seeds. Basically, they can be sorted in two types.

In cosmology, the mechanisms of the first type operate before matter-radiation decoupling. They take advantage of high energy physics processes such as inflation [5–7] or phase transitions in the early Universe [8,9]. However, these mechanisms are still unsatisfactory in two respects. First, they do not provide a real prediction since the generated fields can be as weak as 10^{-65}G and as strong as 10^{-9}G . Moreover, a property shared by fields created before decoupling is that the stronger their amplitude, the smaller the scale on which they are generated (see Battaner and Lesch [10], and references therein). Furthermore, under the assumption of *frozen magnetic flux*, these fields decay following cosmological expansion as $(1+z)^2$. Therefore, fields of primordial origins (generated before nucleosynthesis, say) are extremely weak on galactic scales and are very strong on much smaller scales. Finally, extremely tight constraints on pre-big-bang nucleosynthesis magnetic fields from gravity wave production have recently been derived [11], possibly ruling out a majority of the proposed models.

The mechanisms of the second type produce magnetic fields after matter-radiation decoupling. They rely essentially on the battery effect [12] which was first introduced to explain stellar magnetic fields and is basically a consequence of charge separation. Several authors explored the same mecha-

nism in various cosmological contexts [13–15]. The intensity of the fields generated is found to be roughly of the order of 10^{-20}G . These weak seeds are then amplified on galactic scales by a dynamo sustained by turbulence and differential rotation in protogalaxies. As noticed by Grasso and Rubinstein [16], this type of mechanism can hardly be responsible for magnetic fields on galaxy cluster scales. Consequently, we would have to deal with different mechanisms to explain the origin of fields in galaxies and clusters, which exhibit similar properties. Moreover, this mechanism cannot really account for the strong fields observed in objects at high redshifts where galaxies did not have enough time to rotate and amplify the seeds efficiently.

Finally, whatever the problems of each type of mechanisms, the seeds produced are generally small. As such, they require the action of a strong process capable of amplifying the magnetic amplitudes up to the values observed in galaxies. The dynamo mechanism evoked above has long been considered suitable for that purpose but it is, however, subject to controversy nowadays. In fact, it has recently been pointed out [17] that dynamo tends to amplify the small scale magnetic fields in a more efficient way than fields on large scales. The consequence of this is that small scale fields reach rapidly dynamically important strengths and stop, in back reaction, the dynamo mechanism itself. This happens long before large scale fields can reach the observed equipartition values.

Significant progress has been achieved very recently and the back reaction of small scale fields is now better understood. In particular, the importance of magnetic helicity conservation in dynamo quenching has been demonstrated in ideal cases [18–20]. However, for their application to real astrophysical systems such as galaxies, these theories require further developments. Small scale fields thus remain a possible threat to dynamo amplification mechanisms.

In this paper, we propose a mechanism which appears to be relatively free of the problems outlined above. Applied to cosmology, it operates after decoupling in the natural context of inhomogeneous reionization, for a redshift z between 6 and 7 [21,22]. Similarly to the battery effect, it relies upon local charge separation provided in our case by radiation pressure. The physics involved is fairly simple and was nev-

ertheless left aside until now, surprisingly enough. Notice however that Subramanian *et al.* [23] proposed a mechanism (which has been explored numerically by Gnedin *et al.* [24]) for the generation of magnetic field seeds at reionization, and obtained magnetic fields of the order of 10^{-20} – 10^{-19} G on galactic scales. Their solution for magnetogenesis relies explicitly on the actual battery effect which requires nonparallel temperature and electron density gradients. While exploring the physics at a comparable epoch, we consider here a different and more efficient process, as will appear below.

In the following section, we describe in details the mechanism of our model. Then, in Sec. III, we present the results obtained for the cosmological case, emphasizing on the magnetic field power spectrum and its order of magnitude at protogalactic and galactic scales. We also apply our mechanism to the case of interstellar magnetic fields. Finally, we discuss the model and its limitations in Sec. IV.

II. PHYSICAL PROCESSES

A. Description

Consider a radiation flux propagating through an ionized plasma. Far away enough from the dominant source, the radiation is anisotropic and its propagation direction defines a local preferred axis. Since the scattering cross sections of electrons and ions are very different ($\sigma_T \propto \text{mass}^{-2}$), the radiation pressure combined to the anisotropy of the flux lead to a charge separation, which in turn creates uniform electric fields on large scales balancing the radiation pressure.

Furthermore, the radiation propagates through a medium where the matter is distributed inhomogeneously and some of the over densities act as screens for the radiation. Moreover, the sources of the radiation are not distributed homogeneously. Thus, because of the source distribution and the gas density inhomogeneities, the radiation flux and particularly its ionizing part, is anisotropic and inhomogeneous far away from the sources. To first order, the inhomogeneities of the flux remain unchanged along the propagation axis over regions which correspond to typical distances between matter density fluctuations. In such regions, the variations in the flux allow electrons to move and electric currents to develop. The latter finally induce a magnetic field on the length scales over which the radiation flux varies (see Fig. 1 for an illustrative description of the processes as they would work for one single source and one single density inhomogeneity).

The situation described above is likely to exist at the time of the reionization of the Universe when the very first sources (population III stars or first galaxies and quasars) turn on and ionize the neutral primordial gas, preferentially in the low density regions. Collapsing or collapsed structures play the rôle of the matter inhomogeneities leaving their imprints in the radiation flux.

B. Formalism

We study the situation in a region far enough from the dominant ionizing source where the direction of the ionizing flux Φ can be considered constant. This direction defines the axis (Oz) (see Fig. 1). The anisotropy of the flux is essential

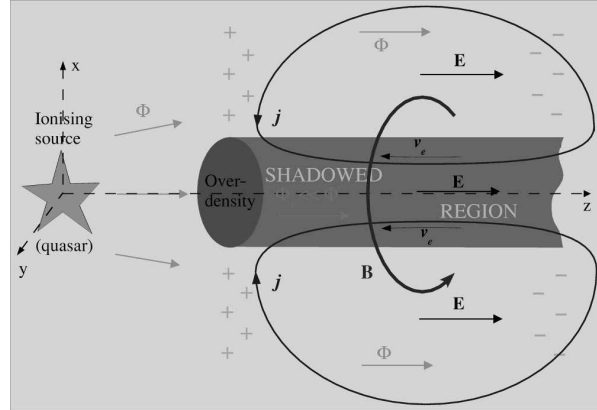


FIG. 1. Schematic view of the magnetic field generation process. The source emits a radiation flux Φ which, at some distance, defines a preferred direction (Oz) (anisotropy). It ionizes the diffuse gas, and the radiation pressure locally separates electrons from ions. A static uniform electric field E is generated in response to Φ and the electrostatic force balances the radiation pressure. The situation is different behind an overdensity: In the shadowed region, the radiation flux is weaker ($\Phi_1 \ll \Phi$), there is no static equilibrium and free electrons are set into motion (v_e). The electric current j created this way closes up outside of the shadowed tube and induces a magnetic field B on the scale of the overdensity.

in that it leads to a large scale charge separation which in turn generates a large scale electric field. We could have equivalently considered a globally isotropic flux with an additional anisotropic component.

Further, in our model, we describe the anisotropic ionizing flux Φ as a homogeneous background Φ_0 with an inhomogeneous part superimposed on it,

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_1, \quad (1)$$

where Φ_1 accounts for the inhomogeneities which are taken to be small with respect to the constant part $\Phi_0 = \langle \Phi \rangle$, namely, $\Phi_1 = f(\mathbf{r}) \Phi_0$ with $f(\mathbf{r}) \ll 1$. As we wrote above, the region which we study is far enough from the dominant source. At such a distance, the density fluctuations in the medium along the line of propagation (Oz) of the radiation have left imprints on the ionizing flux which is therefore inhomogeneous. In other words, the Φ_1 part of the flux takes into account the inhomogeneities due to both the distribution of sources and the variations of the flux along the line of propagation (Oz) due to the variations in the matter density. In the regions of study, the properties of the medium are supposed not to vary significantly along the line of propagation. Provided this assumption, the spatial dependency of Φ_1 is confined to the plane (xOy), which implies that derivatives with respect to z can be taken equal to zero, and $f(\mathbf{r}) = f(x, y)$. Finally, we also consider the stationary regime, and therefore all the time derivatives are nil as well.

