

PREMIÈRE PARTIE

Structuration du milieu interstellaire

Miles Monroe : Science is an intellectual dead end, you know ? It's a lot of little guys in tweed suits cutting up frogs on foundation grants.

"Sleeper" (Woody Allen)

CHAPITRE I

Le milieu interstellaire

1.1 Introduction

L'astronomie est une science naturelle par excellence, car elle se fonde, avant toute analyse, sur l'observation et la classification de ses objets d'étude. Parmi ceux-ci, le Soleil, la Lune, les étoiles et les planètes sont sans aucun doute les plus accessibles au regard des hommes, et si leurs natures respectives restèrent longtemps mystérieuses, la clarté de l'un, les phases de l'autre, le ballet ordonné des troisièmes et le mouvement erratique des dernières suffisent à les considérer comme des objets différents. D'autres astres encore ne peuvent manquer d'être remarqués à l'œil nu : la Voie Lactée, qui s'étend d'un bout à l'autre du ciel, et dont l'aspect singulier est à l'origine de nombreux mythes ; les comètes et les supernovæ, longtemps annonciatrices de grands bouleversements ; les "nébuleuses", enfin, à l'aspect diffus, et dont le nom même trahit la méconnaissance de leur nature véritable.

Avec les progrès des méthodes d'observation, marqués en particulier par la construction de la lunette de Galilée, cette vision du monde s'est affinée, les planètes sont soudain apparues plus proches et on a pu observer leurs satellites. Quant à la Voie Lactée, elle s'est révélée être la combinaison des éclats de milliards d'étoiles lointaines. Un lien a ainsi été fait entre des objets *a priori* entièrement différents, et la naissance de la physique moderne a permis de consolider ce changement de point de vue. On songe en particulier à la conception newtonienne de la gravité, qui a unifié des phénomènes terrestres et célestes apparemment sans lien et ouvert la voie à une étude physique des astres.

Les découvertes d'Edwin Hubble, au cours des années 1920 et 1930, permirent elles aussi de corriger la classification des objets astronomiques, en identifiant certaines des nébuleuses observées comme autant d'"univers-îles" semblables à notre propre galaxie et extrêmement lointains [Hubble, 1936]. Les autres, objets finalement relativement proches, ont peu à peu été perçues comme les preuves visibles que l'espace interstellaire est loin d'être vide. L'ouverture d'autres domaines spectraux d'observation, en infrarouge et en radio notamment, en a en effet, par la suite, révélé la richesse.

1.2 La machinerie galactique

1.2.a Un système complexe et hiérarchisé

Telle qu'on la conçoit désormais [Binney & Tremaine, 1987], la galaxie se présente comme un système hiérarchique, dont on peut distinguer plusieurs niveaux d'organisation. À des échelles de l'ordre de l'unité astronomique ($1 \text{ UA} \simeq 150.10^6 \text{ km}$), les étoiles et leurs cortèges planétaires forment les constituants élémentaires du système galactique. Celui-ci est formé d'un bulbe sphérique central, d'un disque en rotation, dont le diamètre est de l'ordre de la trentaine de kiloparsecs ($1 \text{ pc} = 3,08.10^{13} \text{ km}$) et au sein duquel des ondes de densité forment des bras spiraux, d'un halo stellaire et d'un halo de matière noire. Les étoiles du disque et du bulbe (population I) sont plus jeunes que celles du halo (population II). L'existence du halo de matière noire est suggérée par l'absence de chute de la vitesse de rotation à grande distance du centre galactique [Mannheim, 1997]. Selon les estimations, la masse de ce halo pourrait atteindre 90% de la masse totale de notre galaxie. Aux échelles intermédiaires, entre les étoiles, le milieu interstellaire (MIS) est localisé principalement dans le disque galactique [Lequeux *et al.*, 2002] et essentiellement constitué de gaz sous plusieurs phases¹ ainsi que de poussières. Cette image hiérarchisée n'est cependant qu'une première approximation, qui peut se révéler trompeuse, car les différentes composantes ci-dessus sont en interaction constante. La galaxie dans son ensemble peut être considérée comme un système fermé², en

¹Le terme "phase" est ici à comprendre dans le sens de conditions physiques.

²Ici, fermé signifie qu'il n'y a pas ou très peu d'échange de matière avec l'extérieur. Le rayonnement électromagnétique de la galaxie nous interdit en effet de la considérer comme un système entièrement isolé puisqu'elle laisse s'échapper une

faisant abstraction des effets gravitationnels dûs aux autres galaxies. En revanche, les échanges de masse et d'énergie entre le milieu interstellaire et les étoiles, d'une part, et le transfert de l'énergie gravitationnelle globale de la galaxie vers les échelles plus petites, d'autre part, font du MIS un système fondamentalement ouvert et hors d'équilibre.

I.2.b Le rôle du milieu interstellaire

L'interaction particulièrement complexe du milieu interstellaire avec les autres composantes du système galactique est au cœur du problème de la formation stellaire [Jeans, 1902]. C'est au sein des régions les plus denses du MIS que les étoiles naissent de la contraction gravitationnelle de nuages de gaz. En retour, le rayonnement électromagnétique émis par les étoiles dissocie et ionise les espèces chimiques présentes dans le milieu environnant [van Dishoeck & Black, 1988], tandis que les vents stellaires et les supernovæ d'une part enrichissent ce dernier en éléments lourds formés dans les réactions thermonucléaires en leur centre, et d'autre part y injectent de l'énergie sous forme de mouvements turbulents. A l'autre bout de la hiérarchie, la rotation différentielle de la galaxie et les ondes de densité à l'origine de la structure spirale du disque [Lin & Shu, 1964] sont suspectées de participer à l'agitation macroscopique du milieu interstellaire et à la formation de condensations locales [Elmegreen, 2002]. Cette position stratégique du MIS dans le système galactique contraste fortement avec son peu d'importance en masse (environ 5% de la masse des étoiles et 0,5% de la masse totale de la galaxie) [Lequeux *et al.*, 2002].

I.3 Le gaz interstellaire

I.3.a Un milieu à la physique inhabituelle

Dans l'ensemble, le gaz du MIS est un milieu très peu dense, où la densité de particules varie *grosso modo* entre quelques 10^{-3} et 10^4 particules par centimètre cube, mais dont l'étendue est si grande (on compte en moyenne seulement une étoile par parsec cube au voisinage du Soleil) que la densité de colonne, qui représente la quantité de matière interceptée par une ligne de visée, est typiquement de l'ordre de quelques 10^{21} cm^{-2} , suffisante pour que des phénomènes très faibles deviennent mesurables. C'est le cas, par exemple, de la raie à 21 cm, correspondant à la transition entre les deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'hydrogène atomique neutre (HI) [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1973]. Théoriquement, un atome d'hydrogène dont les spins du proton et de l'électron sont parallèles peut subir une transition de retournement de spin, l'énergie étant libérée sous forme d'un photon radio de longueur d'onde 21 cm (1420 MHz). Cette désexcitation radiative est cependant fortement interdite et la durée de vie du niveau de plus haute énergie est de l'ordre de 10^7 ans. Sur Terre, et même dans les vides les plus poussés, les collisions entre atomes empêchent d'observer cette transition. Seul le milieu interstellaire peut offrir simultanément les faibles densités et les grandes quantités de matière permettant cette observation [van De Hulst, 1951]. De même, le MIS est le lieu idéal de formation d'espèces chimiques hautement instables dans les conditions du laboratoire [Lequeux & Roueff, 1991].

I.3.b Composition chimique

À l'exception de l'enrichissement en éléments lourds par les étoiles, la composition chimique du gaz interstellaire reflète bien les caractéristiques de la nucléosynthèse primordiale [Harwit & Spaans, 2003]. L'hydrogène représente 70% de sa masse, l'hélium 28%, tandis que les 2% restants³ sont principalement constitués de carbone, d'oxygène, d'azote, ainsi que d'autres éléments plus lourds [Frisch & Slavin, 2003]. De plus, l'hélium ne participant pas aux réactions chimiques et étant bien couplé à l'hydrogène par les collisions, il est possible de l'inclure dans le traitement du seul gaz d'hydrogène en modifiant simplement la masse moyenne par particule. Quant à l'hydrogène lui-même, on le trouve d'une part sous une forme atomique et ionisée, observée dans le visible grâce à la raie de recombinaison $\text{H}\alpha$ à 656,2 nm, d'autre part sous la forme atomique et neutre déjà évoquée, et enfin sous forme moléculaire, dont l'émission est difficilement observable directement (voir la section I.3.d). Les transitions entre ces différentes espèces ont lieu en fonction de l'environnement ionisant des étoiles proches et de la densité du gaz.

puissance de l'ordre de $4.10^{10} L_{\odot}$, où L_{\odot} désigne la luminosité solaire ($1 L_{\odot} = 3,845.10^{26}$ W).

³Qu'on nomme collectivement "métaux" en astrophysique.

I.3.c Les différentes phases du gaz interstellaire

Loin de former un ensemble homogène, le gaz interstellaire présente différentes phases en température et en densité, issues de la compétition entre divers processus de chauffage et de refroidissement de ses constituants [Wolfire *et al.*, 1995]. Il existe tout d'abord une composante entièrement ionisée, très peu dense ($n \sim 6.10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) et extrêmement chaude ($T \sim 10^6 \text{ K}$), appelée milieu coronal par rapprochement avec les conditions physiques rencontrées dans la couronne solaire, ou plus prosaïquement HIM pour Hot Ionized Medium. Cette composante, fortement hors d'équilibre, est interprétée comme le produit des bulles de gaz chaud engendrées par les supernovæ [McKee & Ostriker, 1977].

Deux phases moins chaudes et plus denses sont stables thermiquement et en équilibre de pression l'une avec l'autre. Il s'agit de la composante WNM (Warm Neutral Medium) pour laquelle $n \sim 0,25 \text{ cm}^{-3}$ et $T \sim 8000 \text{ K}$, et de la composante CNM (Cold Neutral Medium), plus dense ($n \sim 25 \text{ cm}^{-3}$) et plus froide ($T \sim 80 \text{ K}$). Il n'est également pas rare de voir mentionnée une troisième phase dite WIM (Warm Ionized Medium). Cependant, la distinction observationnelle de cette phase par rapport au WNM est peu claire, le degré d'ionisation de l'hydrogène pouvant varier de manière continue. A des pressions plus élevées, on trouve d'une part la phase moléculaire, qui présente des densités supérieures à 1000 cm^{-3} pour des températures inférieures à 100 K , et d'autre part, dans l'environnement des étoiles massives de type O et B, les régions HII d'hydrogène ionisé, dont la densité peut varier d'environ 1 cm^{-3} à 10^4 cm^{-3} et dont la température est de l'ordre de 10000 K . L'estimation des masses totales des différentes composantes du MIS de la galaxie est donnée dans le tableau récapitulatif ci-dessous, où l'on rappelle qu'une masse solaire est égale à $1 M_{\odot} = 1,989.10^{30} \text{ kg}$

TAB. 1 – Les différentes composantes du gaz interstellaire

Phase	Densité (cm^{-3})	Température (K)	Masse totale (M_{\odot})
WNM	0,25	8000	$1,5.10^9$
CNM	25	80	$1,5.10^9$
Moléculaire	≥ 1000	≤ 100	10^9 (?)
WIM	0,03	8000	10^9
HIM	6.10^{-3}	10^6	10^8 (?)
Régions HII	$1-10^4$	10^4	5.10^7

I.3.d Les moyens d'observation

La diversité des conditions physiques rencontrées dans le milieu interstellaire se traduit par une nécessaire adaptation des moyens d'observation aux composantes du MIS. Chacune de celles-ci ne peut être étudiée qu'au travers de certaines raies d'absorption ou d'émission de "traceurs" de la matière. Le problème posé par ces contraintes est double. Tout d'abord, la déduction, à partir de ces données observationnelles limitées, des conditions physiques précises régnant dans une région de l'espace est obligatoirement indirecte, et souvent incomplète. Ensuite, les observations de composantes différentes étant effectuées dans des domaines spectraux différents, avec des résolutions et des sensibilités variées, toute comparaison entre elles est malaisée. Reprenant la classification des phases ci-dessus, on peut distinguer les méthodes observationnelles suivantes :

▷ En ce qui concerne le gaz neutre atomique, trois types de raies permettent de l'étudier : la raie à 21 cm du HI, les raies de structure fine dans l'infrarouge lointain et les raies d'absorption interstellaires.

La raie à 21 cm trace la composante majoritaire du milieu. Elle peut être large et en émission dans le cas du WNM [Poppel *et al.*, 1994], ou étroite et en absorption devant le continuum radio d'un quasar par exemple [Heiles, 1997], dans le cas du CNM⁴. Si le milieu est optiquement mince, les mesures obtenues grâce à cette raie en fournissent la densité de colonne en hydrogène atomique [Lequeux *et al.*, 2002]. D'autre part, les espèces présentes dans le milieu voient leur niveau fondamental séparé par le couplage de structure

⁴On peut cependant également observer cette raie en émission dans le milieu froid.

fine entre le moment orbital et le spin de leurs électrons [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1973]. Les transitions induites entre ces sous-niveaux sont généralement fortement interdites, de sorte que l'équilibre statistique des populations des niveaux ne fait intervenir que les transitions collisionnelles et l'émission spontanée. Ce sont les raies correspondant à ce dernier processus qui dominent le refroidissement de la phase neutre atomique [Wofsy *et al.*, 1971], en particulier les raies de O I à $63,18 \mu\text{m}$ dans le milieu tiède (WNM), et de C II à $157,7 \mu\text{m}$ dans le milieu froid (CNM). Enfin, la présence d'autres espèces chimiques dans la composante neutre est trahie par les raies d'absorption observées dans les spectres des étoiles [Watson, 2001], essentiellement dans le visible et l'ultraviolet (UV). C'est ainsi, d'ailleurs, que furent découvertes les premières molécules interstellaires, à savoir CH, CH⁺ et CN [Breganz, 1960].