C. Maxwell equations

Together with the assumptions specified above, the usual Maxwell equations

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (2a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\partial_t \mathbf{B}, \quad (2b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2c)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j} + \frac{1}{c}\partial_t \mathbf{E} \quad (2d)$$

(ρ and \mathbf{j} are the charge and the current densities, respectively, c being the speed of light) reduce to the following simple relations:

$$\partial_x E_x + \partial_y E_y = 4\pi\rho \quad (3)$$

for the Coulomb equation (2a),

$$\partial_x E_y - \partial_y E_x = 0, \quad (4a)$$

$$\partial_y E_z = 0, \quad \partial_x E_z = 0 \quad (4b)$$

for the Faraday equation (2b),

$$\partial_x B_x + \partial_y B_y = 0 \quad (5)$$

for the Gauss equation (2c), and

$$\partial_x B_y - \partial_y B_x = \frac{4\pi}{c}j_z, \quad (6a)$$

$$\partial_y B_z = \frac{4\pi}{c}j_x, \quad -\partial_x B_z = \frac{4\pi}{c}j_y \quad (6b)$$

for the Ampère equation (2d). Relations (6) indicate that the electric currents constitute the only sources of magnetic field in the problem. We consider that the medium is globally neutral. The charge balance between free electrons, of number density n_e and charge q_e , and ions, of density n_i and charge q_i , implies $n_i q_i + n_e q_e = 0$. The electric current is $\mathbf{j} = n_e q_e \mathbf{v}_e + n_i q_i \mathbf{v}_i = n_e q_e (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i)$. In the following, we suppose, as customary in similar problems, that the ion velocity is negligible with respect to the electron velocity, and we write therefore $\mathbf{j} = n_e q_e \mathbf{v}_e$.

Combining the Coulomb and the Ampère relations with the $\partial_t = 0$, $\partial_z = 0$ conditions, the charge conservation equation takes the following form:

$$\partial_x j_x + \partial_y j_y = 0. \quad (7)$$

Within the stationary assumption, if we take the curl of Eq. (2d) we obtain

$$\nabla^2 \mathbf{B} = -\frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{j} \quad (8)$$

which, because of our assumptions on the spatial dependency of Φ_1 , reduces to the following relations between the magnetic field and the current density:

$$\nabla^2 B_x = -\frac{4\pi}{c} \partial_y j_z, \quad (9a)$$

$$\nabla^2 B_y = \frac{4\pi}{c} \partial_x j_z, \quad (9b)$$

$$\nabla^2 B_z = \frac{4\pi}{c} (\partial_y j_x - \partial_x j_y). \quad (9c)$$

We will later combine the latter relations with the equation of motion.

D. Equation of motion

Given the relation outlined in the previous section between the current \mathbf{j} and the electron velocity \mathbf{v}_e , the equation of motion for the electrons can be rewritten in terms of the current evolution

$$\frac{m_e}{n_e q_e} \frac{d\mathbf{j}}{dt} = q_e \mathbf{E} + \frac{1}{n_e c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{m_e \nu_c}{n_e q_e} \mathbf{j} + \mathbf{F}_{\text{ext}}, \quad (10)$$

where m_e is the electron mass, ν_c is the mean collision frequency associated with momentum transfer between electrons and ions, and \mathbf{F}_{ext} stands for the external forces. The derivative on the left-hand side of this equation is the whole Lagrangian derivative, i.e., $d/dt = \partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ which, in the stationary regime, reduces to $d/dt = \mathbf{v} \cdot \nabla$. On the right-hand side of Eq. (10), the first two terms are the Lorentz force, while the third term represents the Ohmic current dissipation which depends on the physical state of the medium. For a partially ionized gas, we should add to Eq. (10) a term representing the force exerted by the neutrals on the electrons. However, we concentrate on the case where the medium is ionized enough for the collisions with the neutrals to be negligible. Thus, we do not consider here this effect. Neglecting also gravity, the only external force applied on the electrons is the radiation pressure force, which in terms of the ionizing flux reads $\mathbf{F}_{\text{ext}} = (h\nu/c) \sigma_T \Phi$ ($h\nu$ is the mean energy of ionizing photons and σ_T is the Thomson scattering cross section).

E. Linearized problem

Assuming the inhomogeneities $f(x, y)$ of the ionizing flux to be small, we can linearize Eq. (10). Identifying the different terms of the same order leads to the following relations:

$$E_x = \frac{m_e \nu_c}{n_e q_e^2} j_x, \quad (11a)$$

$$E_y = \frac{m_e \nu_c}{n_e q_e^2} j_y, \quad (11b)$$

$$E_z = -q_e^{-1} \frac{h\nu}{c} \sigma_T \Phi_0, \quad (11c)$$

and

$$j_z(x,y) = \frac{n_e q_e}{m_e \nu_c} \frac{h\nu}{c} \sigma_T \Phi_0 f(x,y), \quad (12)$$

where second order terms have been neglected.

Equation (11c) shows simply the equilibrium between the radiation pressure and the electrostatic force exerted on the free electrons, whereas Eq. (12) relates the induced current to the flux inhomogeneities. The current changes direction depending on the sign of the deviations $f(x,y)$ from the mean value of the flux, and therefore the current lines are closed over scales similar to those of the flux variations in the (xOy) plane and comparable to the coherent scale of the anisotropy along z .

Taking the curl of Eq. (10) and keeping again only the first order terms gives

$$\nabla^2 \mathbf{B} = -\frac{4\pi}{c} \frac{h\nu}{c} \sigma_T \nabla \times \left(\frac{n_e q_e}{m_e \nu_c} \Phi \right), \quad (13)$$

where Eq. (8) has been used to eliminate the current. Again, due to the particular geometry of our problem and taking profit of Eqs. (11a) and (11b), the equation above can be rewritten as

$$\nabla^2 B_x = -\partial_y [\kappa f(x,y)], \quad (14a)$$

$$\nabla^2 B_y = \partial_x [\kappa f(x,y)], \quad (14b)$$

$$\nabla^2 B_z = 0, \quad (14c)$$

with $\kappa = (4\pi/c)(n_e q_e/m_e \nu_c)(h\nu/c)\sigma_T \Phi_0$. The generated magnetic field thus depends on the physical state of the medium through the friction coefficient $n_e q_e/m_e \nu_c$. It depends also on the flux through both its mean intensity Φ_0 and its spatial fluctuations $f(x,y)$.

III. RESULTS

The solutions to Eq. (14) give the generated magnetic field. Formally, we obtain

$$B_x(\mathbf{r}) = - \int \int \ln|\mathbf{r}' - \mathbf{r}| \partial_y [\kappa f(\mathbf{r}')] d^2 \mathbf{r}', \quad (15a)$$

$$B_y(\mathbf{r}) = \int \int \ln|\mathbf{r}' - \mathbf{r}| \partial_x [\kappa f(\mathbf{r}')] d^2 \mathbf{r}'. \quad (15b)$$

Of course, it is also possible to find a solution for B_z . Integrating Eq. (14c) would require precise boundary conditions. But in the model presented here, there are *a priori* no such obvious physical conditions, and imposing, for instance, $B_z = 0$ at some distance would introduce an arbitrary nonphysical scale. Actually, recall that the study we present here applies only to the domain where an axis (Oz) is defined by the anisotropic flux and in which all the z dependencies can be projected onto the (xOy) plane. In reality, many zones with locally constant Φ may coexist and the local directions of the flux would be independent of each other. At the common borders of these regions, the three components of the field would get mixed. In that case, the only pertinent boundary

conditions for B_z would be fixed by the x and y components of the fields generated in similar surrounding regions. Given the restrictions provided by our initial assumptions, including such a complex description of the situation is obviously beyond the scope of this paper.

Therefore, our intention here is not to find the exact value of the magnetic field at each point in space but rather to address the question of the origin of large scale magnetic fields. For that purpose, provided the relations found in Eq. (14), it is more interesting to derive global properties of the magnetic field such as its order of magnitude and its power spectrum.

A. Order of magnitude

In the previous section, we found the equations which relate the transverse components of the magnetic field to the ionizing flux perturbations [Eq. (14)]. From those relations, we can estimate the order of magnitude of the generated field. Relations (14) can be expressed as

$$B \approx \kappa f R, \quad (16)$$

where R is the characteristic scale over which f (hence B) varies.

As we wrote earlier, the friction coefficient $n_e q_e/m_e \nu_c = \sigma_e/q_e$, appearing in κ , depends on the physical state of the plasma. In particular, it varies according to the amplitude of the magnetic field, and two regimes can be distinguished. When the electron-ion collision frequency ν_{ei} is greater than the cyclotron frequency ω_c , we are in the nonsaturated regime, $\nu_c = \nu_{ei}$ and the electrical conductivity is given by $\sigma_e = \sigma_0 \approx 6.5 \cdot 10^6 T^{3/2}$ e.s.u. [25] for a fully ionized medium. But as soon as the magnetic field is strong enough to have $\omega_c \gg \nu_{ei}$ (i.e., in the saturated regime), the actual electron-ion collision frequency, thus also the conductivity, are modified anisotropically. When the particle radius of gyration becomes smaller than the mean free path, the situation is unaffected along the magnetic field lines whereas collisions transverse to the lines are less likely to occur. Therefore, to the first order, the conductivity along the magnetic field lines is unchanged, whereas in the transverse direction [along the axis (Oz) in our case], σ_e takes the form $\sigma_e \sim \sigma_0 [\nu_{ei}^2 / (\omega_c^2 + \nu_{ei}^2)]$ (known as the Pederson conductivity).

Finally, inserting these expressions into Eq. (16) and rewriting $h\nu\Phi_0$ as $L/4\pi D^2$ (L is the luminosity of the ionizing source and D the distance to it), we end up with the following order of magnitude estimates:

$$B \approx 3.09 \times 10^{-5} f \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{3/2} \frac{R}{100 \text{ kpc}} \frac{LD^{-2}}{10^{-8} \text{ W m}^{-2}} \text{ G} \quad (17)$$

for the magnetic field seed generated in a fully ionized plasma in the nonsaturated regime, and

$$B \approx 3.14 \times 10^{-2} f^{1/3} \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{1/2} \times \left[\frac{R}{100 \text{ kpc}} \frac{LD^{-2}}{10^{-8} \text{ W m}^{-2}} \right]^{1/3} B_s^{2/3} \text{ G} \quad (18)$$

in the saturated regime ($B_s = 2\pi\nu_{ei}m_e c e^{-1}$ is the saturation magnetic field which depends, through ν_{ei} , on the density and the temperature of the medium).

B. Application to cosmological magnetic fields

We now want to apply the result obtained above to the case of cosmological magnetic fields. Since the plasma which we consider is (almost) fully ionized at $z \sim 7$, we take the temperature T to be of the order of 10^4 K. For a flat cosmology in a matter dominated Universe with $\Omega_b h_0^2 = 0.020$ [26], the gas density is $n(z) = 3.8 \times 10^{-7} (1+z)^3 \text{ cm}^{-3}$, and the corresponding saturation magnetic field is $B_s \sim 1.4 \times 10^{-11} T^{-3/2} (1+z)^3$ G which, for a temperature of 10^4 K, gives $B_s \sim 1.4 \times 10^{-17} (1+z)^3$ G.

The term LD^{-2} can be estimated by calculating the number of photons necessary to reionize the Universe. Basically, at the reionization redshift z_{ion} , the integrated photon density production must be equal to the gas density

$$\int_0^{t(z_{\text{ion}})} \mathcal{L} N_s(z) dt = n(z_{\text{ion}}), \quad (19)$$

where \mathcal{L} is the number density of photons emitted per unit time and $N_s(z)$ is the density of emitting sources per logarithmic interval of luminosity at redshift z . The major contribution to reionization comes from photons emitted roughly at redshift z_{ion} , so that the above relation can be rewritten as

$$\mathcal{L} N_s(z_{\text{ion}}) t_u(z_{\text{ion}}) = n(z_{\text{ion}}). \quad (20)$$

In a flat, matter dominated cosmology, the age of the Universe is $t_u(z) = \frac{2}{3} H_0^{-1} (1+z)^{-3/2}$. Therefore,

$$\mathcal{L} N_s(z_{\text{ion}}) = 5.7 \times 10^{-7} H_0 (1+z_{\text{ion}})^{9/2}. \quad (21)$$

The term LD^{-2} is then written

$$LD^{-2} = 8.1 \times 10^{-11} h_0^{2/3} \left(\frac{h\nu}{20 \text{ eV}} \right)^{2/3} \times \left(\frac{L}{10^{12} L_\odot} \right)^{1/3} (1+z_{\text{ion}})^3 \text{ W m}^{-2}, \quad (22)$$

where $h_0 = H_0/100 \text{ kpc Mpc}^{-1} \text{ s}^{-1}$ is the reduced Hubble constant and $h\nu$ is the photon energy (in units of 20 eV). Taking a luminous quasar as the nearest ionizing source (responsible for the anisotropy of the flux) $L \approx 10^{12} L_\odot$. With $h\nu \approx 20$ eV, and considering $h_0 \approx 0.70$, Eq. (22) gives

$$\frac{LD^{-2}}{10^{-8} \text{ W m}^{-2}} \approx 6.38 \times 10^{-3} (1+z_{\text{ion}})^3. \quad (23)$$

At a redshift $z_{\text{ion}} \sim 7$, this corresponds to $D \approx 3.12$ Mpc. Notice that this is an underestimate of the mean distance to the nearest quasar since we assumed implicitly in Eq. (19) that luminous quasars were alone responsible for the ionization of the medium.

With the values of the density and the temperature reached at high redshifts, it is easy to check that the estimated nonsaturated magnetic field is greater than the saturation value B_s . Therefore, to obtain the correct order of magnitude for B , we have to consider the saturated regime. Inserting the figures derived above into Eq. (18), we obtain

$$B \sim 1.56 \times 10^{-14} \left(\frac{R}{100 \text{ kpc}} \right)^{1/3} (1+z_{\text{ion}})^3 \text{ G}, \quad (24)$$

where we have taken $T \approx 10^4$ K and the degree of fluctuations in the ionizing flux $f \sim 10\%$.

The length R represents the typical scale of the inhomogeneities in the radiation flux. As we already mentioned, the flux inhomogeneities take into account simultaneously both the density fluctuations in the medium and the variations due to the spatial distribution of ionizing sources. Therefore, the scale R in our calculations is not easy to define precisely without proper statistical estimates of the source and gas density distributions. Nevertheless, we can at least estimate reasonable bounds for it. On large scales, the mechanism proposed here remains valid as long as the flux holds its property of anisotropy. Clearly, on scales larger than the mean distance D between the considered ionizing sources, this is no more the case, and therefore D defines approximately an upper limit for R . On small scales, the variations of the flux would be due essentially to the matter density fluctuations. More precisely, the lower limit for R would be set by the typical size of the smallest halos which could survive photoevaporation by the ionizing flux itself. However, for the simple order of magnitude evaluation intended here, it is sufficient to choose R as the size of a protogalaxy, $R \approx 100$ kpc, in which case, the magnetic field seed at protogalactic scales is

$$B \sim 8 \times 10^{-12} \text{ G}. \quad (25)$$

This result is very interesting since it is several orders of magnitude higher than fields found in usual plasma physics magnetogenesis models.

One may ask whether turbulence will affect the magnetic field generation mechanism. Indeed, in the vicinity of the ionizing source, the gas motion is highly turbulent, but in fact, the actual effect of turbulence is not easily predicted. Presumably, turbulent motions will strongly fold the field lines on small scales leading to local magnetic field amplification and/or to magnetic reconnection. Moreover, turbulence may even prevent electric currents from settling over large distances, thus inhibiting the mechanism presented here.

However, even in presence of turbulence, the ionizing radiation will be able to escape the vicinity of the source. Thus, far enough from the source, which is the case of interest explored here, electric currents will be able to develop and in-

duce magnetic fields. On large scales, the growth of the density fluctuation field is in the linear regime. The collapse of a large scale structure is still in its early stages where the fluid motion is not turbulent and relative displacements are small. Nevertheless, given the relatively large amplitude derived in Eq. (24), we might want to check that the magnetic pressure will not affect the collapse of the structure. The velocity $\delta\mathbf{v}_k$ of gas within a density perturbation δ_k on a scale $R = 2\pi/k$ is given by

$$|\delta\mathbf{v}_k| \approx \frac{H}{k} \delta_k \approx 11.1 \delta_k (1+z)^{3/2} \frac{R}{1 \text{ Mpc}} \text{ km s}^{-1} \quad (26)$$

in the linear regime and for a flat, matter dominated Universe with $H_0 \sim 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Thus, the kinetic energy density is written

$$E_K = \frac{1}{2} \rho_b \delta_k |\delta\mathbf{v}_k|^2, \quad (27a)$$

$$E_K \approx 2.3 \times 10^{-19} \delta_k^3 \left(\frac{R}{1 \text{ Mpc}} \right)^2 (1+z)^6 \text{ erg cm}^{-3}, \quad (27b)$$

where $\rho_b \approx 3.76 \times 10^{-31} (1+z)^3 \text{ g cm}^{-3}$ is the mean baryon density, whereas the magnetic energy density is

$$E_B = \frac{B^2}{8\pi}, \quad (28a)$$

$$E_B \approx 2.1 \times 10^{-28} f^{2/3} \left(\frac{R}{1 \text{ Mpc}} \right)^{2/3} (1+z)^6 \text{ erg cm}^{-3}, \quad (28b)$$

from Eq. (24). The ratio of the two energy densities

$$\frac{E_B}{E_K} \approx 9.1 \times 10^{-10} f^{2/3} \delta_k^{-3} \left(\frac{R}{1 \text{ Mpc}} \right)^{-4/3}, \quad (29)$$

does not depend explicitly on redshift. At a scale $R \sim 1 \text{ Mpc}$ and considering $f \sim \delta_k \sim 0.1$, this gives $E_B/E_K \approx 2 \times 10^{-7}$. According to the last relation above, E_B and E_K become comparable on scales smaller than a parsec. At such small scales, structures are deep in the nonlinear regime which we do not consider here. Therefore, the pressure provided by the magnetic field generated by our mechanism on large scales is well below the kinetic energy density. This guarantees that the collapse of the structure will not be modified by the presence of the magnetic field. Thus, as stated above, as long as the structure is in the linear regime, the collapse will not affect our mechanism.