▷ Les observations de molécules se font maintenant essentiellement grâce à leurs raies de transitions électroniques, vibrationnelles et rotationnelles. L'espèce la plus abondante de la phase moléculaire, H₂, est une molécule symétrique et ne possède donc pas de moment dipolaire permanent, ce qui rend ses transitions rotationnelles et vibrationnelles très faibles. Les transitions électroniques, quant à elles, se trouvent en général dans l'UV et sont observées en absorption devant le spectre des étoiles [Black & Dalgarno, 1976]. Les raies moléculaires vues en émission sont soit des raies de vibration lorsque la température est assez élevée, soit plus généralement des raies de rotation de molécules asymétriques, dans les domaines submillimétrique et millimétrique principalement [Heithausen *et al.*, 1998]. C'est ainsi que les raies de rotation des différents isotopes du monoxyde de carbone ¹²CO, ¹³CO, et C¹⁸O, dont l'abondance totale par rapport au dihydrogène est de l'ordre de 7.10^{-5} , permettent de tracer la matière moléculaire et d'en déduire une estimation de la densité de colonne de H₂ [Dame *et al.*, 2001].

▷ Les régions H II présentes autour d'étoiles jeunes et chaudes émettent un continuum allant de l'UV aux ondes radio, auquel viennent s'ajouter des raies de recombinaison dans les domaines optique et radio, ainsi que des raies de structure fine.

Selon le modèle de Strömgren [Strömgren, 1939], l'hydrogène est presque entièrement ionisé par le flux de photons UV d'énergie supérieure à 13,6 eV (continuum de Lyman), et l'étendue de cette région H II dépend du type de l'étoile centrale ainsi que de la densité du gaz. Plus précisément, le milieu se structure en couches concentriques où les différentes espèces se présentent avec des degrés d'ionisation divers. Dans l'ensemble, les régions H II sont en forte surpression par rapport au milieu environnant et ont une durée de vie limitée [Yorke *et al.*, 1989]. D'autre part, dans certains cas, une partie des photons ionisants s'échappe vers le milieu diffus, auquel cas on parle de région bornée par la densité, par opposition aux régions bornées par l'ionisation, où tous les photons Lyman sont absorbés au voisinage de l'étoile excitatrice. Le continuum observé en direction des régions H II est constitué d'une part de rayonnement libre-libre ("bremsstrahlung") produit lors du freinage des électrons par les ions, d'autre part d'émission libre-lié de recombinaison des paires ion-électron [Rohlfs & Wilson, 2000], et enfin de rayonnement à deux photons, processus au cours duquel une désexcitation radiative est séparée en deux étapes, passant par un niveau intermédiaire non quantifié [Lequeux *et al.*, 2002]. Les poussières présentes dans les régions H II participent également au continuum en diffusant la lumière des étoiles dans le visible et l'ultraviolet, et en réémettant dans l'infrarouge (IR) proche et moyen. Lors d'une recombinaison, l'électron capturé se trouve en général sur un niveau excité, et le retour vers l'état fondamental se fait au travers d'une cascade radiative au cours de laquelle sont émis de nombreux photons de raies, dans le visible, en infrarouge proche, et jusque dans le domaine radio pour les transitions entre niveaux de nombres quantiques élevés. Enfin, comme dans la composante neutre atomique, il existe des raies interdites de structure fine, vues en optique et en infrarouge [Aannestad & Emery, 2003].

▷ La présence d'un milieu ionisé diffus (WIM) dans le MIS est, elle, mise en évidence par des méthodes similaires [Mathis, 2000], en particulier par l'observation, même en dehors des régions H II, d'un continuum radio libre-libre, aussi bien en émission à haute fréquence qu'en absorption à plus basse fréquence. On observe également des raies de recombinaison radio de l'hydrogène, ainsi que des raies optiques de recombinaison et de structure fine, mais une preuve spécifique de la présence d'électrons dans le MIS vient des mesures de dispersion du rayonnement radio des pulsars [Rand & Lyne, 1994]. L'existence de ce milieu diffus et ionisé est probablement due au champ ambiant de photons UV présents dans le MIS et issus des populations stellaires jeunes.

▷ L'existence de raies d'absorption d'espèces hautement ionisées [York, 1974] telles que OVI ne peut s'expliquer facilement par des ionisations radiatives (il faudrait par exemple, dans ce cas précis, des photons de 114 eV pour atteindre un tel état d'ionisation), mais bien plus probablement par des collisions dans un milieu chaud, le HIM, dont la température est estimée entre 10^5 K et 10^7 K. Celui-ci émet un continuum X thermique de type libre-libre et libre-lié semblable à celui des régions HII [Bowyer *et al.*, 1968], ainsi que des raies X, correspondant à la retombée en cascade d'électrons des couches externes vers une couche plus interne laissée vide par l'expulsion collisionnelle d'un électron.

1.3.e Distribution spatiale du gaz

La détermination de la répartition spatiale du gaz interstellaire dans la galaxie pose certains problèmes liés aux méthodes observationnelles. Parmi ceux-ci, on note la difficulté de cartographier entièrement une région par des mesures d'absorption, tirées des propriétés des raies moléculaires dans le milieu froid. D'autre part, les observations faites dans des traceurs minoritaires de la matière, tel CO dans le cas de la composante moléculaire, ne donnent qu'une image indirecte de la distribution du gaz [Goldsmith & Langer, 1999]. Enfin, la détermination de la distance des structures observées peut être particulièrement imprécise, en particulier lorsque celles-ci ne sont pas évidemment liées à des étoiles. *A contrario*, les méthodes photométriques fournissent de bonnes estimations des distances stellaires et des structures associées [Kun *et al.*, 2000].

Les résultats principaux portant sur la distribution globale de matière à l'échelle galactique montrent tout d'abord que le gaz interstellaire se concentre dans des disques coplanaires à celui des étoiles de population I, et dont les caractéristiques dépendent de la phase particulière considérée [Lequeux *et al.*, 2002]. Alors que le diamètre du disque de gaz atomique est d'environ 60 kpc [Binney & Tremaine, 1987], le gaz moléculaire et le gaz ionisé se trouvent principalement dans la galaxie interne à l'orbite solaire, c'est à dire aux distances inférieures à 10 kpc du centre. Plus précisément, environ les deux tiers de l'émission totale en ^{12}CO proviennent d'un anneau compris entre 4 kpc et 8 kpc du centre galactique, dit anneau moléculaire [Bronfman *et al.*, 1988].

Pour chaque composante, l'épaisseur du disque, perpendiculairement au plan de la galaxie, dépend théoriquement de la température et de la masse par particule⁵. Effectivement, on observe que l'épaisseur du disque moléculaire froid, lieu de la formation stellaire, est de l'ordre de 80 pc, tandis que celle du milieu moléculaire plus diffus est sensiblement égale à celle du CNM, de l'ordre de 210 pc [Dame & Thaddeus, 1994]. Plus chaud, le disque WNM a une épaisseur de quelques centaines de parsecs [Falgarone & Lequeux, 1973], alors que le milieu ionisé diffus (WIM) s'étend sur une échelle de hauteur de l'ordre du kiloparsec (voir par exemple [Reynolds *et al.*, 1995]). À des latitudes galactiques plus élevées, le milieu chaud HIM domine, avec des échelles de hauteur différentes selon les espèces observées (2,7 kpc pour OVI et 4,4 kpc pour CIV, par exemple) [Lequeux *et al.*, 2002]. Dans cette vision schématique, les régions HII sont un peu à part, car bien qu'ionisées et chaudes, elles sont liées aux étoiles jeunes formées dans le disque moléculaire froid, et leur répartition a donc la même échelle de hauteur que celui-ci [Guibert *et al.*, 1978].

Au delà de ces résultats généraux, la distribution des structures au sein des différentes composantes se révèle fortement hétérogène. Les cartes du CNM observé dans la raie à 21 cm présentent un aspect fractal dominé par des filaments, des nappes et des coquilles, alors que le WNM tend à se distribuer plus uniformément. Les structures complexes vues en absorption dans le milieu froid sont cohérentes dans l'espace des vitesses et on suppose donc qu'elles le sont aussi spatialement, ce qui explique le nom de "nuages" qui leur est donné. Leur taille typique est de l'ordre de 300 pc, pour une masse de $10^7 M_{\odot}$. En leur sein se forment des structures moléculaires géantes (GMC pour Giant Molecular Cloud) dont on estime la taille à 50 pc et la masse à $10^6 M_{\odot}$. Ces nuages moléculaires géants sont eux aussi structurés à plus petite échelle, et comme on le verra par la suite, l'emboîtement des structures jusqu'à des tailles de 10^{-2} pc et des masses de $10^{-4} M_{\odot}$ suggère un comportement fractal [Elmegreen & Falgarone, 1996]. Le degré d'ionisation global du MIS apporte une preuve supplémentaire de l'hétérogénéité de chacune des phases, y compris le WNM. En effet, les sources d'ionisation connues, à savoir les étoiles jeunes, ne sauraient expliquer l'ionisation relativement importante du MIS dans l'hypothèse où celui-ci serait homogène. C'est le caractère "poreux"

⁵Intuitivement, une masse par particule plus grande et une température plus faible impliquent une épaisseur plus petite, car les particules de gaz tombent d'autant plus facilement sur le plan galactique. La valeur du champ de gravité entre également en ligne de compte, mais étant déterminée par les autres composantes du système galactique (étoiles et surtout matière noire), son effet est le même pour toutes les phases du gaz.

du milieu qui autorise la pénétration profonde des photons UV⁶ et donc l'ionisation. D'autre part, les photons d'énergie inférieure à 13,6 eV, s'ils ne peuvent ioniser le H_I, peuvent néanmoins dissocier les molécules de dihydrogène. C'est ce qui arrive au bord des nuages denses de la phase moléculaire et est à l'origine des régions de photodissociation (PDR) telles que celle associée à la nébuleuse de la Tête de Cheval.

I.4 Les poussières

I.4.a Mise en évidence observationnelle

L'existence de nuages sombres [Lynds, 1962], dont on voit un exemple sur la figure 1.1, ne peut s'expliquer par l'absorption par le seul gaz. De telles extinctions démontrent la présence, dans le milieu interstellaire, de fins grains de poussière, intimement liés au gaz. Observationnellement, ces poussières absorbent la lumière des étoiles dans le visible et l'ultraviolet, pour la réémettre dans l'infrarouge et le submillimétrique, ce qui se traduit par un chauffage des grains [Kruegel, 2003]. De plus, une partie de la lumière stellaire est diffusée et une autre transmise, et comme dans le cas de l'atmosphère terrestre, la diffusion est plus efficace dans le bleu, et la transmission dans le rouge [Harwit, 1973]. Les grains sont généralement chargés électriquement et se comportent comme des dipôles magnétiques en rotation, en raison des échanges de moment angulaire avec le milieu environnant. Dans le champ magnétique \mathbf{B} du milieu interstellaire (voir 1.5), les grains s'alignent de sorte que leur plus grand moment d'inertie soit parallèle au champ. En conséquence, les lumières diffusée et transmise sont polarisées, ce qui est effectivement observé.

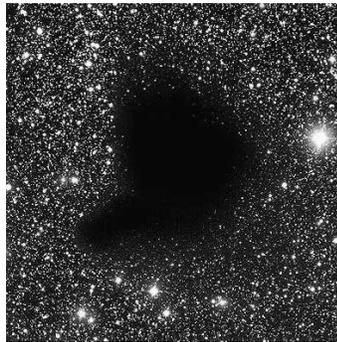


FIG. 1.1 – *Le nuage sombre Barnard 68 (image ESO)*

I.4.b Formation et évolution

Les poussières se forment quasi-instantanément dans le refroidissement des enveloppes d'étoiles. Dans le milieu interstellaire, elles sont détruites par les collisions grain-grain, ainsi que par les impacts d'ions ou d'atomes à haute énergie, mais également reformées ou modifiées par coagulation de grains, condensation de molécules et accréation d'atomes [Kruegel, 2003]. L'échelle de temps de ce recyclage est de l'ordre de 10^9 ans. Certains de ces processus impliquent un transfert de masse de la phase gazeuse à la phase solide ou l'inverse, tandis que d'autres conservent l'état physique des constituants. D'autre part, les poussières peuvent se former ou être détruites au cours de phénomènes violents tels que des novæ ou des supernovæ. Au final, la masse de poussières est d'environ 1% de la masse totale du MIS [Lequeux *et al.*, 2002], mais leur rôle dans l'évolution physico-chimique du milieu est essentiel.

I.4.c Le rôle des poussières

Atomes et molécules de la phase gazeuse peuvent être adsorbés à la surface des grains de poussière, et y subir des transformations chimiques [d'Hendecourt *et al.*, 1985]. Les poussières jouent ainsi le rôle de catalyseurs des réactions chimiques, certaines d'entre elles étant d'ailleurs impossibles en phase gazeuse dans les conditions du MIS. C'est le cas, par exemple, de la formation de la molécule la plus

⁶Notons qu'il existe un champ de rayonnement UV ambiant, baignant l'ensemble du MIS.

abondante du milieu interstellaire, H_2 [Hollenbach & Salpeter, 1971]. Le chauffage par les photons permet ensuite l'évaporation des molécules nouvellement créées à la surface des grains et l'enrichissement du gaz interstellaire. Réciproquement, les éléments lourds ont plutôt tendance à être piégés dans les grains de poussière, ce qui explique la déplétion de la phase gazeuse du MIS en ces éléments par rapport aux atmosphères stellaires [Weingartner & Draine, 1999]. D'autre part, l'effet photoélectrique, c'est-à-dire l'expulsion d'électrons des poussières par absorption de photons UV, est une source importante de chauffage du gaz interstellaire [Draine, 1978]. Si l'électron arraché est "suprathermique", autrement dit si son énergie cinétique est supérieure à l'énergie cinétique moyenne du gaz, la thermalisation par collision augmente la température du gaz. Aux densités suffisamment grandes, les collisions gaz-grains thermalisent également les poussières.

I.4.d Distribution des tailles et composition

La variété des processus de formation, de modification et de destruction des grains rend difficile voire impossible la déduction de leurs propriétés à partir de la considération de leur environnement. Il est plus aisé de tenter de remonter aux caractéristiques globales de la phase solide depuis les observations de la lumière émise par les poussières dans les domaines submillimétrique et proche infrarouge. Les modèles disponibles par cette approche dépendent principalement de la distribution de taille des grains et de leur composition chimique. Pour la première, on considère généralement le modèle de Mathis et al. [Mathis *et al.*, 1977], selon lequel le nombre $N(a)da$ de grains dont la taille est comprise entre a et $a + da$ est proportionnel à $a^{-3.5}$, pour des tailles allant de 0.5 nm à 110 nm. Cette forme simple semble toutefois loin de rendre compte de toutes les propriétés des poussières, en particulier des bandes d'émission IR entre 3,3 μm et 12,7 μm [Puget & Léger, 1989]. Celles-ci sont d'ailleurs attribuées non pas à de "véritables" grains silicatés ou carbonés, mais plutôt à des grosses molécules aromatiques appelées PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) [Desert *et al.*, 1986], dont la composition n'est pas encore bien connue.

I.4.e Distribution spatiale

Les collisions avec le gaz permettent un couplage des grains avec celui-ci, et les distributions spatiales des deux phases sont donc intimement liées [Draine, 2003]. Plus précisément, si la comparaison de l'émission à 100 μm avec celle à 21 cm montre que les gros grains sont bien répartis comme la composante diffuse du milieu atomique (WNM) et que leur distribution est donc structurée sur des échelles de hauteur de l'ordre de quelques centaines de parsecs, l'émission des grains plus petits, observée notamment à 12 μm et 25 μm , révèle un disque moins épais [Boulanger *et al.*, 1990].

I.5 Le champ magnétique du MIS

I.5.a Mise en évidence observationnelle

Les preuves observationnelles du fait que le milieu interstellaire baigne dans un champ magnétique \mathbf{B} sont de quatre types.

▷ Tout d'abord, dans les atomes ou les molécules de moment magnétique non nul⁷, l'interaction entre celui-ci et le champ magnétique provoque une levée de dégénérescence des niveaux d'énergie par effet Zeeman [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1973]. Les transitions entre niveaux sont donc déplacées en fréquence de manière différente suivant l'orientation du moment par rapport au champ, proportionnellement à celui-ci, et elles correspondent à des rayonnements polarisés différemment. Malgré la petitesse des déplacements (de l'ordre de 1,4 Hz. μG^{-1}), on profite de ces propriétés de polarisation pour mesurer la composante longitudinale⁸ du champ, notée B_{\parallel} . Dans les régions denses des nuages moléculaires on a ainsi pu mesurer des champs de l'ordre de quelques dizaines de microgauss [Goodman *et al.*, 1989], mais le champ global est, lui, trop faible pour être mesuré par cette méthode.

⁷Soit du fait du moment orbital total des électrons, soit en raison du spin d'électrons célibataires, par exemple.

⁸C'est-à-dire parallèle à la ligne de visée.

▷ En présence d'un champ magnétique, les électrons libres d'un plasma forment un diélectrique dont le comportement vis à vis des ondes polarisées circulairement est différent selon le sens de polarisation [Rohlfs & Wilson, 2000]. En particulier, la vitesse de propagation d'une onde droite est différente de celle d'une onde gauche. Lorsqu'une onde polarisée linéairement - assimilable à la superposition de deux ondes circulaires de sens opposés - pénètre dans un tel milieu, il en résulte une rotation de la direction de polarisation, d'angle proportionnel à B_{\parallel} . Cette rotation Faraday permet ainsi également de mesurer la composante longitudinale du champ magnétique. Les résultats obtenus sont en bon accord avec la méthode fondée sur l'effet Zeeman [Clegg *et al.*, 1992].

▷ Le rayonnement synchrotron d'électrons relativistes dans un champ magnétique est polarisé linéairement, perpendiculairement au champ [Sokolov & Ternov, 1969]. Moyennant les corrections dues à la rotation Faraday, on peut en déduire des renseignements sur la direction du champ. D'autre part, la connaissance du flux d'électrons permet théoriquement de trouver, à partir de l'étude du spectre synchrotron, la valeur du module $|\mathbf{B}|$ du champ magnétique et non pas seulement celle de sa composante longitudinale. Cet avantage est cependant tempéré par le fait qu'il est difficile de mesurer le flux d'électrons relativistes.

▷ La corrélation entre l'extinction interstellaire et la polarisation linéaire de la lumière des étoiles suggère, comme on l'a évoqué plus haut, un alignement des grains de poussières du MIS, ce qui peut s'expliquer en présence d'un champ magnétique [Fosalba *et al.*, 2002]. En effet, les grains portent généralement un moment magnétique \mathbf{M} dû aux électrons non appariés, ou encore à la rotation, la surface des poussières étant chargée localement. Le couple résultant $\mathbf{M} \times \mathbf{B}$ provoque un alignement des grains avec le champ magnétique et l'anisotropie qui en résulte cause la polarisation linéaire partielle des rayonnements se propageant dans le milieu. Il est cependant très difficile d'obtenir des résultats précis par cette méthode en raison de l'incertitude sur les processus de magnétisation des grains.

I.5.b Organisation du champ magnétique à l'échelle galactique

Les principaux résultats observationnels semblent indiquer l'existence d'un champ ordonné parallèle aux bras spiraux, dont l'intensité est estimée à $1,4 \mu\text{G}$. Le sens de ce champ s'inverse deux fois lorsqu'on se rapproche du centre galactique, à 0,4 kpc et 5,5 kpc de l'orbite solaire [Rand & Lyne, 1994]. D'autre part, un champ désordonné de l'ordre de $5 \mu\text{G}$ se superpose au champ ordonné et le domine donc, surtout dans les régions denses du MIS, où les mesures semblent indiquer des valeurs supérieures d'un facteur 10 environ [Goodman *et al.*, 1989]. Dans le halo, la présence d'un rayonnement synchrotron montre l'existence d'un champ magnétique aux grandes latitudes galactiques [Phillipps *et al.*, 1981], probablement dû aux particules ionisées éjectées du plan de la galaxie par les explosions de supernovæ.

□

CHAPITRE II

La structure des nuages moléculaires

II.1 Introduction

On a déjà évoqué, au **I.3.e**, la complexité des structures du milieu interstellaire, des grands nuages d'hydrogène atomique aux plus petites structures moléculaires, emboîtées les unes dans les autres sur près de cinq ordres de grandeur. Ainsi, il est impossible, en toute rigueur, d'étudier les nuages moléculaires comme des entités isolées. Ceci est d'autant plus vrai qu'il existe un véritable couplage des échelles en termes de processus physiques, depuis les échelles de l'ordre de l'unité astronomique, auxquelles a lieu la formation stellaire, jusqu'aux échelles galactiques et au-delà, ce qui rend extrêmement complexe la compréhension de la physique gouvernant ces objets, et dépasse de loin les capacités de modélisation numérique actuelles. Pour comprendre la structuration des nuages moléculaires, il faut en particulier considérer l'énergie qui leur est fournie par les grandes échelles, du fait par exemple de la rotation différentielle de la galaxie, ainsi que celle qui est injectée aux échelles stellaires, par exemple par les supernovæ ou encore les jets bipolaires des étoiles jeunes. D'autre part, les processus physiques qu'il convient de prendre en compte sont nombreux. On pense évidemment à la gravitation, mais également à la turbulence, à l'évolution chimique du milieu du fait des réactions entre espèces adsorbées à la surface des grains, au transfert radiatif, ou encore au couplage entre le gaz et le champ magnétique via les interactions entre particules chargées et particules neutres. Tous ces processus physiques ne sont pas indépendants les uns des autres, et présentent par conséquent un haut degré de non-linéarité, ce qui complique encore le problème.

Ce chapitre n'a bien entendu pas pour objectif de traiter de manière exhaustive les questions relatives à la physique des nuages moléculaires¹, mais plutôt de présenter, très brièvement, quelques résultats portant sur la structuration de ces nuages, depuis les complexes géants, dont la taille est de l'ordre de plusieurs dizaines de parsecs [Falgarone, 1998], jusqu'aux structures de taille aussi petite que ~ 1000 UA.

II.2 Un état des lieux des nuages moléculaires diffus

II.2.a Des structures probablement éphémères

Dans leur phase la moins condensée, les nuages moléculaires forment des structures complexes, dont on pense actuellement qu'elles sont relativement éphémères, c'est à dire que leur temps de vie est inférieur à leur temps de traversée². Cette théorie [Hartmann *et al.*, 2001] est essentiellement fondée sur le raisonnement suivant : on devrait trouver, au voisinage de tout nuage moléculaire de longue durée de vie, les étoiles âgées qu'il aurait formées au début de son existence. Or, dans la plupart des régions de formation stellaire proches de concentrations de gaz moléculaire, l'âge typique des étoiles est de l'ordre de 1 à 3 millions d'années seulement, soit un ordre de grandeur plus court que les temps dynamiques classiques associés aux nuages. Il se dessine alors une image de la formation des nuages moléculaires comme structures créées par les chocs aux points de convergence des flots de gaz atomique à grande échelle, l'énergie nécessaire à la condensation du gaz en ces points étant issue des grandes échelles, au travers d'une cascade turbulente.

Ceci suggère d'une part que les nuages moléculaires apparaissent et disparaissent assez rapidement, et d'autre part que le processus de formation stellaire n'est pas déclenché par l'évolution lente d'un nuage isolé, mais par les chocs au sein de l'écoulement turbulent du gaz moléculaire. Bien que cette approche des nuages moléculaires en tant que structures hors équilibre présente elle aussi des difficultés, en particulier pour expliquer le faible taux de formation stellaire observé en moyenne dans la galaxie, son caractère dynamique le rend sans doute plus proche de la réalité que ne l'étaient les modèles antérieurs, plus statiques.

¹Le lecteur intéressé pourra se reporter à la revue de Williams, Blitz et McKee [Williams *et al.*, 2000].

²Le temps de traversée, ou *crossing time*, est le rapport entre la taille du nuage et sa dispersion de vitesse typique.

II.2.b D'importantes fluctuations de pression

Le tableau 1 du chapitre I montre, en faisant le produit de la densité par la température pour les différentes phases du milieu interstellaire, que la pression thermique dans la phase moléculaire ($\sim 10^5 \text{ K.cm}^{-3}$) est typiquement 50 fois plus élevée que celle régnant dans le milieu neutre atomique froid (CNM). En fait, la pression dans ce dernier présente des fluctuations importantes [Jenkins & Tripp, 2001] et les valeurs maximales atteintes localement sont comparables à la pression du milieu moléculaire. Ces grandes fluctuations sont interprétées soit comme résultant de concentrations en densité à petite échelle à la rencontre d'écoulements turbulents, soit comme des couches limites à la surface de nuages moléculaires denses et froids se déplaçant dans le milieu diffus. Dans les deux cas de figure, il semble que le milieu moléculaire et le milieu atomique diffus soient étroitement imbriqués.

D'autres résultats pointent l'existence d'une telle interaction entre les deux milieux. On observe ainsi que près de la moitié de l'hydrogène du milieu diffus est sous forme moléculaire [Savage *et al.*, 1977]. Quant aux autres molécules, elles présentent des abondances assez importantes dans le CNM, et on observe même certaines espèces dont l'existence trahit une quantité d'énergie supérieure à ce que peut fournir le milieu atomique froid. Ces idées, ainsi que l'observation par Heiles [Heiles, 2001] du fait que près de 50% du gaz neutre atomique est dans un état instable thermiquement, à une température comprise entre 500 K et 5000 K, suggèrent fortement de considérer que le milieu diffus est en évolution constante et rapide, entre des états hors équilibre et à l'équilibre, que ce soit du point de vue thermique [Hennebelle & Pérault, 2000] ou chimique [Joulain *et al.*, 1998]. On doit alors supposer qu'il en va de même du milieu moléculaire, dont les structures sont souvent non autogravitantes [Simon *et al.*, 2001] et confinées par des forces de pression extérieures, dues en partie au poids du disque atomique de la galaxie, mais aussi aux nuages moléculaires géants dont ces structures font partie, ou encore aux pressions non-thermiques dans leur environnement, par exemple la pression magnétique³. La modification des contraintes extérieures est ainsi susceptible de faire évoluer les structures du milieu moléculaire vers une phase plus ou moins dense.

II.2.c Des échelles caractéristiques

Pourtant, malgré cette vision très dynamique du milieu moléculaire et du milieu atomique diffus, il semble qu'il existe des échelles caractéristiques qui soient conservées au cours de l'évolution des structures vers les états de plus en plus liés gravitationnellement. Par exemple, un nuage moléculaire géant a toujours plus ou moins la même taille, soit environ 50 pc, alors même que sa masse et son énergie d'autogravitation peuvent varier sur plusieurs ordres de grandeur. L'exemple des nuages moléculaires géants cités par [Falgarone, 1998] est ainsi frappant : bien que leurs tailles soient toutes sensiblement égales, leurs masses peuvent varier d'un facteur cent. On note au passage que les étoiles les plus massives observées dans ces nuages moléculaires géants présentent des masses d'autant plus grandes que le nuage est lui-même plus massif.