On the contrary, the collapsing gas will drag the field lines and amplify the field strength eventually. In fact, the amplification by adiabatic collapse gives a galactic magnetic field sufficiently high to serve as seed for dynamo. The galactic value obtained from Eq. (25) after adiabatic collapse (and before further contraction by radiative cooling) is

$$B_{\text{gal}} = \delta_c^{2/3} B \sim 2.7 \times 10^{-10} \text{ G} \quad (30)$$

(where $\delta_c \sim 200$) from which dynamo amplification needs less time than in usual models in order to reach the fields of a few μG observed in galaxies.

C. Magnetic field power spectrum

Let us start from the magnetic field two-dimensional spatial correlation function

$$\xi(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{B}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r} + \mathbf{r}') \rangle, \quad (31)$$

where \mathbf{r} and \mathbf{r}' are confined to the (xOy) plane. Inserting the Fourier transform of \mathbf{B} in that expression, we end up with

$$\xi(\mathbf{r}) = \left(\frac{L}{2\pi} \right)^2 \int \mathbf{B}_k \cdot \mathbf{B}_{-k} e^{-ik \cdot r} d^2k, \quad (32)$$

$$\xi(\mathbf{r}) = \left(\frac{L}{2\pi} \right)^2 \int |\mathbf{B}_k|^2 e^{-ik \cdot r} d^2k,$$

where the last line comes from the reality of \mathbf{B} . The quantity we are now interested in is the power spectrum of the magnetic field $P_B(k)$, i.e., the angular average of the spectral correlation function $\tilde{\xi}(\mathbf{k})$:

$$P_B(k) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \tilde{\xi}(\mathbf{k}) d\theta, \quad (33)$$

where $\tilde{\xi}(\mathbf{k})$ is the Fourier transform of $\xi(\mathbf{r})$. It is straightforward to see that $\tilde{\xi}(\mathbf{k}) = |\mathbf{B}_k|^2$ so that the power spectrum is written

$$P_B(k) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |\mathbf{B}_k|^2 d\theta. \quad (34)$$

Restricting ourselves to the case of the nonsaturated regime, we can consider the conductivity to be constant and we can replace σ_e by σ_0 in κ . If we then Fourier transform Eqs. (14a) and (14b), we get

$$k^2 B_k^x = \kappa k_y f_k, \quad (35a)$$

$$k^2 B_k^y = -\kappa k_x f_k, \quad (35b)$$

which finally allows us to obtain

$$P_B(k) = \kappa^2 \frac{|f_k|^2}{k^2}. \quad (36)$$

Thus, the mechanism we propose generates magnetic fields preferably on large scales whereas small scale fields are partially suppressed. This is very interesting with respect to dynamo theories. Since in our model the small scale fields are partially damped, the problem of their amplification evoked in the introduction is less crucial. However, the exact expression of the magnetic field power spectrum $P_B(k)$ depends on the shape of the flux power spectrum $|f_k|^2$.

The fluctuations $f(x,y)$ of the ionizing flux are directly related to the fluctuations of the optical depth according to

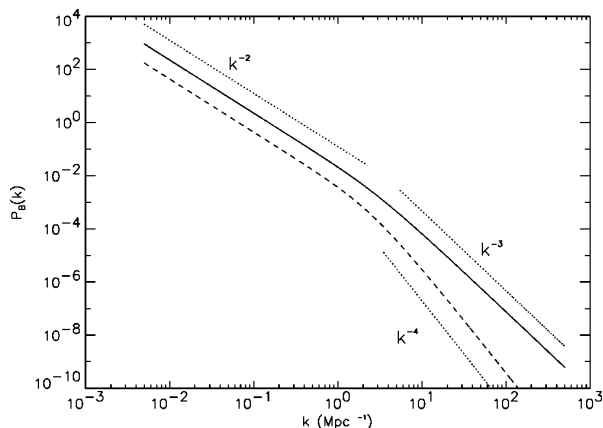


FIG. 2. Power spectrum of the generated magnetic field in the nonsaturated regime. A power law $|\delta_k|^2 \propto k^n$ power spectrum has been assumed for the density fluctuations. Solid line: $n = -1$; dashed line: $n = -2$. Normalization is arbitrary. Slopes are indicated by dotted lines.

$$f(x, y) = e^{-\tau_1(x, y)} - 1, \quad (37)$$

where

$$\tau_1(x, y) = -\sigma_i \bar{n}_h \int_0^l \delta(\mathbf{r}) dz \quad (38)$$

(σ_i is the ionization cross section, \bar{n}_h is the mean particle density and δ represents the density fluctuations) and the fluctuation power spectrum can be expressed in terms of the power spectrum of the optical depth $|\tau_k|^2$.

Following Bartelmann and Schneider [27] in their derivation of the Limber's formula in Fourier space, we relate the latter to the density power spectrum $|\delta_k|^2$ as

$$|\tau_k|^2 \propto \int \frac{d^2 \mathbf{k}'_{\perp}}{2\pi} \delta_D(\mathbf{k}'_{\perp} - \mathbf{k}_{\perp}) \int dk'_{\parallel} |\delta_{k'}|^2 \left(\frac{2}{k'_{\parallel} l} \sin \frac{k'_{\parallel} l}{2} \right)^2. \quad (39)$$

The last integral in the equation above represents in Fourier space the projection on the (xOy) plane of the matter density over a distance l . Density fluctuations on longitudinal scales larger than l do not contribute to the projected power spectrum and the integration therefore must be carried over the interval $k_{\parallel} \in [2\pi/l, +\infty]$.

In the optically thin limit, $P_B(k) \propto |\tau_k|^2/k^2$. Assuming a power law density spectrum $|\delta_k|^2 \propto k^n$, we calculated the magnetic field power spectrum numerically in the nonsaturated case. The results shown in Fig. 2 for the cases $n = -1$ and $n = -2$ assume the integration depth $l = 1$ Mpc. The contribution of density fluctuations on scales larger than l to the optical depth fluctuations in the plane (xOy) is independent of the scale. Therefore $|f_k|^2$ is scale independent and $P_B(k) \propto k^{-2}$ for $k < 1/l$. Note, however, that this part of the power spectrum is of little pertinence since it corresponds to scales larger than $l \sim 1$ Mpc. These scales are comparable to, or larger than the mean distance between ionizing sources

and at those scales, our assumptions break down (lost flux anisotropy). On scales smaller than l , the magnetic field power spectrum is strongly decreasing. Depending on the spectral index n chosen for the density power spectrum, small scale magnetic fields are strongly damped. For $n \approx -1$, corresponding roughly to the spectral index on galaxy cluster scales, the magnetic field power spectrum goes as k^{-3} , whereas on galactic scales where $n \approx -2$, small scale magnetic fields are damped even more strongly, $P_B(k) \propto k^{-4}$. This result makes our magnetogenesis model a very interesting ingredient for dynamo amplification theories for which small scale fields seem to be problematic, as explained in the Introduction.

We have nevertheless to bear in mind that the results above are derived in the nonsaturated regime. A similar study is currently undertaken for the saturated case. However, we might expect that even in the saturated case, small scale fields will be largely damped.

D. Application to the interstellar medium

Magnetic fields in galaxies are organized on large scale and have intensities of a few μG (see, e.g., Ref. [28], and references therein). Observations show that the structure of the magnetic field in the interstellar medium (ISM) is correlated with the matter distribution comforting the growing evidence that the ISM is structured not only by gravity but also by supersonic alfvénic turbulence.

The situation presented in Sec. II A occurs naturally in the ISM, especially for clouds in the vicinity of OB star associations. It is thus legitimate to ask whether our mechanism can contribute significantly to the observed magnetic field strengths and possibly account for the poloidal geometry of magnetic fields observed around molecular filaments [29], as suggested by Fig. 1.