À des échelles plus petites, on observe également, au sein de ces nuages moléculaires géants, des structures filamenteuses massives et sombres, dont la largeur est toujours sensiblement égale à 0,5 pc, mais dont la masse par unité de longueur, déduite de données $^{13}\text{CO}(1 \rightarrow 0)$, peut varier d'un facteur quarante. Ces filaments sont également visibles dans les cartes de l'extinction due à la poussière froide, et ils tracent vraisemblablement les régions les plus opaques des nuages. Il semble d'ailleurs que de nombreuses étoiles jeunes y soient localisées. La figure II.1 montre le cas du complexe Orionis A, observé en $^{13}\text{CO}(1 \rightarrow 0)$ par [Bally *et al.*, 1987] et où l'on peut voir un de ces filaments, situé en haut à droite.

II.2.d Des structures denses au sein d'une composante diffuse

On a parlé plus haut de l'existence d'espèces moléculaires, ainsi que de conditions rappelant celles de la phase moléculaire, au sein du milieu atomique froid. De la même façon, il n'est pas étonnant de constater que les nuages moléculaires sont également hétérogènes, et qu'ils se présentent en fait comme une imbrication de gaz diffus et de structures plus petites et plus denses. Le milieu diffus, qui présente une faible densité de colonne, avec une extinction dans le visible inférieure à environ 2 magnitudes, est observé en cartographiant l'émission en $^{12}\text{CO}(1 \rightarrow 0)$. On constate ainsi que la structure de ce gaz est très lacunaire, et que la frontière qui le sépare des composantes plus denses présente un caractère fractal [Falgarone *et al.*, 1991]. On peut d'ailleurs, de manière assez satisfaisante [Stutzki *et al.*, 1998], modéliser ce milieu moléculaire

³Voir le chapitre III.

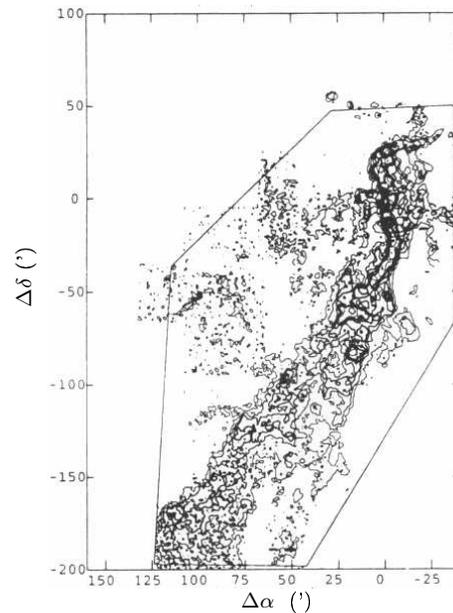


FIG. II.1 – Intensité intégrée d’une observation en $^{13}\text{CO}(1 \rightarrow 0)$ du complexe moléculaire Orionis A. Figure issue de [Bally *et al.*, 1987]

diffus par une distribution fractale de type mouvement brownien fractionnaire⁴. Au sein de cette composante diffuse, on trouve des structures de densité beaucoup plus élevée, appelées cœurs denses, dont l’extinction dans le visible est typiquement de l’ordre de 300 magnitudes, et qu’on observe en absorption infrarouge [Abergel *et al.*, 1996] ou par l’émission thermique des poussières dans le domaine submillimétrique. Ces structures à petite échelle ne sont en revanche pas fractales. Elles sont connectées entre elles par des filaments denses du type de ceux évoqués à la section précédente, qu’on observe notamment en absorption devant des sources brillantes. Il est très probable que ces filaments soient formés en partie par l’action d’un champ magnétique hélicoïdal [Fiege & Pudritz, 2000], ce qui est confirmé par des études cinématiques [Falgarone *et al.*, 2001]. En ce qui nous concerne dans ce travail, nous nous intéresserons uniquement à la composante diffuse et fractale du milieu moléculaire, en remarquant qu’il s’agit des régions qui ne forment pas d’étoiles, et qu’elles constituent la majeure partie de la masse des nuages, en tous cas en ce qui concerne le voisinage solaire.

II.3 La hiérarchie des nuages moléculaires

II.3.a Mise en évidence de lois d’échelle

La cartographie des nuages moléculaires de notre galaxie, à l’aide de l’émission des raies de rotation du monoxyde de carbone, montre que le milieu moléculaire diffus présente de remarquables propriétés d’auto-similarité, à condition bien entendu de se placer loin des tailles caractéristiques évoquées plus haut. Il est probable que les lois d’échelle mises en évidence, qui traduisent cette autosimilarité et dont on va parler un peu plus bas, sont la conséquence des divers processus physiques qui ont lieu au sein des nuages moléculaires. Il faut cependant noter que ces lois d’échelle sont sujettes à caution du fait même de la méthode utilisée pour les obtenir. En effet, la procédure suivie pour extraire un “nuage” à une certaine échelle, afin d’en déduire des propriétés telles que sa masse ou sa dispersion de vitesse intrinsèque, est nécessairement imprécise, étant donnée l’interaction entre échelles qu’on observe dans le milieu moléculaire diffus. Habituellement, on isole des structures connexes dans l’espace position-position-vitesse, dont on calcule ensuite les propriétés comme s’il s’agissait de structures réellement isolées dans l’espace tridimensionnel.

La figure II.2 montre ainsi, pour un ensemble de données moléculaires, la relation qu’on peut exhiber entre

⁴Voir le chapitre VII.

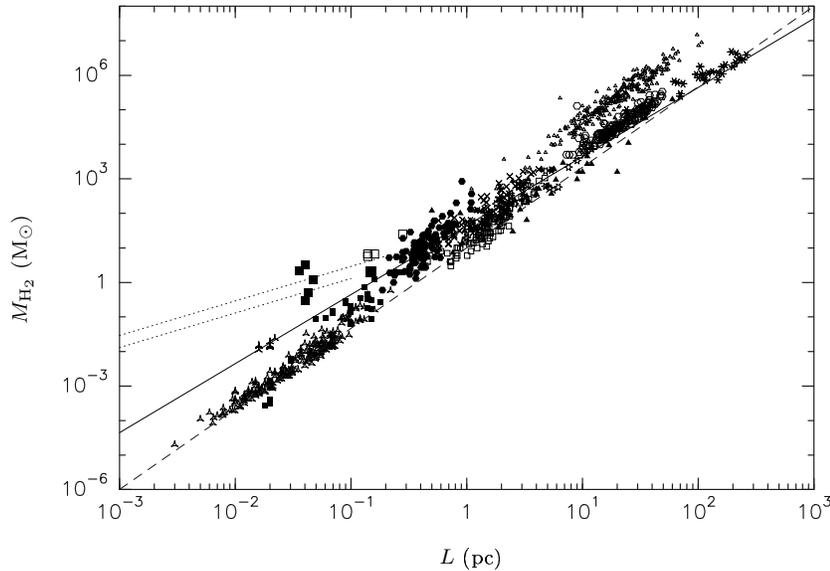


FIG. II.2 – Relation entre la taille des structures moléculaires et la masse de gaz H_2 qu'elles contiennent. Les données sont essentiellement issues de mesures en ^{12}CO , ^{13}CO et $C^{18}O$ [Lada et al., 1997, Loren, 1989, Heithausen et al., 1998, Williams et al., 1994, Falgarone & Pérault, 1987, Falgarone et al., 1992, Dame et al., 1986, Solomon et al., 1987, May et al., 1997, Lemme et al., 1995, Wang et al., 1995, Ward-Thompson et al., 1994]. Les références précises sont données par [Falgarone, 1998], dont est extraite cette figure.

la taille des structures identifiées et la masse de dihydrogène qu'elles contiennent, sachant que cette espèce forme la majeure partie du gaz moléculaire. On remarque notamment que cette loi d'échelle ne peut être ajustée à l'aide d'une seule droite. Si l'on écrit $M_{H_2} \propto L^\gamma$, on doit alors admettre que γ varie, avec $\gamma \simeq 2$ aux grandes échelles, et $\gamma \simeq 2,3$ aux échelles inférieures à 1 pc environ. D'autre part, les mesures symbolisées par des carrés étant issues d'observations de cœurs denses, on remarque que les masses de ceux-ci sont largement plus grandes que celles des structures du milieu diffus à la même échelle. Il n'y a donc pas, en deçà d'environ 0,5 pc, de relation simple entre la taille des structures et leur densité [Falgarone et al., 1992].

La figure II.3 montre quant à elle la relation entre la taille des structures et leur dispersion de vitesse non-thermique. Étant donné que la température cinétique dans le milieu moléculaire est de l'ordre de quelques dizaines de K, et que les dispersions de vitesses mesurées, de l'ordre du kilomètre par seconde, sont donc beaucoup plus grandes que la vitesse du son dans le gaz, généralement inférieure à $0,1 \text{ km s}^{-1}$, il faut en conclure qu'il existe une quantité importante d'énergie d'origine non-thermique, dont on reparlera plus bas. On remarque d'autre part que ces mesures sont affectées d'une assez forte dispersion.

Historiquement, ces lois d'échelle concernant des données moléculaires ont été obtenues pour la première fois par Larson [Larson, 1981], qui a montré que la largeur des raies d'émission en direction des nuages moléculaires était corrélée avec la taille de ces nuages, sous la forme d'une loi de puissance, $\sigma_v \propto L^c$. Depuis, on a observé de telles relations, non seulement dans le milieu moléculaire, mais également au sein des autres composantes du MIS, qu'il s'agisse de régions HII [Miville-Deschênes et al., 1995], du gaz HI galactique [Baker, 1973, Dickey et al., 2001] et extragalactique [Stanimirovic & Lazarian, 2001], ou encore de l'émission infrarouge des poussières [Gautier et al., 1992, Vogelaar & Wakker, 1994]. Comme dans le cas du milieu moléculaire, on les attribue traditionnellement à un caractère fractal de la distribution des espèces émettrices. En effet, comme on le verra au chapitre VI, les ensembles fractals sont précisément caractérisés par ce type de lois d'échelle⁵.

On peut également, par ces méthodes d'identification de structures connexes, obtenir une estimation du

⁵Les exposants de ces lois d'échelle sont liés à un nombre appelé dimension fractale, dont la valeur est un indicateur de la manière dont ces ensembles remplissent l'espace. Par exemple, un fractal de dimension d strictement comprise entre 2 et 3 strictement est "plus gros" qu'une surface, mais il ne remplit pas non plus un volume. D'ailleurs, la relation $M_{H_2} \propto L^\gamma$ fait de γ une dimension fractale, ce qu'on utilisera dans la suite.

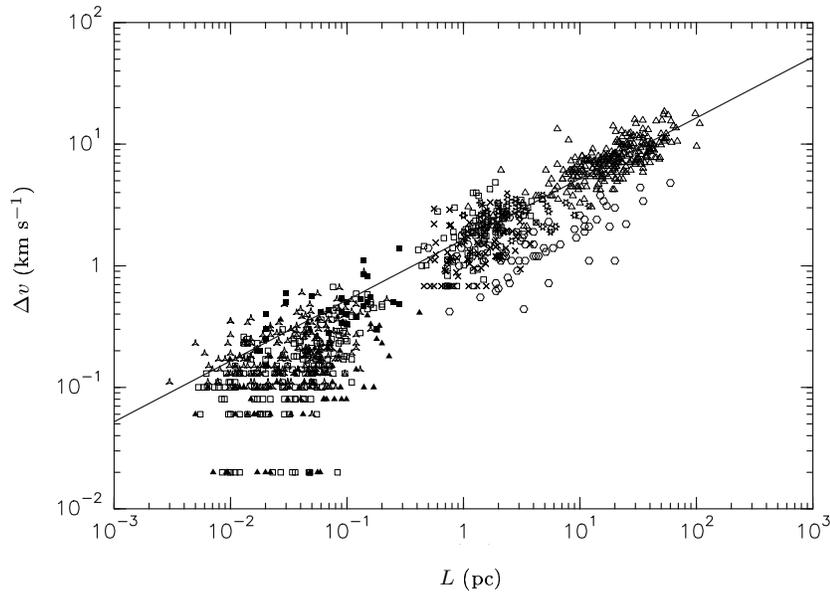


FIG. II.3 – Relation entre la taille des structures moléculaires et leur dispersion de vitesse non-thermique. Les symboles sont les mêmes que pour la figure II.2. Figure issue de [Falgarone, 1998].

spectre de masse des nuages moléculaires, qu'on définit comme étant la quantité $f(M) = dN/dM$, où dN est le nombre de nuages dont la masse est M à dM près. Différentes études ont permis de montrer que ce spectre était bien modélisé par une loi de puissance $f(M) \propto M^{-\alpha}$, avec α compris entre 1,80 et 1,84, pour des masses allant de $10^{-3} M_{\odot}$ à $2.10^6 M_{\odot}$, soit sur plus de 9 ordres de grandeur [Solomon *et al.*, 1987, Heithausen *et al.*, 1998, Heyer *et al.*, 2001]. Cette valeur est à comparer avec celle trouvée lorsqu'on étudie le spectre de masse des cœurs denses [Motte *et al.*, 1998, Testi & Sargent, 1998], qui donne un exposant α se situant plutôt entre 2,1 et 2,5. Il faut néanmoins prendre garde au fait que les méthodes de mesure sont également différentes.