As long as the electron-ion collisions dominate over electron-neutral collisions, we can apply directly the results derived in Sec. III A. The electron-neutral collision cross section is of the order of a few 10^{-15} cm^2 [30]. In the neutral diffuse ISM where $T \sim 1 \times 10^4 \text{ K}$, $n_H \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ and $n_e/n_H \sim 1 \times 10^{-2}$, the electron-neutral and the electron-ion collision frequencies are $\nu_{en} \approx 1.5 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ and $\nu_{ei} \approx 9.6 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$, respectively. Therefore, the ionized component dominates in the diffuse neutral ISM. In interstellar clouds, where hydrogen is neutral but carbon is still ionized, $T = 30$ to 100 K , $n_H = 100$ to 1000 cm^{-3} , and $n_e/n_H \sim 1 \times 10^{-4}$, we have $\nu_{en} = 1 \times 10^{-8}$ to $9 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ while $\nu_{ei} = 7 \times 10^{-4}$ to $3 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ and the contribution of ions is even more dominant. Thus, we can ignore the presence of neutrals and apply Eqs. (17) and (18).

When the electron-ion collisions dominate, the unsaturated magnetic field is independent of the density and depends only on the temperature. Taking the photon flux given by a $10^6 L_{\odot}$ OB association at 10 pc and a transverse gradient created by a 1 pc interstellar cloud, we get

$$B_{\text{unsat}} = 1.25 \times 10^{-10} f T^{3/2} \text{ G} \quad (40)$$

or $B_{\text{unsat}} \approx 1.25 \times 10^{-4} f \text{ G}$ in the diffuse medium and $B_{\text{unsat}} \approx 1.5 \times 10^{-8} f \text{ G}$ in clouds. The critical fields B_{crit} where the

Pederson conductivity saturates are 2×10^{-10} to 1×10^{-8} and 3.5×10^{-13} G in the clouds and the diffuse medium, respectively. We thus see that the saturation plays little rôle in clouds but reduces by a large factor the field in the diffuse medium. The saturated magnetic fields which are produced by our mechanism are

$$B_{\text{sat}} = (B_{\text{unsat}} B_{\text{crit}}^2)^{1/3}, \quad (41)$$

that is $B_{\text{sat}} = 2.4 \times 10^{-10} f^{1/3}$ G in the diffuse medium and $2 \times 10^{-9} f^{1/3}$ to $1.5 \times 10^{-8} f^{1/3}$ G in clouds. For the specific case of molecular clouds, the induced magnetic field is roughly one order of magnitude smaller than in clouds. We therefore conclude that in the context of the ISM, our mechanism is a subdominant source of magnetic fields as compared to galactic dynamo and turbulence. In fact, the regime in the ISM is highly nonlinear, and the amplitude of relative motions of particles is large. Therefore, the processes discussed in Sec. III B dominate, and turbulence will possibly not allow electric currents to establish on long distances. The proposed mechanism fails therefore to explain the apparent poloidal structure of fields around filaments.

IV. CONCLUSIONS

We presented a new model for the generation of large scale magnetic fields. The mechanism proposed relies upon the simple physics of local charge separation which occurs naturally in the cosmological context of reionization, at a redshift $z \sim 7$. As we have seen, the first luminous objects, such as quasars, emit a radiation which ionizes the gas filling the Universe. The anisotropy of the ionizing flux leads to the generation of electrical fields. The distribution of the ionizing sources together with the gas density inhomogeneities imply that the ionizing flux is inhomogeneous. The fluctuations in the flux generate electric currents which in turn induce a magnetic field on the scale of the fluctuations.

With only a couple of simple initial assumptions, we could derive interesting properties for the generated magnetic fields. In particular, the fields produced in our model have amplitudes several orders of magnitude higher than in usual plasma physics magnetogenesis models. These fields are therefore suitable to serve as seeds on large scales for adiabatic collapse amplification up to 10^{-10} G in galaxies. Such large values represent an improvement for further amplification by dynamo mechanisms since less time is required in order to account for magnetic fields observed in high redshift galaxies.

Furthermore, relating the magnetic field power spectrum to the matter density power spectrum, we have shown that magnetic fields are generated in our model preferably on

large scales, whereas small scale fields are strongly suppressed. This result is true at least in the nonsaturated regime and we are currently exploring the saturated case. Such a property is highly interesting again with respect to dynamo amplification theories: the small scale fields are weak and therefore their amplification by dynamo represent a less crucial threat. We showed also that, in the context of the ISM, our mechanism is negligible as a source of magnetic fields when compared to usual effects such as dynamo and turbulence.

As we mentioned earlier, Subramanian *et al.* [23] and Gnedin *et al.* [24] explored the generation of magnetic field seeds in the context of reionization. In their model, the magnetic field source term is the Battery effect relying on charge separation. The latter is obtained when ionization fronts either break out from protogalaxies or propagate past overdense regions of the Universe. Across an ionizing front, the temperature varies sharply by several orders of magnitude. The driving physical process for charge separation is the thermal pressure of the gas, acting in the same way on electrons and ions. Since their mass is far smaller than the ion mass, electrons are more accelerated by the pressure force than ions and this provides charge separation. However, the mechanism we presented in this paper relies on a quite different process: The source of charge separation is not differential thermal pressure but differential radiation pressure. For a particle $i = e, p$, the acceleration due to thermal pressure is $a_i^t \propto m_i^{-1}$ whereas radiation pressure provides an acceleration $a_i^r \propto m_i^{-3}$. Radiation pressure is therefore more efficient by a factor of

$$\frac{a_e^r/a_p^r}{a_e^t/a_p^t} = \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^2 \approx 3 \times 10^6 \quad (42)$$

than thermal pressure for accelerating electrons and creating electrical fields. This explains why our model leads to orders of magnitude higher predictions than in Ref. [23]. Thus, the mechanism we described in this paper is likely to be dominant in cosmological situations where strong, anisotropic and inhomogeneous radiation pressure exists. Further developments of the model presented in this paper, relaxing our geometrical assumptions and addressing the magnetic field power spectrum in the saturated regime will appear in a forthcoming paper.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank Dr. M. Tagger for having drawn our attention to the potential importance of the saturated regime. We also thank Dr. S. Colombi for comments.

- [1] R. Beck, A. Brandenburg, D. Moss, A. Shukurov, and D. Sokoloff, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 155 (1996).
- [2] J.A. Eilek and F.N. Owen, *Astrophys. J.* **567**, 202 (2002).
- [3] P.P. Kronberg, in "High Energy Gamma-Ray Astronomy," 2001, pp. 451+.

- [4] M.J. Rees and M. Reinhardt, *Astron. Astrophys.* **19**, 189 (1972).
- [5] B. Ratra, *Astrophys. J. Lett.* **391**, L1 (1992).
- [6] K. Dimopoulos, astro-ph/0105488.
- [7] A.L. Maroto, *Phys. Rev. D* **64**, 083006 (2001).

- [8] G. Sigl, A.V. Olinto, and K. Jedamzik, *Phys. Rev. D* **55**, 4582 (1997).
- [9] D. Grasso and A. Riotto, *Phys. Lett. B* **418**, 258 (1998).
- [10] E. Battaner and H. Lesch, astro-ph/0003370.
- [11] C. Caprini and R. Durrer, *Phys. Rev. D* **65**, 023517 (2002).
- [12] L. Biermann, *Z. Naturforsch. A* **5a**, 65 (1950).
- [13] A. Lazarian, *Astron. Astrophys.* **264**, 326 (1992).
- [14] H. Lesch and M. Chiba, *Astron. Astrophys.* **297**, 305 (1995).
- [15] R. Khanna, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **295**, L6 (1998).
- [16] D. Grasso and H.R. Rubinstein, *Phys. Rep.* **348**, 163 (2001).
- [17] R. Kulsrud, S.C. Cowley, A.V. Gruzinov, and R.N. Sudan, *Phys. Rep.* **283**, 213 (1997).
- [18] G.B. Field and E.G. Blackman, *Astrophys. J.* **572**, 685 (2002).
- [19] E.G. Blackman, in *Turbulence and Magnetic Fields in Astrophysics*, edited by E. Falgarone and T. Passot, Springer Lecture Notes in Physics (Springer, Berlin, in press), astro-ph/0205002.
- [20] A. Brandenburg, in *Turbulence and Magnetic Fields in Astrophysics* [19], astro-ph/0207394.
- [21] R.H. Becker *et al.*, *Astrophys. J.* **122**, 2850 (2001).
- [22] N.Y. Gnedin and J.P. Ostriker, *Astrophys. J.* **486**, 581 (1997).
- [23] K. Subramanian, D. Narasimha, and S.M. Chitre, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **271**, L15 (1994).
- [24] N.Y. Gnedin, A. Ferrara, and E.G. Zweibel, *Astrophys. J.* **539**, 505 (2000).
- [25] K.R. Lang, *Astrophysical Formulae* (Springer, New York, 1999).
- [26] S. Burles, K.M. Nollett, and M.S. Turner, *Astrophys. J. Lett.* **552**, L1 (2001).
- [27] M. Bartelmann and P. Schneider, *Phys. Rep.* **340**, 291 (2001).
- [28] R. Beck, *Space Sci. Rev.* **99**, 243 (2001).
- [29] C. Heiles, in “ASSL Vol. 134: Interstellar Processes,” 1987, pp. 171–194.
- [30] N.A. Krall and A.W. Trivelpiece, *Principles of Plasma Physics* (McGraw-Hill, New York, 1973).