II.3.b Autosimilarité et hiérarchie des nuages moléculaires

Les relations illustrées par les figures II.2 et II.3 traduisent donc une propriété d'autosimilarité qui se manifeste morphologiquement par le fait qu'il apparaît une structuration à toutes les échelles entre 0,002 pc et 300 pc environ, et que l'observation, avec une résolution plus importante, d'une structure de taille donnée révèle que celle-ci est en fait constituée de sous-structures d'aspect sensiblement identique⁶. Ce comportement est typique d'un ensemble fractal, qu'on représente souvent comme un emboîtement de structures semblables à toutes les échelles. On relie généralement cette propriété d'autosimilarité au phénomène de turbulence, qu'on abordera au II.4.a et dont on parlera plus en détail au chapitre III.

Cette image hiérarchique des nuages moléculaires justifie intuitivement l'utilisation du spectre de puissance pour décrire la structuration du milieu moléculaire⁷. Celui-ci est en effet une mesure de la "quantité de structure" à chaque échelle⁸. On observe ainsi [Stutzki *et al.*, 1998] que l'émission intégrée des nuages moléculaires présente un spectre de puissance relativement bien modélisé par une loi de puissance, de la forme $\mathcal{P}(\mathbf{k}) \propto |\mathbf{k}|^{-\beta}$, où \mathbf{k} désigne le vecteur d'onde et où l'indice spectral β est un nombre caractéristique de la structure observée. Plus celui-ci est grand, plus les grandes échelles dominent les petites, et plus la structure est "lisse", comme on peut le voir en comparant les différentes images de la figure VII.2.

L'évolution de l'indice spectral en fonction des différentes plages de tailles considérées est représentée sur la figure II.4. Il semble ainsi que β augmente lorsqu'on se place aux échelles de plus en plus petites, ce qui suggère que les structures à ces échelles sont plus lisses que leurs structures parentes, bien qu'il soit possible

⁶Bien entendu, cette ressemblance doit se comprendre au sens statistique.

⁷Voir le chapitre V.

⁸Mathématiquement, il est défini comme la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation à deux points.

que des effets d'épaisseur optique expliquent ce changement de comportement [Bensch *et al.*, 2001]. Notons qu'à titre de comparaison, la figure II.4 inclut également des observations faites dans des traceurs et sur des composantes du milieu interstellaire qui ne relèvent pas des nuages moléculaires. Remarquons également la discontinuité de la droite représentant l'indice spectral du gaz neutre atomique dans le grand nuage de Magellan [Elmegreen *et al.*, 2001]. Ce changement de régime correspond à une rupture de pente du spectre de puissance, attribuée à la transition entre les turbulences bidimensionnelle et tridimensionnelle, à une échelle d'environ 100 pc. Cette taille caractéristique est assimilée [Lazarian & Pogosyan, 2000] à l'épaisseur du LMC. On reparlera de ce résultat dans la troisième partie.

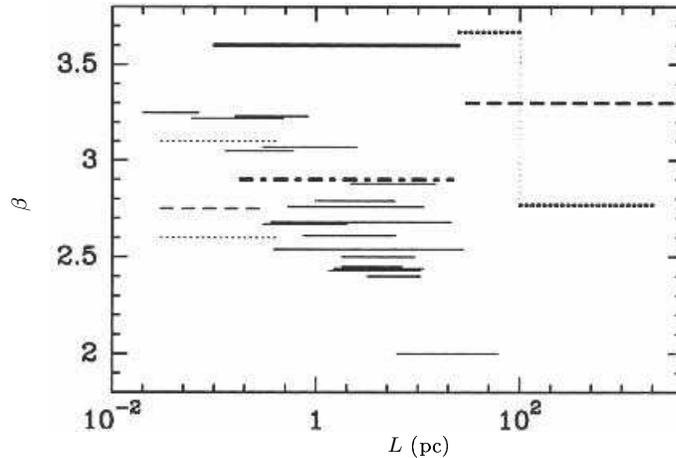


FIG. II.4 – Évolution de l'indice spectral avec l'échelle. Les différents segments représentent les mesures faites sur les intensités intégrées en ^{12}CO et ^{13}CO de nuages à haute latitude (traits pleins fins), de nuages sans et avec formation d'étoiles observés notamment par [Bensch *et al.*, 2001, Plume *et al.*, 2000] ainsi que par Hily-Blant (traits pointillés fins). Le trait mixte gras représente l'émission des poussières à $100\ \mu\text{m}$ vue par IRAS [Gautier *et al.*, 1992]. On montre également les résultats obtenus sur le H I en émission dans le LMC [Elmegreen *et al.*, 2001] (trait pointillé gras), dans le SMC [Stanimirovic & Lazarian, 2001] (trait tireté gras), ainsi que pour une source galactique, à savoir le North Polar Spur [Miville-Deschênes *et al.*, 2003a] (trait plein gras). Le H I galactique en absorption (trait tireté fin) a également été inclus, à partir des observations de [Deshpande *et al.*, 2000]. Cette figure est issue de [Falgarone *et al.*, 2003].

La figure II.4 est également révélatrice du lien qui existe entre la turbulence du milieu atomique et celle des nuages moléculaires. On voit en effet que les valeurs de l'indice spectral β obtenues à partir des cartes du gaz atomique H I vu respectivement en émission et en absorption sont différentes. Étant donné que l'émission à 21 cm trace à la fois les phases froide (CNM) et tiède (WNM), tandis que l'absorption de cette même raie est une signature de la seule phase CNM, ceci montre que les comportements des deux phases sont sensiblement différents. D'autre part, les indices spectraux correspondant aux nuages moléculaires sont comparables à ceux de la phase froide et de l'émission des poussières en infrarouge lointain aux mêmes échelles, ce qui semble accréditer l'idée que la variation de β avec l'échelle dans les nuages moléculaires n'est pas due à des effets d'opacité des raies de CO.

Cette variation est plus probablement due à un caractère multifractal des nuages moléculaires. La notion d'ensemble multifractal correspond *grosso modo* à l'imbrication de plusieurs ensembles fractals de dimensions différentes les uns dans les autres. En effet, dans le cadre de champs synthétiques du type mouvement brownien fractionnaire⁹, Stutzki [Stutzki *et al.*, 1998] a démontré qu'il existe une relation entre l'indice spectral β , l'exposant α du spectre de masse et l'exposant γ de la relation taille-masse, à savoir $\beta = \gamma(3 - \alpha)$. Or, le spectre de masse est inchangé sur 9 ordres de grandeur, et la variation de β avec l'échelle est donc à mettre au compte de γ , les valeurs extrêmes de l'indice spectral, $\beta = 2,4$ et $\beta = 3,6$, correspondant respectivement à $\gamma = 2$ et $\gamma = 3$. Étant donné que l'exposant γ caractérise la façon dont les structures remplissent l'espace, il est lié à la dimension fractale [Stutzki *et al.*, 1998]. En passant à la li-

⁹Voir le chapitre VII.

mite, les nuages moléculaires, tels qu'on les observe en projection, ne sont plus fractals aux petites échelles. Par extrapolation des comportements observés sur la figure II.4, on serait tenté de dire que l'échelle où se produit cette transition est inférieure à 0,01 pc, soit au moins un ordre de grandeur plus petite que la taille caractéristique des cœurs denses. Cette évolution de la dimension fractale avec l'échelle suggère donc bien que les nuages moléculaires forment un ensemble multifractal¹⁰.

Plus généralement, la comparaison avec les indices spectraux obtenus pour le H I en émission et en absorption semble indiquer que nuages moléculaires et composante CNM forment eux-mêmes un sous-ensemble multifractal d'un écoulement turbulent du H I à grande échelle. En fait, la structuration du gaz froid, qu'il soit atomique ou moléculaire, semble tracer les régions de dissipation de la turbulence du milieu diffus¹¹, ce qui interdit fortement de considérer les nuages moléculaires comme des entités isolées.

II.4 Support non-thermique des nuages moléculaires

II.4.a Champ de vitesse turbulent

On a vu que les dispersions de vitesse observées en direction des nuages moléculaires étaient bien supérieures aux dispersions de vitesse thermiques, et l'une des explications possibles de ce surplus d'énergie interne prend la forme d'un champ de vitesse turbulent, dont on a déjà évoqué l'existence à plusieurs reprises. En tenant compte de la viscosité moléculaire, on observe en effet des nombres de Reynolds¹² très grands, de l'ordre de 10^8 à 10^{12} , ce qui correspond largement au régime turbulent des écoulements fluides. D'autre part, contrairement à l'agitation thermique, les mouvements turbulents ont un spectre de puissance non plat, comme on en trouve observationnellement, et ils permettent la formation de structures cohérentes. Dans la théorie classique de Jeans [Jeans, 1902], on démontre que les grandes échelles d'une structure sont instables vis-à-vis de la gravité, la taille limite étant donnée par la longueur de Jeans,

$$L_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}} \quad \text{où } c_s \text{ est la vitesse du son et } \rho_0 \text{ la densité initiale, supposée uniforme.}$$

L'introduction de mouvements turbulents a la particularité, du fait du spectre de puissance non plat, de pouvoir inverser le critère de Jeans, de sorte que les plus grandes échelles soient stabilisées. En effet, la vitesse du son doit alors être augmentée d'un terme turbulent dépendant du nombre d'onde k , ce qui réduit *de facto* la plage d'échelles instables. En particulier, lorsque la turbulence est supersonique et que le spectre de puissance est suffisamment raide, les grandes échelles deviennent stables. Remarquons que ces conclusions dépendent notablement de l'équation d'état du gaz considéré [Chièze, 1987].

Par ailleurs, un champ de vitesse turbulent dans un fluide aboutit à une structuration plus importante du milieu que ne le permettrait un simple champ de vitesse aléatoire¹³. En particulier, les régions de forte vorticité sont particulièrement marquées et cohérentes lorsque le champ de vitesse est turbulent. On pense que ces structures sont associées au phénomène d'intermittence [Porter *et al.*, 1994] de la dissipation turbulente, sur laquelle on reviendra très brièvement au chapitre suivant. D'autre part, la dissipation de la turbulence aux petites échelles permet de supprimer progressivement le support non-thermique des nuages moléculaires et ainsi de déclencher le processus de formation stellaire.

II.4.b La diffusion ambipolaire

Le champ magnétique du milieu interstellaire, en particulier dans la phase moléculaire, est couplé au gaz via les particules ionisées¹⁴. En effet, celles-ci sont bien entendu liées aux lignes de champ, mais aussi au reste du gaz du fait des collisions entre particules. Par conséquent, le champ magnétique fournit aux nuages moléculaires un certain support vis-à-vis de leur autogravité. Cependant, si le couplage devient trop lâche, c'est-à-dire si le taux de collisions devient trop faible, les neutres peuvent diffuser au travers des lignes de champ, selon un processus appelé diffusion ambipolaire. Ce couplage a néanmoins pour effet de ralentir la

¹⁰On reviendra sur la structure à petite échelle à la section II.5.

¹¹Ce qui concorde avec le fait que le support de la dissipation turbulente, d'après [Meneveau & Sreenivasan, 1991], est précisément multifractal.

¹²Voir le chapitre III.

¹³On caractérisera cette propriété d'une manière assez novatrice au chapitre XVII.

¹⁴Notamment les grains de poussière chargés, mais aussi les ions.

contraction des nuages moléculaires, ce qu'on peut voir comme une stabilisation de ces structures au même titre que les effets du champ de vitesse turbulent décrits précédemment. En ce qui concerne le couplage entre le champ magnétique et le gaz moléculaire, on pourra se reporter utilement à [McKee *et al.*, 1993].

II.4.c Outils statistiques d'analyse

La complexité des structures observées, tant en densité qu'en vitesse, requiert l'utilisation d'outils d'analyse permettant par exemple de remonter aux propriétés de l'écoulement turbulent qu'on soupçonne au sein des nuages moléculaires. On a déjà évoqué plus haut l'utilisation du spectre de puissance et on a mentionné la dimension fractale. On les reverra de manière plus approfondie aux chapitres **V** et **VI**, respectivement. D'autres outils sont régulièrement utilisés pour caractériser les structures observées et tenter d'en tirer des informations physiquement pertinentes. On peut grossièrement les classer en deux types, suivant les observables sur lesquelles ils opèrent.

Les premiers sont essentiellement appliqués aux cartes bidimensionnelles, tirées des données spectrales. On pense ici en particulier aux fonctions d'autocorrélation [Dickman & Kleiner, 1985], aux fonctions de structure et à la Δ -variance [Stutzki *et al.*, 1998, Bensch *et al.*, 2001]. On reparlera fréquemment de ces outils dans la suite, notamment dans la troisième partie, puisqu'il s'agira précisément de caractériser des cartes d'observables bidimensionnelles.

D'autre part, étant donné que les observations fournissent des informations réparties sur deux composantes spatiales et une composante de vitesse, il existe des méthodes permettant d'utiliser cette dernière dimension pleinement. Parmi elles, on note l'analyse des canaux en vitesse (VCA) de [Lazarian & Pogosyan, 2000], fondée sur l'étude analytique des propriétés des cartes par canaux en fonction de leur largeur en vitesse. Elle est probablement difficile à utiliser en pratique sur des observations réelles, comme on le verra au chapitre **XIII**. L'analyse en composantes principales (PCA), qui décompose les données tridimensionnelles sur une base orthogonale afin d'en déduire les propriétés du champ de vitesse à chaque échelle a été calibrée numériquement par [Brunt *et al.*, 2003]. Enfin, la fonction de corrélation spectrale [Rosolowsky *et al.*, 1999] se fonde sur une mesure de la similarité entre les spectres en des points voisins.

Il existe bien d'autres méthodes d'analyse statistique de la structure des nuages moléculaires, mais il serait trop ambitieux de vouloir toutes les décrire ici.