Autres publications

Comptes-rendus de conférences

1. *Generating large scale magnetic fields at reionisation*
Mathieu Langer, Nabila Aghanim, Jean-Loup Puget ; in *SF2A : Scientific Highlights 2002*, Semaine de l'Astrophysique Française, 2002, Paris, France.
2. *Generating primordial magnetic fields at reionisation*
Mathieu Langer, Nabila Aghanim, Jean-Loup Puget ; à paraître dans *The Cosmological Model*, Rencontres de Moriond Proceedings, 2002, Les Arcs, France.

Présentations par affiches

1. *Cosmological Magnetogenesis driven by Radiation Pressure*
Mathieu Langer, Nabila Aghanim, Jean-Loup Puget ; affiche présentée au "XXI Symposium on Relativistic Astrophysics", 9 - 13 décembre 2002, Florence, Italie.
2. *La génération du champ magnétique galactique*
Mathieu Langer, Nabila Aghanim, Jean-Loup Puget ; affiche présentée au "10^e Colloque Alain Bouyssy", 14 & 15 février 2002, Université Paris-Sud, Orsay, France.

Séminaires et contributions orales

1. *Génération de champs magnétiques à grande échelle à la réionisation*
 contribution orale à la semaine de l'Astrophysique Française, 24 -29 juin 2002, Paris.
2. *Generating primordial magnetic fields at reionisation*
 contribution orale aux Rencontres de Moriond *The Cosmological Model*, 16 - 23 mars 2002, Les Arcs.
3. *La génération du champ magnétique primordial*
 séminaire donné le 8 février 2002 à l'Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris-Sud, Orsay, France.
4. *Ex elumbi contortus*
 séminaire donné le 28 février 2001 au département d'Astrophysique, Université d'Oxford, Royaume Uni.
5. *How the magnetic field might help to solve the over-cooling problem*
 contribution orale à l'école Franco-Indienne "Starbursts and the Structure and Evolution of Galaxies", 10 - 20 décembre 2000, au Centre Inter-Universitaire pour l'Astronomie et l'Astrophysique (IUCAA), Pune, Inde.

Bibliographie

- Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., et al. 2000, *ApJ*, 542, 281
- Alfvén, H. 1942a, *Arkiv for Astronomi*, 29, 1
- 1942b, *Nature*, 150, 405
- Arnaud, M., Aghanim, N., Gastaud, R., et al. 2001, *A&A*, 365, L67
- Arnaud, M., Aghanim, N., & Neumann, D. M. 2002, *A&A*, 389, 1
- Arons, J. & Max, C. E. 1975, *ApJ*, 196, L77
- Athay, R. G. & Thomas, R. N. 1956, *ApJ*, 123, 299
- Athreya, R. M., Kapahi, V. K., McCarthy, P. J., & van Breugel, W. 1998, *A&A*, 329, 809
- Baek, C. H., Kang, H., & Ryu, D. 2002, à paraître dans *ApJ* (Vol. 584, num. 2, fév. 2003) ; astro-ph/0211179
- Balbi, A., Ade, P., Bock, J., et al. 2000, *ApJ*, 545, L1
- Balbus, S. A. 1986, *ApJ*, 303, L79
- 1991, *ApJ*, 372, 25
- Balbus, S. A. 1995, in ASP Conf. Ser. 80 : The Physics of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium, 328–+
- Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., & Scalo, J. 1999, *ApJ*, 515, 286
- Balogh, M. L., Pearce, F. R., Bower, R. G., & Kay, S. T. 2001, *MNRAS*, 326, 1228
- Baron, E. & White, S. D. M. 1987, *ApJ*, 322, 585
- Barrow, J. D., Ferreira, P. G., & Silk, J. 1997, *Phys. Rev. Lett.*, 78, 3610
- Bartelmann, M. & Schneider, P. 2001, *Phys. Rep.*, 340, 291
- Battaner, E. & Lesch, H. 2000, accepté dans *Anales de Física*, astro-ph/0003370
- Beck, R., Brandenburg, A., Moss, D., Shukurov, A., & Sokoloff, D. 1996, *ARA&A*, 34, 155
- Becker, R. H., Fan, X., White, R. L., et al. 2001, *AJ*, 122, 2850
- Begelman, M. C. & McKee, C. F. 1990, *ApJ*, 358, 375
- Benson, A. J., Frenk, C. S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Cole, S. 2002, *MNRAS*, 333, 177
- Biermann, L. 1950, *Zs. Naturforsch.*, 5a, 65+
- Binney, J. 1977, *ApJ*, 215, 483
- Blackman, E. G. 2002, à paraître dans *Turbulence and Magnetic Fields in Astrophysics*, eds. E. Falgarone & T. Passot, Springer Lecture Notes in Physics (astro-ph/0205002)
- Blackman, E. G. & Brandenburg, A. 2002, *ApJ*, 579, 359
- Blanchard, A., Valls-Gabaud, D., & Mamon, G. A. 1992, *A&A*, 264, 365
- Blanco-Pillado, J. J. & Bucher, M. 2002, *Phys. Rev. D*, 65, 83517

- Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Primack, J. R., & Rees, M. J. 1984, *Nature*, 311, 517
- Bonazzola, S., Heyvaerts, J., Falgarone, E., Pérault, M., & Puget, J. L. 1987, *A&A*, 172, 293
- Bonnor, W. B. 1956, *MNRAS*, 116, 351
- Boratav, M. 2002, *Europhysics News*, 33, 162
- Boss, A. P. 2002, *ApJ*, 568, 743
- Brustein, R., Gasperini, M., Giovannini, M., Mukhanov, V. F., & Veneziano, G. 1995, *Phys. Rev. D*, 51, 6744
- Bullock, J. S., Kravtsov, A. V., & Weinberg, D. H. 2000, *ApJ*, 539, 517
- Burles, S., Nollett, K. M., & Turner, M. S. 2001, *ApJ*, 552, L1
- Caprini, C. & Durrer, R. 2002, *Phys. Rev. D*, 65, 023517+
- Carlberg, R. G. & Pudritz, R. E. 1990, *MNRAS*, 247, 353
- Caselli, P. & Myers, P. C. 1995, *ApJ*, 446, 665
- Cho, J., Lazarian, A., & Vishniac, E. T. 2002, *ApJ*, 566, L49
- Choudhuri, A. R. 1998, *The physics of fluids and plasmas : an introduction for astrophysicists* (Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom)
- Chun, E. & Rosner, R. 1993, *ApJ*, 408, 678
- Clifford, P. & Elmegreen, B. G. 1983, *MNRAS*, 202, 629
- Cole, S. 1991, *ApJ*, 367, 45
- Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Frenk, C. S. 2000, *MNRAS*, 319, 168
- Coles, P. & Lucchin, F. 1995, *Cosmology. The origin and evolution of cosmic structure* (Chichester : Wiley)
- Couchman, H. M. P. & Rees, M. J. 1986, *MNRAS*, 221, 53
- Croft, R. A. C., Weinberg, D. H., Pettini, M., Hernquist, L., & Katz, N. 1999, *ApJ*, 520, 1
- Crutcher, R. M. 1999, *ApJ*, 520, 706
- Dahlburg, R. B., Devore, C. R., Picone, J. M., Mariska, J. T., & Karpen, J. T. 1987, *ApJ*, 315, 385
- Dalgarno, A. & McCray, R. A. 1972, *ARA&A*, 10, 375
- Davies, G. & Widrow, L. M. 2000, *ApJ*, 540, 755
- Davis, A., Lilley, M., & Törnkvist, O. 1999, *Phys. Rev. D*, 60, 21301
- de Bernardis, P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2000, *Nature*, 404, 955
- de Blok, W. J. G., McGaugh, S. S., Bosma, A., & Rubin, V. C. 2001, *ApJ*, 552, L23
- de Blok, W. J. G., McGaugh, S. S., & van der Hulst, J. M. 1996, *MNRAS*, 283, 18
- Dekel, A. & Silk, J. 1986, *ApJ*, 303, 39
- D'Hendecourt, L. B. & Léger, A. 1987, *A&A*, 180, L9
- Dib, S. & Burkert, A. 2002, in *SF2A : Scientific Highlights 2002*, 25–26
- Dimopoulos, K., Prokopec, T., Tornkvist, O., & Davis, A. C. 2002, *Phys. Rev. D*, 65, 063505
- Dodelson, S., Narayanan, V. K., Tegmark, M., et al. 2002, *ApJ*, 572, 140
- Draine, B. T. 1978, *ApJS*, 36, 595
- Ebert, R. 1955, *Zs. Astrophys.*, 37, 217
- Efstathiou, G. 1992, *MNRAS*, 256, 43P
- Efstathiou, G. & Moody, S. J. 2001, *MNRAS*, 325, 1603

-
- Eilek, J. A. & Owen, F. N. 2002, *ApJ*, 567, 202
- Eke, V., Efstathiou, G., & Wright, L. 2000, *MNRAS*, 315, L18
- El-Zant, A., Shlosman, I., & Hoffman, Y. 2001, *ApJ*, 560, 636
- Elmegreen, B. G. 1985, *ApJ*, 299, 196
- 1997, *ApJ*, 480, 674
- 2000, *ApJ*, 530, 277
- Falgarone, E., Phillips, T. G., & Walker, C. K. 1991, *ApJ*, 378, 186
- Falgarone, E. & Puget, J. L. 1986, *A&A*, 162, 235
- Fall, S. M. & Efstathiou, G. 1980, *MNRAS*, 193, 189
- Fall, S. M. & Rees, M. J. 1985, *ApJ*, 298, 18
- Fatuzzo, M. & Adams, F. C. 1993, *ApJ*, 412, 146
- Ferguson, H. C., Dickinson, M., & Papovich, C. 2002, *ApJ*, 569, L65
- Fermi, E. 1949, *Phys. Rev.*, 75, 1169
- 1954, *ApJ*, 119, 1
- Fiedler, R. A. & Mouschovias, T. C. 1993, *ApJ*, 415, 680
- Field, G. B. 1965, *ApJ*, 142, 531+
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. 1969, *ApJ*, 155, L149
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., et al. 2001, *ApJ*, 553, 47
- Fukugita, M., Hogan, C. J., & Peebles, P. J. E. 1998, *ApJ*, 503, 518
- Galtier, S., Nazarenko, S. V., Newell, A. C., & Pouquet, A. 2000, *J. Plasm. Phys.*, 63, 447
- 2002, *ApJ*, 564, L49
- Gammie, C. F. & Ostriker, E. C. 1996, *ApJ*, 466, 814
- Gerhard, O. E. & Spergel, D. N. 1992, *ApJ*, 389, L9
- Gnedin, N. Y., Ferrara, A., & Zweibel, E. G. 2000, *ApJ*, 539, 505
- Gnedin, N. Y. & Ostriker, J. P. 1997, *ApJ*, 486, 581+
- Gnedin, O. Y. & Zhao, H. 2002, *MNRAS*, 333, 299
- Goldreich, P. & Kwan, J. 1974, *ApJ*, 189, 441
- Goldreich, P. & Sridhar, S. 1995, *ApJ*, 438, 763
- 1997, *ApJ*, 485, 680
- Gomez-Pelaez, A. J. & Moreno-Insertis, F. 2002, *ApJ*, 569, 766
- Grasso, D. & Riotto, A. 1998, *Phys. Lett. B*, 418, 258
- Grasso, D. & Rubinstein, H. R. 2001, *Phys. Rep.*, 348, 163
- Green, A. M. & Liddle, A. R. 1996, *Phys. Rev. D*, 54, 2557
- Guth, A. H. 1981, *Phys. Rev. D*, 23, 347
- Habing, H. J. & Goldsmith, D. W. 1971, *ApJ*, 166, 525
- Hagiwara, K., Hikasa, K., Nakamura, K., et al. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 010001+
- Hale, G. E. 1908, *ApJ*, 28, 315+
- Heiles, C. 1987, in *ASSL Vol. 134 : Interstellar Processes*, 171–194
- Heiles, C. 1990, in *IAU Symp. 140 : Galactic and Intergalactic Magnetic Fields*, Vol. 140, 35–40

- Heitsch, F., Mac Low, M., & Klessen, R. S. 2001, *ApJ*, 547, 280
- Hennebelle, P. 2000, *Formation et évolution des structures dans le milieu interstellaire : une approche théorique, numérique et observationnelle*, Thèse de Doctorat, Université Denis Diderot - Paris VII
- Hennebelle, P., Langer, M., Pérault, M., & Puget, J. L. 2003, en préparation
- Hennebelle, P. & Pérault, M. 1999, *A&A*, 351, 309
- 2000, *A&A*, 359, 1124
- Hindmarsh, M. & Everett, A. 1998, *Phys. Rev. D*, 58, 103505+
- Ibanez S., M. H., Parravano, A., & Mendoza B., C. A. 1993, *ApJ*, 407, 611
- Ikeuchi, S. & Norman, C. A. 1991, *ApJ*, 375, 479
- Illarionov, A. F. & Igumenshchev, I. V. 1998, *MNRAS*, 298, 909
- Iroshnikov, P. S. 1963, *AZh*, 40, 742
- Jeans, J. H. 1902, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 199, 1
- Kaiser, N. 1998, *ApJ*, 498, 26
- Kang, H., Shapiro, P. R., Fall, S. M., & Rees, M. J. 1990, *ApJ*, 363, 488
- Katz, N. & Gunn, J. E. 1991, *ApJ*, 377, 365
- Kauffmann, G., Colberg, J. M., Diaferio, A., & White, S. D. M. 1999, *MNRAS*, 303, 188
- Khanna, R. 1998, *MNRAS*, 295, L6
- Khoury, J., Ovrut, B. A., Steinhardt, P. J., & Turok, N. 2001, *Phys. Rev. D*, 64, 123522
- Kibble, T. W. B. 1976, *J. Phys.*, A9, 1387
- Kim, E., Olinto, A. V., & Rosner, R. 1996, *ApJ*, 468, 28
- Klein, U., Wielebinski, R., & Morsi, H. W. 1988, *A&A*, 190, 41
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., & Prada, F. 1999, *ApJ*, 522, 82
- Kochanek, C. S. & White, M. 2000, *ApJ*, 543, 514
- Kolb, E. W. & Turner, M. S. 1990, *The early universe*, *Frontiers in Physics* (Reading, Massachusetts : Addison-Wesley)
- Kraichnan, R. H. 1965, *Phys. Fluids*, 8, 1385
- Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., Bullock, J. S., & Primack, J. R. 1998, *ApJ*, 502, 48
- Kronberg, P. P. 1994, *Reports of Progress in Physics*, 57, 325
- Kronberg, P. P. 2001, in *High Energy Gamma-Ray Astronomy*, 451+
- Kronberg, P. P., Perry, J. J., & Zukowski, E. L. H. 1992, *ApJ*, 387, 528
- Kulsrud, R. M. & Anderson, S. W. 1992, *ApJ*, 396, 606
- Lang, K. R. 1999, *Astronomy and Astrophysics Library*, Vol. I, *Astrophysical formulae*, 3^e edn. (New York : Springer, 1999)
- Langer, M. & Puget, J. L. 2002, à paraître dans *A&A*
- Langer, M. & Puget, J.-L. 2003, en préparation
- Langer, M., Puget, J. L., & Aghanim, N. 2002, à paraître dans *Phys. Rev. D*
- Langlois, D. 2001, *Phys. Rev. Lett.*, 86, 2212
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Lazarian, A. 1992, *A&A*, 264, 326