II.5 Quelques idées sur la structure à petite échelle des nuages moléculaires

II.5.a Solutions HDLT et LDHT

On a longtemps pensé que les nuages moléculaires peu brillants dans les raies de CO étaient constitués de matière à faible densité, répartie de façon homogène. En fait, comme on l'a déjà évoqué au sujet de la figure II.4, on a pu observer qu'ils sont structurés jusqu'à des échelles inférieures à 0,01 pc, soit 2000 UA. À partir de données de raies CO à haut J obtenues pour des nuages moléculaires de haute latitude galactique, on a montré [Ingalls *et al.*, 2000] que ces structures à petite échelle sont probablement formées de gaz à haute densité ($n_{\text{H}_2} \simeq 3.10^4 \text{ cm}^{-3}$) et basse température ($T \simeq 8 \text{ K}$). On parle de modèle HDLT pour *high density low temperature*. Cependant, il semble [Falgarone *et al.*, 2001] qu'il soit possible d'obtenir des solutions plus variées, allant jusqu'à des modèles LDHT (*low density high temperature*), pour lesquels $n_{\text{H}_2} \simeq 180 \text{ cm}^{-3}$ et $T \simeq 250 \text{ K}$, en restreignant l'étude aux ailes des raies, ceci pour s'affranchir des problèmes d'épaisseur optique. Cette indétermination est probablement due au fait que les longueurs de corrélation des champs de densité et de vitesse dans ces structures ont probablement des effets non négligeables sur les raies de CO [Hegmann & Kegel, 2000]. En effet, les distributions de densité et de vitesse, lorsqu'elles présentent des longueurs de corrélation finies, influent nécessairement sur le transfert radiatif des photons traçant le gaz moléculaire¹⁵. On s'intéressera plus particulièrement à ce problème dans la dernière partie. Pour l'instant, on se contente de signaler que les propriétés dynamiques des nuages moléculaires doivent être prises en compte, notamment aux échelles de l'ordre du libre parcours moyen des photons, si l'on veut déduire correctement leurs propriétés physiques à partir des raies de CO. En

¹⁵Il suffit pour s'en convaincre d'imaginer que la vitesse reprenne la même valeur à intervalles réguliers - égaux à la longueur de corrélation. Il est alors tout à fait possible qu'un photon émis à l'une de ces positions soit réabsorbé à une autre. Les raies ainsi que les informations physiques qu'on peut en tirer sont donc influencées par ces considérations.

particulier, le gaz responsable de l'émission dans les ailes et au centre des raies peut très bien être soumis à des conditions physiques de température et de densité¹⁶ différentes.

II.5.b La structure à l'échelle du milliparsec vue en $^{12}\text{CO}(1 \rightarrow 0)$

Des observations faites respectivement par Ingalls avec OVRO (Owens Valley Radio Interferometer) et par Pety & Falgarone avec l'interféromètre du plateau de Bure, ont tout récemment permis de détecter des structures encore plus petites, à l'échelle de quelques milliparsecs, dans des cartes en $^{12}\text{CO}(1 \rightarrow 0)$. Dans les deux cas, l'ensemble de l'émission vue par l'interféromètre correspond aux vitesses se situant dans les ailes des raies des observations "single dish", ce qu'on interprète comme étant une signature du fait que les structures émettant dans les ailes de la distribution des vitesses ont nécessairement un facteur de remplissage du plan du ciel bien inférieur au gaz émettant dans le centre de la raie. Dans les cartes du plateau de Bure, on voit de nombreuses structures allongées et assez droites, dont la taille transverse est de l'ordre de 1000 UA, ce qui montre d'ailleurs qu'il s'agit de structures résolues spatialement, puisque le lobe synthétisé a une taille d'environ 500 UA. Deux de ces structures, quasiment parallèles l'une à l'autre, sont séparées spatialement en projection par une distance d'environ 1500 UA, et également séparées en vitesse, avec $\Delta v \simeq 3, 5 \text{ km s}^{-1}$. On peut en déduire une estimation du cisaillement dans ces structures à très petite échelle, qu'on estime à environ $500 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$, ce qui représente une valeur colossale, supérieure à celle observée sur une échelle de 0,05 pc pour des nuages à haute latitude [Sakamoto, 2002], et largement plus importante que la valeur moyenne de $\sim 1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ observée dans les nuages moléculaires. Remarquons que des gradients de vitesse très importants ont également été observés à petite échelle dans le gaz atomique neutre¹⁷.

II.5.c Origine cinématique des structures à petite échelle

Il est tentant de voir dans ces cisaillements importants à petite échelle la signature de la dissipation intermittente de la turbulence (voir le chapitre III) [Falgarone & Phillips, 1990], qu'on les identifie à des chocs ou à des tourbillons. En effet, d'après [Lis *et al.*, 1996], dans le contexte des écoulements turbulents, les extrema des gradients de vitesse¹⁸ observés sont des traceurs des grandes fluctuations non-gaussiennes de la vorticité, que cette dernière soit engendr e par les chocs ou les tourbillons. En étudiant les zones de plus forte divergence négative (les chocs) et de plus grande vorticité (les tourbillons) dans des simulations de turbulence compressible non magnétique [Porter *et al.*, 1994], Pety et Falgarone [Pety & Falgarone, 2000] ont montré que chacun de ces sous-ensembles fournit effectivement des signatures semblables, à savoir des ailes fortement non-gaussiennes dans la distribution des incréments de centroïde à petite échelle. Dans un cas comme dans l'autre, on obtient également une morphologie très filamenteuse, ce qu'on rapproche des observations  voqu es plus haut. On a donc affaire à des structures à très petite échelle dont l'origine est sans doute purement cinématique, car elles ne coïncident pas avec les pics de densité de colonne. Leur morphologie est essentiellement allong e et sans courbure, leurs épaisseurs transverses variant typiquement entre 0,01 pc et 0,03 pc, sachant que la limite inférieure est sans doute plus faible, car on atteint là la limite de résolution.

□

¹⁶Voire de pression, comme le suggèrent les observations de [Jenkins & Tripp, 2001].

¹⁷Observations de Carl Heiles non encore publi es.

¹⁸Techniquement, on mesure les incréments des centroïde de vitesse sur le plan du ciel [Pety & Falgarone, 2003]. On reparlera abondamment des centroïdes dans la troisième partie.

CHAPITRE III

Mécanique des fluides et turbulence

III.1 Du laminaire au turbulent

Considérons un fluide s'écoulant autour d'un obstacle cylindrique à vitesse constante, ce qu'on peut obtenir en fixant le débit du fluide. On s'arrange pour visualiser les trajectoires des particules fluides, par exemple en introduisant ponctuellement un colorant. À faible vitesse, on voit que les trajectoires ainsi matérialisées sont régulières, bien définies, et surtout stationnaires, ce qui signifie notamment que si l'on venait à placer une sonde de vitesse en n'importe quel point de l'écoulement, la valeur qu'elle indiquerait ne varierait pas au cours du temps. On dit alors que l'écoulement est laminaire. Notons qu'un tel écoulement est parfaitement prévisible, en ce sens que deux particules fluides issues d'un même point suivent la même trajectoire.

Augmentons progressivement le débit, de sorte que la vitesse de l'écoulement augmente, la section étant fixée. On voit alors apparaître, en aval de l'obstacle, des vortex autour desquels circulent les particules fluides. L'écoulement n'est plus aussi simple qu'à faible vitesse, mais il est toujours stationnaire. En augmentant encore le débit, on voit que les vortex se détachent de l'obstacle, aussitôt remplacés par d'autres, lesquels se détachent à leur tour et ainsi de suite. Il se forme alors ce qu'on appelle une double allée de Bénard et von Karmann, qui est entraînée par l'écoulement. Ce dernier n'est alors plus stationnaire, mais on peut encore le décrire par un modèle périodique.

Si l'on augmente encore le débit, les trajectoires des particules fluides en aval de l'obstacle se brouillent, comme on peut le voir sur la figure III.1. Avec une sonde de vitesse, on pourrait montrer que la vitesse varie de manière chaotique à la fois spatialement et temporellement, cela sans que les conditions extérieures imposées varient. On ne peut plus du tout prédire les détails de l'écoulement, du fait d'une succession "infinie" d'instabilités qui annihilent notre capacité prédictive. L'écoulement est devenu turbulent, et la seule approche possible pour le caractériser est alors de nature statistique. Le but des théories de la turbulence est de parvenir à cette description statistique à partir des seules équations du mouvement¹.



FIG. III.1 – *Illustration de la transition laminaire-turbulent. Un jet d'air issu d'un cylindre d'ouverture circulaire s'écoule de la gauche vers la droite avec un nombre de Reynolds de l'ordre de 10000 (voir le III.2.c) et est rendu visible par l'injection de fumée. On voit la fin, à l'extrême gauche, du régime laminaire, puis le développement d'instabilités, de tourbillons formant une double allée de Bénard et von Karmann, puis l'installation abrupte du régime turbulent, à droite. Image issue de [van Dyke, 1982].*

¹On remarque là une analogie certaine avec la démarche de la mécanique statistique et de la thermodynamique.

III.2 Rappels élémentaires de mécanique des fluides

III.2.a Approches lagrangienne et eulérienne

La mécanique des fluides, ou plus généralement la mécanique des milieux continus, se fonde sur une description mésoscopique des phénomènes. On considèrera ainsi des particules fluides de taille très inférieure à la taille caractéristique des écoulements, mais très supérieure à l'échelle atomique. Cette description est justifiée par le fait que les forces de cohésion au sein d'un fluide ont une portée finie, dont la valeur est néanmoins plus grande dans un liquide que dans un gaz. Si l'on veut schématiser, la taille caractéristique des particules fluides devra être de l'ordre de cette portée des forces de cohésion. À partir de là, la dérivation des équations de la mécanique des fluides se fait en suivant les principes de la mécanique des points matériels. On doit cependant remarquer que, contrairement à la mécanique des systèmes de points matériels isolés, la corrélation entre les mouvements des diverses particules de fluide, du fait de ces forces à grande distance, implique que l'étude d'un écoulement peut se faire suivant deux approches sensiblement différentes. L'une consiste à se placer en un point fixe et à observer la vitesse des éléments de fluide se succédant à cette position au cours du temps. Cette approche constitue le point de vue eulérien, et elle correspond aux conditions expérimentales des mesures par sonde de vitesse. Alternativement, on peut s'intéresser au mouvement d'une particule fluide particulière, ce qui constitue l'approche lagrangienne, mise à profit lorsqu'on visualise les trajectoires grâce à un colorant. À ces deux approches correspondent deux dérivées du champ de vitesse $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ par rapport au temps.

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} \quad \text{pour l'approche eulérienne et} \quad \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad \text{pour l'approche lagrangienne,}$$

où le vecteur "nabla" ∇ a pour composantes les opérateurs de dérivation partielle par rapport aux trois coordonnées d'espace. Le terme $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}$ correspond à la variation de la vitesse du fait de l'advection dans l'écoulement. La dérivée de la vitesse apparaissant dans l'équation du mouvement d'une particule fluide est la dérivée totale correspondant à l'approche lagrangienne. Tous les champs emportés par l'écoulement peuvent être traités de l'une ou l'autre manière, notamment la densité ρ ,

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \rho = -(\nabla \cdot \mathbf{v}) \rho \quad \text{du fait de l'équation de continuité} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0.$$

L'équation de continuité traduit la conservation de la masse de fluide. La quantité $\nabla \cdot \mathbf{v}$ détermine alors le taux de compression ou d'expansion d'une particule fluide.

III.2.b Forces exercées sur une particule fluide

L'écriture du second membre de la relation fondamentale de la dynamique nécessite de connaître les forces exercées sur les éléments du fluide. Dans la limite du continu, on montre que ces derniers sont soumis à des forces de pression normales à leur surface et à des forces visqueuses tangentielles. Plus précisément, en considérant une surface dS orientée par un vecteur unitaire \mathbf{n} qui lui est normal, la force exercée par le fluide sur cet élément de surface s'écrit $d\mathbf{F} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} dS$, où $\boldsymbol{\sigma}$ est un tenseur d'ordre deux symétrique, appelé tenseur des contraintes. On en déduit la force sur une particule fluide,

$$d\mathbf{F} = \iint dS \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} \quad \text{d'où} \quad dF_i = \sum_j \iint dS \sigma_{ij} n_j = \sum_j \iint dS \alpha_j n_j = \iiint d\tau \operatorname{div} \boldsymbol{\alpha} = \iiint d\tau \sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j},$$

où dF_i désigne la composante i de la force cherchée. La dernière égalité fait apparaître la densité volumique de force à l'intérieur du fluide. Le tenseur des contraintes peut se décomposer en deux parties, de sorte que $\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij}$, où p désigne la pression scalaire, δ_{ij} est le symbole de Kronecker, et $\boldsymbol{\tau}$ est le tenseur des contraintes visqueuses. Sa forme particulière dépend du fluide et des conditions de l'écoulement mais un cas simple est celui des fluides newtoniens² incompressibles, pour lesquels le tenseur des contraintes visqueuses est proportionnel au tenseur du taux de cisaillement \mathbf{e} ,

$$\tau_{ij} = \eta e_{ij} = \frac{\eta}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right),$$

²Un fluide est dit newtonien si la relation entre le tenseur des contraintes et celui du taux de cisaillement est linéaire.

la constante de proportionnalité η étant la viscosité dynamique. La densité volumique de force s'écrit alors vectoriellement, et permet d'écrire l'équation de Navier-Stokes régissant l'évolution de \mathbf{v} ,

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\eta}{\rho} \Delta \mathbf{v} + \mathbf{f} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mu \Delta \mathbf{v} + \mathbf{f} \quad (1)$$

où \mathbf{f} représente la densité massique de l'ensemble des autres forces exercées sur les particules fluides³. Le symbole Δ représente l'opérateur laplacien, et μ est appelée viscosité cinématique. Lorsque le terme $\mu \Delta \mathbf{v}$ est négligeable devant les autres, l'équation de Navier-Stokes devient l'équation d'Euler

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{f}, \quad (2)$$

qu'on utilisera plus bas.

III.2.c Le nombre de Reynolds

Reprenons l'exemple introductif de l'obstacle cylindrique placé dans un écoulement. On note L la taille caractéristique de ce cylindre, à savoir essentiellement son diamètre, et U la vitesse de l'écoulement loin en amont de l'obstacle. On suppose en outre qu'il n'existe pas d'autre force que celles modélisées par le tenseur des contraintes, c'est-à-dire qu'on suppose $\mathbf{f} = \mathbf{0}$. L'équation de Navier-Stokes (1) montre qu'alors la variation de la vitesse est déterminée⁴ par la compétition entre les effets du terme advectif $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}$ et ceux du terme diffusif⁵ $\mu \Delta \mathbf{v}$. Chacun de ces deux termes peut être écrit en ordre de grandeur en utilisant les valeurs caractéristiques U et L , de sorte qu'on peut les comparer en formant le nombre sans dimension

$$\text{Re} = \frac{U^2}{L} \times \frac{L^2}{\mu U} = \frac{UL}{\mu}, \quad \text{dit nombre de Reynolds.}$$

Celui-ci exprime le rapport entre le temps caractéristique de diffusion et le temps caractéristique d'advection, et quantifie la compétition entre les effets de l'une, tendant à homogénéiser l'écoulement, et de l'autre, tendant à accentuer les hétérogénéités⁶. Qualitativement, on comprend que si le nombre de Reynolds est très inférieur à 1, par exemple parce que la vitesse U est faible, les effets de la diffusion sont beaucoup plus rapides à se mettre en place que ceux de l'advection, et il en résulte que ce régime correspond à celui des écoulements laminaires. En revanche, si le nombre de Reynolds devient très grand devant 1, les effets non linéaires de l'advection deviennent prépondérants, et on passe dans le régime turbulent.

En fait, on peut énoncer le principe de similarité, selon lequel, pour un fluide incompressible, le nombre de Reynolds est le seul paramètre de contrôle de l'écoulement, à géométrie fixée, de sorte que des considérations simples de dimensionnalité peuvent fournir des résultats utiles.

III.2.d Instabilités et transition vers la turbulence

Pour un écoulement donné, les solutions de l'équation de Navier-Stokes (ou de l'équation d'Euler, qui est sa limite à viscosité nulle) sont très souvent instables. Pour l'équation de Navier-Stokes, c'est d'autant plus vrai que le nombre de Reynolds est grand. Toute perturbation de l'écoulement, inévitable en pratique, envoie le système vers un état complètement différent de celui décrit par la solution. Comme on l'a déjà dit, le moteur principal de ces instabilités est le terme d'advection $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}$, mais il ne faut pas oublier le rôle éventuellement joué par les forces extérieures⁷. Au delà d'un certain seuil caractéristique, l'écoulement forme une structure dont la périodicité est fixée par les ordres de grandeur des forces, et cette structure primaire peut elle-même être soumise à de nouvelles instabilités, amenant une transition brusque ou graduelle vers le chaos.

³On pense par exemple à la gravité, à la force de Lorentz, etc...

⁴On néglige la variation linéaire due aux hétérogénéités de pression.

⁵On parle de terme diffusif par analogie avec l'équation de diffusion particulière et l'équation de la chaleur, notamment. La quantité transportée ici est la quantité de mouvement et son coefficient de diffusion associé est la viscosité.

⁶Ceci du fait de son caractère non-linéaire.

⁷Par exemple celui de la gravité dans l'instabilité de l'interface entre deux fluides de densités différentes, le fluide le plus dense étant au-dessus du fluide le moins dense. L'instabilité survenant alors est dite de Rayleigh-Taylor.

À ce titre, l'exemple de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est particulièrement intéressant. On considère, sur la figure III.2, deux fluides séparés par une interface plane à l'instant $t = 0$. On les met en mouvement avec des vitesses parallèles à cette interface, égales en module mais de sens opposés. Lorsqu'une perturbation de longueur d'onde appropriée apparaît à l'interface entre les deux fluides, elle est accentuée du fait de la relation de Bernoulli⁸, mais atteint un état stable par les effets de capillarité. Par la suite, la différence de vitesse entre les deux fluides au voisinage des ventres de la perturbation déplace ces derniers dans des sens opposés, et on aboutit à la formation de tourbillons de Kelvin-Helmholtz à l'interface.

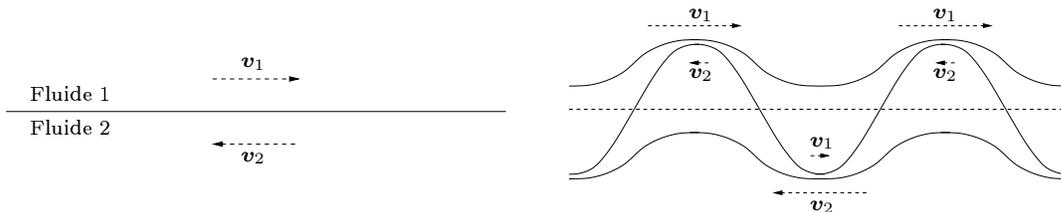


FIG. III.2 – *Instabilité de Kelvin-Helmholtz*

La transition vers le chaos turbulent peut se faire suivant plusieurs scénarii. D'une part la transition par intermittence, dont on reparlera, qui se caractérise par des "bouffées" chaotiques au sein d'un comportement régulier. On distingue ensuite les transitions graduelles soit par doublement de période, soit par le modèle quasipériodique de Ruelle-Takens, pour lequel la fréquence de l'instabilité secondaire est incommensurable à celle de l'instabilité primaire. Il est possible de modéliser ces bifurcations en fonction de la dimension de l'espace, en analysant les solutions d'équations différentielles simples. On peut notamment visualiser ces solutions dans l'espace des phases, ce qui permet d'exhiber la notion de cycle limite. Les systèmes chaotiques sont alors caractérisés par des cycles limites extrêmement complexes, fractals, appelés "attracteurs étranges". En particulier, il devient impossible de prédire le comportement du système, faute de connaître les conditions initiales de son évolution avec une précision infinie⁹.

III.3 La théorie de Kolmogorov (1941)

III.3.a La cascade turbulente

Le désordre à la fois spatial et temporel qui caractérise la turbulence suggère que l'on ne peut pas déduire complètement une théorie de la turbulence à partir des équations du mouvement de type Navier-Stokes. En l'état actuel des connaissances, c'est effectivement le cas. Cependant, on peut, à partir d'hypothèses simples, compatibles avec l'équation de Navier-Stokes, construire une théorie phénoménologique de la turbulence incompressible. C'est l'objet de la théorie de Kolmogorov, fondée sur les idées de Richardson [Richardson, 1922]. Ce dernier a pour la première fois décrit la turbulence comme une hiérarchie de tourbillons de différentes tailles, imbriqués les uns dans les autres, et permettant le transfert d'énergie cinétique des grandes échelles où elle est injectée par des processus macroscopiques divers, fixés par les conditions de l'écoulement, vers les petites échelles où elle est dissipée par viscosité. Kolmogorov [Kolmogorov, 1941] a par la suite quantifié cette approche, en particulier en identifiant la plus petite échelle turbulente, laquelle porte désormais son nom.

La description qui suit adopte la démarche de Pope [Pope, 2000]. Dans la vision de turbulence pleinement développée de Kolmogorov, les tourbillons sont caractérisés par une certaine taille l , une vitesse typique $v(l)$ et un temps de retournement $\tau(l) = l/v(l)$. La notion de tourbillon doit être prise au sens large, c'est-à-dire comme une région de taille l sur laquelle les mouvements du fluide sont plus ou moins cohérents. Les tourbillons les plus grands sont de taille caractéristique sensiblement identique à l'échelle L de l'écoulement global, et de vitesse caractéristique $\sim U$. Le nombre de Reynolds qui les caractérise est donc le même que celui de l'écoulement global, supposé très grand devant 1. Ils sont donc susceptibles d'être déstabilisés. Selon

⁸La relation de Bernoulli exprime la conservation de l'énergie le long d'une ligne de courant dans un écoulement parfait incompressible. Ici, elle permet d'affirmer que si la vitesse augmente, la pression diminue.

⁹Pour plus de précisions sur l'approche de la turbulence en termes de systèmes dynamiques, le lecteur pourra utilement se reporter à l'ouvrage de Manneville [Manneville, 1990].

Richardson, c'est exactement ce qui se passe, les grands tourbillons donnant naissance à des tourbillons plus petits, auxquels ils transfèrent une partie de leur énergie. Ces tourbillons plus petits sont eux-mêmes instables, et on assiste donc à une cascade d'énergie turbulente des grandes échelles vers les petites, au travers d'un couplage des échelles. Le caractère local de ce couplage dans l'espace de Fourier¹⁰ n'est pas formellement démontré mais nous n'entrerons pas ici dans ce débat. Les échelles ainsi couplées forment un domaine dit inertiel, car il n'y pas de gain net d'énergie pour les tourbillons à ces échelles, et le transfert d'énergie d'une échelle à l'autre se fait à un taux constant noté ϵ . Celui-ci est déterminé de manière dimensionnelle aux grandes échelles, en écrivant qu'il est proportionnel au rapport de l'énergie cinétique $v(L)^2 = U^2$ au temps de retournement $\tau(L) = L/U$, soit $\epsilon \sim U^3/L$.

III.3.b Les hypothèses de Kolmogorov

Comment se fait la cascade d'énergie vers les petites échelles ? En particulier, comment se comportent la vitesse $v(l)$ et le temps de retournement $\tau(l)$ lorsque l'échelle l diminue ? Le fait qu'on suppose implicitement que le nombre de Reynolds diminue aux petites échelles¹¹ ne permet pas de répondre directement à ces questions. C'est en posant trois hypothèses que Kolmogorov a établi une théorie résolvant ces problèmes, et montrant que τ et v décroissent tous deux lorsque l'échelle l diminue. Les hypothèses de Kolmogorov sont les suivantes :

- ▷ Aux grands nombres de Reynolds, les mouvements turbulents à petite échelle $l \ll l_0$ sont statistiquement isotropes,
- ▷ Dans tout écoulement turbulent à suffisamment grand nombre de Reynolds, les statistiques des mouvements à petite échelle $l \ll l_0$ ont une forme universelle uniquement déterminée par ϵ et ν ,
- ▷ À la limite d'un nombre de Reynolds infini, les statistiques de ces mêmes mouvements à petite échelle l dans le domaine inertiel ($l_d \ll l \ll l_0$) ont une forme universelle uniquement déterminée par la valeur de ϵ .

La première hypothèse, dite d'isotropie locale, sous-entend que les biais anisotropes aux grandes échelles, dus à la géométrie particulière des conditions aux limites, deviennent négligeables dès qu'on se place à une échelle l petite devant une taille caractéristique l_0 qui est de l'ordre de L . On peut imaginer que cette perte d'information sur la géométrie de l'écoulement aux grandes échelles est en fait générale, et que les mouvements turbulents aux échelles plus petites que l_0 sont en un certain sens universels, c'est-à-dire indépendants des conditions particulières à grande échelle.

Les processus qui dominent les propriétés de l'écoulement aux échelles inertielles sont alors le transfert d'énergie à un taux ϵ et la dissipation visqueuse, fixée par ν , ce qui amène la seconde hypothèse. Étant donné ϵ et ν , on peut construire d'unique grandeurs caractéristiques de longueur l_d , de vitesse v_d et de temps τ_d , qui sont les grandeurs de Kolmogorov. Le nombre de Reynolds construit avec ces échelles est égal à 1, ce qui indique que l'échelle l_d est celle pour laquelle la dissipation par viscosité commence à dominer l'advection.

Par ailleurs, ces grandeurs caractéristiques peuvent être rapportées aux valeurs typiques des grandes échelles, les rapports obtenus étant *in fine* exprimés par des puissances du nombre de Reynolds,

$$\frac{l_d}{L} \sim \text{Re}^{-3/4} \quad \frac{v_d}{U} \sim \text{Re}^{-1/4} \quad \text{et} \quad \frac{\tau_d}{\tau(L)} \sim \text{Re}^{-1/2}$$

À la limite d'un nombre de Reynolds infini, les rapports l_d/L et l_d/l_0 deviennent nuls, et il existe donc une plage d'échelles l à la fois très grandes devant l_d et très petites devant l_0 . Les tourbillons à cette échelle étant très grands devant ceux de l'échelle dissipative, on peut supposer que leur comportement ne dépend pas de la viscosité, ce qui constitue la troisième et dernière hypothèse.

III.3.c Les lois d'échelle

À partir de ces hypothèses, on peut déduire des lois d'échelle décrivant le comportement des tourbillons dans le domaine inertiel. Il est en effet possible de construire des échelles de vitesse et de temps à partir des

¹⁰Ce qui signifie qu'une échelle donnée interagit essentiellement avec les échelles qui lui sont sensiblement égales.

¹¹Ceci parce que dans cette approche, la dissipation aux petites échelles est due à la viscosité, ce qui implique un nombre de Reynolds petit.

seules données de ϵ et de l , ainsi $v(l) = (\epsilon l)^{1/3}$ et $\tau(l) = (l^2/\epsilon)^{1/3}$. Ces relations permettent de déduire que le taux de transfert d'énergie à une échelle l , noté $\epsilon(l)$ et calculé comme le rapport de l'énergie cinétique $\mathcal{E}(l) \sim v(l)^2$ au temps de retournement $\tau(l)$, est en fait égal à ϵ . Il n'y a par conséquent ni accumulation ni dissipation d'énergie aux échelles inertielles, ce qui est cohérent avec l'image qu'on s'est faite plus haut de la cascade turbulente.