-
- Lesch, H. & Chiba, M. 1995, *A&A*, 297, 305+
- Lifshitz, E. 1946, *J. Phys. (URSS)*, 10, 116
- Lin, D. N. C. & Murray, S. D. 2000, *ApJ*, 540, 170
- Linde, A. D. 1982a, *Phys. Lett.*, B114, 431
- 1982b, *Phys. Lett.*, B108, 389
- 1982c, *Phys. Lett.*, B116, 335
- Linde, A. D. 2000, in *The primordial universe (L'univers primordial)*, ed. P. Binétruy, R. Schaeffer, J. Silk, & F. David, Ecole d'été de physique théorique, Les Houches, session LXXI, 28 juin - 23 juillet 1999 (EDP-Sciences & Springer), 341–396
- Lioure, A. 1990, *L'instabilité thermique et son rôle dans la morphologie et la dynamique du milieu interstellaire*, Thèse de Doctorat, Université Denis Diderot - Paris VII
- Maartens, R. 2000, *Pramana*, 55, 575, astro-ph/0007352
- Mac Low, M., Klessen, R. S., Burkert, A., & Smith, M. D. 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 2754
- Malyshkin, L. 2001, *ApJ*, 554, 561
- McGaugh, S. S. & de Blok, W. J. G. 1998, *ApJ*, 499, 41
- McKee, C. F. 1995, in *ASP Conf. Ser. 80 : The Physics of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium*, 292–+
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148
- McKee, C. F. & Zweibel, E. G. 1995, *ApJ*, 440, 686+
- Meerson, B. 1996, *Reviews of Modern Physics*, 68, 215
- Mestel, L. 1990, in *IAU Symp. 142 : Basic Plasma Processes on the Sun*, Vol. 142, 67–75
- Mestel, L. & Paris, R. B. 1984, *A&A*, 136, 98
- Mestel, L. & Spitzer, L. 1956, *MNRAS*, 116, 503
- Miyahata, K. & Ikeuchi, S. 1995, *PASJ*, 47, L37
- Mo, H. J. & Miralda-Escudé, J. 1996, *ApJ*, 469, 589
- Mo, H. J. & White, S. D. M. 2002, *MNRAS*, 336, 112
- Mohr, J. J., Reese, E. D., Ellingson, E., Lewis, A. D., & Evrard, A. E. 2000, *ApJ*, 544, 109
- Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., et al. 1999, *ApJ*, 524, L19
- Mouschovias, T. C. 1976, *ApJ*, 207, 141
- 1991, *ApJ*, 373, 169
- Myers, P. C., Goodman, A. A., Gusten, R., & Heiles, C. 1995, *ApJ*, 442, 177
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1995, *MNRAS*, 275, 56
- 1996, *ApJ*, 462, 563
- 1997, *ApJ*, 490, 493
- Navarro, J. F. & Steinmetz, M. 1997, *ApJ*, 478, 13
- Neumann, D. M., Arnaud, M., Gastaud, R., et al. 2001, *A&A*, 365, L74
- Norman, C. & Silk, J. 1980, *ApJ*, 238, 158
- Oren, A. L. & Wolfe, A. M. 1995, *ApJ*, 445, 624
- Palanque-Delabrouille, N. 2001, *New Astronomy Review*, 45, 395
- Parker, E. N. 1953, *ApJ*, 117, 431

- Peacock, J. A. 1999, *Cosmological Physics* (Cambridge, Royaume Uni : Cambridge University Press)
- Peebles, P. J. E. 1980, *The Large-Scale Structure of the Universe* (Princeton, N.J., Princeton University Press)
- Pelletier, G. 2001, in *Lecture Notes in Physics*, Vol. 576, *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays* (Berlin : Springer, 2001), 58–+
- Percival, W. J., Baugh, C. M., Bland-Hawthorn, J., et al. 2001, *MNRAS*, 327, 1297
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *ApJ*, 517, 565
- Pryke, C., Halverson, N. W., Leitch, E. M., et al. 2002, *ApJ*, 568, 46
- Pudritz, R. E. 1990, *ApJ*, 350, 195
- Puget, J. L. 1991, in *IAU Symp. 147 : Fragmentation of Molecular Clouds and Star Formation*, Vol. 147, 75–+
- Quinn, T., Katz, N., & Efstathiou, G. 1996, *MNRAS*, 278, L49
- Ratra, B. 1992, *ApJ*, 391, L1
- Rees, M. J. 1987, *QJRAS*, 28, 197
- Rees, M. J. & Ostriker, J. P. 1977, *MNRAS*, 179, 541
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *AJ*, 116, 1009
- Roberge, W. G. & Lazarian, A. 1999, *MNRAS*, 305, 615
- Rosner, R. & Tucker, W. H. 1989, *ApJ*, 338, 761
- Ruzmaikina, T. V. & Ruzmaikin, A. A. 1970, *AZh*, 47, 1206
- Scalo, J. M. 1987, in *ASSL Vol. 134 : Interstellar Processes*, 349–392
- Semelin, B. & Combes, F. 2002, *A&A*, 388, 826
- Shu, F. H. 1992, *The physics of astrophysics. Vol.2 : Gas dynamics* (A Series of Books in Astronomy, Mill Valley, CA : University Science Books, 1992)
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Sigl, G., Olinto, A. V., & Jedamzik, K. 1997, *Phys. Rev. D*, 55, 4582
- Silk, J. 1977, *ApJ*, 211, 638
- Silk, J. & Bouwens, R. 2001, *New Astronomy Review*, 45, 337
- Silk, J. & Norman, C. 1981, *ApJ*, 247, 59
- Silk, J. & Werner, M. W. 1969, *ApJ*, 158, 185
- Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., et al. 1992, *ApJ*, 396, L1
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Somerville, R. S. & Primack, J. R. 1999, *MNRAS*, 310, 1087
- Sommer-Larsen, J., Götz, M., & Portinari, L. 2002, *Ap&SS*, 281, 519
- Spergel, D. N. & Steinhardt, P. J. 2000, *Phys. Rev. Lett.*, 84, 3760
- Spitzer, L. 1956, *Physics of Fully Ionized Gases* (Physics of Fully Ionized Gases, New York : Interscience Publishers, 1956)
- 1982, *ApJ*, 262, 315
- Spitzer, L. J. & Tomasko, M. G. 1968, *ApJ*, 152, 971
- Sridhar, S. & Goldreich, P. 1994, *ApJ*, 432, 612

-
- Starobinskii, A. A. 1979, *JETP Lett.*, 30, 682
- Steinmetz, M. & Navarro, J. F. 1999, *ApJ*, 513, 555
- Stoehr, F., White, S. D. M., Tormen, G., & Springel, V. 2002, *MNRAS*, 335, L84
- Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Gammie, C. F. 1998, *ApJ*, 508, L99
- Subramanian, K., Narasimha, D., & Chitre, S. M. 1994, *MNRAS*, 271, L15
- Sutherland, R. S. & Dopita, M. A. 1993, *ApJS*, 88, 253
- Theuns, T., Schaye, J., Zaroubi, S., et al. 2002, *ApJ*, 567, L103
- Thoul, A. A. & Weinberg, D. H. 1996, *ApJ*, 465, 608
- Tremaine, S. & Gunn, J. E. 1979, *Phys. Rev. Lett.*, 42, 407
- Tribble, P. C. 1989, *MNRAS*, 238, 1247
- Troland, T. H. & Heiles, C. 1986, *ApJ*, 301, 339
- Tsagas, C. G. 2001, *Phys. Rev. Lett.*, 86, 5421
- Tully, R. B., Somerville, R. S., Trentham, N., & Verheijen, M. A. W. 2002, *ApJ*, 569, 573
- Turner, M. S. & Widrow, L. M. 1988, *Phys. Rev. D*, 37, 2743
- Vainshtein, S. I. & Cattaneo, F. 1992, *ApJ*, 393, 165
- Vallée, J. P. 1990, *A&A*, 239, 57
- van Albada, T. S., Bahcall, J. N., Begeman, K., & Sancisi, R. 1985, *ApJ*, 295, 305
- van den Bosch, F. C., Robertson, B. E., Dalcanton, J. J., & de Blok, W. J. G. 2000, *AJ*, 119, 1579
- van den Bosch, F. C. & Swaters, R. A. 2001, *MNRAS*, 325, 1017
- Vázquez-Semadeni, E., Gazol, A., & Scalo, J. 2000, *ApJ*, 540, 271
- Velázquez, H. & White, S. D. M. 1999, *MNRAS*, 304, 254
- Verstraete, L., Léger, A., D'Hendecourt, L., Defourneau, D., & Dutuit, O. 1990, *A&A*, 237, 436
- Vilenkin, A. 1981, *Phys. Rev. Lett.*, 46, 1169
- Wasserman, I. 1978, *ApJ*, 224, 337
- Weil, M. L., Eke, V. R., & Efstathiou, G. 1998, *MNRAS*, 300, 773
- Weinberg, E. J. 1989, *Phys. Rev. D*, 40, 3950
- White, S. D. M. & Frenk, C. S. 1991, *ApJ*, 379, 52
- White, S. D. M. & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, 183, 341
- Williams, J. P., Blitz, L., & McKee, C. F. 2000, *Protostars and Planets IV*, 97
- Wolfe, A. M., Lanzetta, K. M., & Oren, A. L. 1992, *ApJ*, 388, 17
- Wolfe, M. G., Hollenbach, D., McKee, C. F., Tielens, A. G. G. M., & Bakes, E. L. O. 1995, *ApJ*, 443, 152
- Wolfe, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. 2002, soumis à *ApJ*, astro-ph/0207098
- Wright, E. L., Meyer, S. S., Bennett, C. L., et al. 1992, *ApJ*, 396, L13
- Yoshida, N., Stoehr, F., Springel, V., & White, S. D. M. 2002, *MNRAS*, 335, 762
- Zanstra, H. 1955, in *IAU Symp. 2 : Gas Dynamics of Cosmic Clouds*, Vol. 2, 70–+
- Zeldovich, I. B. 1980, *MNRAS*, 192, 663
- Zweibel, E. G. & Josafatsson, K. 1983, *ApJ*, 270, 511
- Zweibel, E. G. & McKee, C. F. 1995, *ApJ*, 439, 779