La distribution de l'énergie cinétique des tourbillons en fonction de l'échelle est donnée, on vient de le dire, par la loi d'échelle $\mathcal{E}(l) \sim (\epsilon l)^{2/3}$. Comme on le verra plus bas, il est commun de se placer dans l'espace de Fourier, de sorte que les échelles spatiales sont repérées par un nombre d'onde k inversement proportionnel à l . En termes des nombres d'onde, la densité d'énergie cinétique dépend de l'échelle suivant une loi en $k^{-5/3}$. En effet, partant de l'égalité définissant la densité $\mathcal{E}(k)$,

$$\mathcal{E}(k)dk = \mathcal{E}(l)dl \quad \text{et en notant que} \quad dk \propto \frac{dl}{l^2} \quad \text{on a} \quad \mathcal{E}(k) \sim \mathcal{E}(l)l^2 \sim \epsilon^{2/3}l^{5/3} \sim \epsilon^{2/3}k^{-5/3}.$$

Cet exposant du spectre d'énergie $\mathcal{E}(k)$ implique la convergence des intégrales exprimant les quantités d'énergie contenues respectivement aux grandes et aux petites échelles du domaine inertiel. On peut notamment montrer que l'essentiel de l'énergie se trouve aux grandes échelles [Pope, 2000].

III.3.d Reformulation des hypothèses de Kolmogorov

Le point de vue moderne est un peu différent de celui de Kolmogorov. On le formule également au travers de trois hypothèses, qui viennent remplacer celles précédemment énoncées.

- ▷ Dans le régime turbulent à la limite des nombres de Reynolds infinis, et loin des sources de la turbulence (typiquement les bords de l'écoulement), les mouvements aux échelles inertielles et dissipatives présentent statistiquement les mêmes symétries que l'équation de Navier-Stokes,
- ▷ L'écoulement est autosimilaire dans le domaine inertiel,
- ▷ Le taux de dissipation de l'énergie reste en moyenne fini lorsque la viscosité tend vers zéro.

Ces hypothèses appellent quelques commentaires. Tout d'abord, les symétries des équations du mouvement (invariances par translation, par changement de l'origine des temps, par changement de référentiel Galiléen, par parité et par rotation) y jouent un rôle central. Ces symétries sont souvent brisées par les instabilités apparaissant au cours de la transition vers le chaos [Manneville, 1990], mais elles sont restaurées de manière statistique, dans le régime turbulent, aux échelles suffisamment petites pour ne pas être influencées par la géométrie globale du système. Cette hypothèse se comprend par exemple en observant des représentations d'écoulements turbulents. Sans information supplémentaire, il est impossible de dire quelles sont leurs orientations, tant l'aspect est homogène et isotrope, en un certain sens statistique. Pour illustrer cette idée, on pourra considérer le régime turbulent visible à droite de la figure III.1. En isolant une région suffisamment petite de cette image¹², on serait bien en peine de donner la direction de l'écoulement. De même, il est souvent impossible de déterminer, sans autre information, l'échelle de l'image étudiée. Dans le domaine inertiel, les propriétés des écoulements turbulents localement isotropes sont déterminées uniquement par la viscosité ν et le taux de dissipation ϵ . La dernière hypothèse est essentiellement d'ordre expérimental, et elle permet de conserver un taux de dissipation non négligeable, même pour les nombres de Reynolds infinis, correspondant à une viscosité nulle.

III.4 Description statistique de la turbulence

III.4.a Présentation rapide de la méthode

Les écoulements turbulents à grand nombre de Reynolds, on l'a dit, ne peuvent être correctement décrits que de manière statistique. Il faut donc considérer que la vitesse tridimensionnelle $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ ainsi que les autres champs, par exemple ceux de densité $\rho(\mathbf{x}, t)$, de température $T(\mathbf{x}, t)$ ou de pression $p(\mathbf{x}, t)$, sont des champs aléatoires, qu'il convient de décrire à l'aide des outils statistiques étudiés au chapitre V. En prenant de l'avance sur ce qui sera dit plus tard, on définit ainsi des densités de probabilité notées W_p telles que la

¹²C'est-à-dire plus petite que la largeur de l'écoulement.

quantité $W_p(\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_p; \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_p; t_1, \dots, t_p) d\mathbf{v}_1 \dots d\mathbf{v}_p$ représente la probabilité que la vitesse prenne la valeur \mathbf{v}_i à $d\mathbf{v}_i$ près à la position \mathbf{x}_i et à l'instant t_i .

Toutes les propriétés statistiques du champ de vitesse d'un écoulement turbulent sont contenues dans la connaissance des diverses fonctions W_p . De même, on définit des densités de probabilité associées aux autres variables de l'écoulement, ainsi qu'aux combinaisons de plusieurs variables. On va se concentrer sur le seul champ de vitesse dans la suite de ce chapitre, mais on considérera ultérieurement des quantités dépendant également de la densité, notamment aux chapitres **X**, **XI** et **XX**.

Les différentes hypothèses sur l'écoulement turbulent, faites de manière statistique, portent sur les propriétés de ces densités de probabilité. L'hypothèse de stationnarité, par exemple, implique que toutes sont inchangées par translation de l'origine des temps. Quant aux hypothèses d'homogénéité et d'isotropie statistiques exprimées dans le cadre de la théorie de Kolmogorov, elles reviennent à écrire que les fonctions W_p sont invariantes respectivement par changement de l'origine des coordonnées et par rotation du système d'axes.

Cependant, dans la pratique, les densités de probabilité ne sont pas facilement accessibles, et il faut recourir au calcul de grandeurs moyennes sur l'écoulement, dont on montre¹³ qu'elles peuvent s'exprimer comme des intégrales sur des expressions contenant les fonctions W_p . On a de cette manière indirectement accès aux propriétés des densités de probabilité.

Parmi les grandeurs moyennes couramment utilisées, on notera en particulier les fonctions de corrélation à n points, définies ici en rendant implicite la dépendance en temps¹⁴, par

$$A_{v_{i_1}, \dots, v_{i_p}}(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_p) = E\{v_{i_1}(\mathbf{x}_1) \dots v_{i_p}(\mathbf{x}_p)\},$$

et donnant la moyenne¹⁵ des produits de n composantes de la vitesse prises en n points. Si l'on se place dans le cas où toutes les composantes considérées sont les mêmes, on parlera de fonctions d'autocorrélation à n points. D'autre part, en supposant l'écoulement homogène, ces fonctions ne peuvent dépendre que des $n - 1$ séparations $\mathbf{r}_i = \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_1$ pour $2 \leq i \leq n$. En particulier, on utilisera la fonction de corrélation à deux points $A_{v_i, v_j}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = E\{v_i(\mathbf{x}_1)v_j(\mathbf{x}_2)\}$, qu'on écrira le plus souvent sous la forme $A_{v_i, v_j}(\mathbf{r})$, où \mathbf{r} est égal à la séparation $\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1$. Enfin, on considérera souvent la fonction d'autocorrélation à deux points, qu'on écrira avec un seul indice $A_{v_i}(\mathbf{r}) = A_{v_i, v_i}(\mathbf{r})$, et qu'on appellera abusivement fonction d'autocorrélation, sans plus de précision.

On se sert également des fonctions de structure, définies par la relation générale

$$S_{v_{i_1}, \dots, v_{i_p}}(\mathbf{r}) = E\{[v_{i_1}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - v_{i_1}(\mathbf{x})] \dots [v_{i_p}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - v_{i_p}(\mathbf{x})]\},$$

où l'on a utilisé l'hypothèse d'homogénéité en ne faisant pas de \mathbf{x} un argument de la fonction. Comme pour les fonctions de corrélation, on s'intéressera souvent au cas où les composantes de la vitesse sont toutes les mêmes, c'est-à-dire aux fonctions de structure d'ordre p se mettant sous la forme¹⁶,

$$S_{v_i}^{(p)}(\mathbf{r}) = S_{v_i, \dots, v_i}(\mathbf{r}) = E\{[v_i(\mathbf{x} + \mathbf{r}) - v_i(\mathbf{x})]^p\}.$$

D'autre part, dans ce dernier cas, il est intéressant de considérer l'orientation de la séparation \mathbf{r} relativement à l'axe i . On définit ainsi les fonctions de structure d'ordre p longitudinale et transverse,

$$\mathcal{L}_{v_i}^{(p)}(\mathbf{r}) = E\{[v_i(\mathbf{x} + r\mathbf{u}_i) - v_i(\mathbf{x})]^p\} \quad \text{et} \quad \mathcal{T}_{v_i}^{(p)}(\mathbf{r}) = E\{[v_i(\mathbf{x} + r\mathbf{u}_j) - v_i(\mathbf{x})]^p\} \quad (i \neq j).$$

Avec l'hypothèse d'isotropie, ces deux fonctions sont en fait indépendantes de la composante particulière de la vitesse qu'on considère, et on pourra omettre l'indice correspondant. La figure III.3 montre un schéma représentant les deux cas, longitudinal et transverse. Notons enfin que, dans le cas d'un champ de vitesse statistiquement homogène, il existe une relation linéaire simple entre la fonction de structure d'ordre deux d'une composante quelconque et la fonction d'autocorrélation de cette même composante, à savoir

$$S_{v_i}^{(2)}(\mathbf{r}) = 2[A_{v_i}(\mathbf{0}) - A_{v_i}(\mathbf{r})],$$

sur laquelle on reviendra au **V.6.a** et qu'on mettra à profit au chapitre **X**.

¹³Voir le chapitre **IV**.

¹⁴Toutes les vitesses sont supposées prises au même instant.

¹⁵La notation E désigne l'espérance mathématique, formalisation de la notion de moyenne (voir le chapitre **IV**).

¹⁶On peut également définir les fonctions de structure de ce type en prenant la racine $p^{\text{ème}}$ de la fonction $S_{v_i}^{(p)}$, de façon à conserver la dimension d'une vitesse.

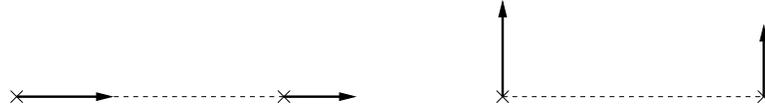


FIG. III.3 – Composantes de la vitesse impliquées dans le calcul des fonctions de structure longitudinale (à gauche) et transverse (à droite).

Comme on l'a évoqué un peu plus haut, on peut effectuer une analyse du champ de vitesse en termes de composantes de Fourier¹⁷. Les propriétés statistiques décrites dans l'espace direct par les fonctions de corrélation doivent avoir des équivalents en Fourier, ce qui amène à considérer les spectres en vitesse de l'écoulement, définis comme les transformées de Fourier des fonctions de corrélation à deux points,

$$\mathcal{P}_{v_i, v_j}(\mathbf{k}) = \int A_{v_i, v_j}(\mathbf{r}) e^{-2i\pi\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad \text{où l'intégration est faite sur l'ensemble des échelles inertielles } \mathbf{r}.$$

Cette quantité est complexe et telle que $\mathcal{P}_{v_i, v_j}(\mathbf{k}) = \mathcal{P}_{v_j, v_i}^*(\mathbf{k}) = \mathcal{P}_{v_j, v_i}(-\mathbf{k})$, en raison des propriétés de symétrie des fonctions de corrélation à deux points, et du fait que celles-ci sont réelles. De plus, la matrice constituée des divers spectres en vitesse est semi-définie positive, de sorte qu'en particulier ses éléments diagonaux sont des réels positifs ou nuls. On appelle couramment ces derniers spectres de puissance des composantes de la vitesse auxquelles ils se rapportent,

$$\mathcal{P}_{v_i}(\mathbf{k}) = \int A_{v_i}(\mathbf{r}) e^{-2i\pi\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad \text{pour chaque composante } i.$$

Enfin, la trace $\mathcal{P}_v(\mathbf{k})$ de ce tenseur est égale à la transformée de Fourier de la quantité $E\{\mathbf{v}(\mathbf{x} + \mathbf{r})\cdot\mathbf{v}(\mathbf{x})\}$ et peut légitimement être appelée spectre de puissance de la vitesse, sans plus de précision. Remarquons cependant que, dans la suite, on n'aura accès qu'à une seule composante de la vitesse, à savoir celle parallèle à la ligne de visée, et on fera un abus de langage en parlant de spectre de puissance de la vitesse pour désigner le spectre de puissance de cette composante¹⁸.

L'information contenue dans les spectres $\mathcal{P}_{v_i, v_j}(\mathbf{k})$, qui constituent un tenseur d'ordre deux dépendant d'un vecteur tridimensionnel, peut éventuellement être réduite à une fonction scalaire d'un scalaire, en éliminant toute information de direction. On définit ainsi le spectre en énergie de l'écoulement en considérant l'intégration du spectre de puissance de la vitesse sur toutes les directions possibles du vecteur d'onde \mathbf{k} , lorsque la norme k de ce dernier est fixée, soit

$$\mathcal{E}(k) = \int \mathcal{P}_v(\mathbf{k}) \delta(|\mathbf{k}| - k) d\mathbf{k}.$$

On a déjà évoqué cette quantité plus haut, en écrivant que, d'après Kolmogorov, son comportement dans le domaine inertiel suit une loi de la forme $\mathcal{E}(k) \propto k^{-5/3}$. En conséquence, le spectre de puissance de la vitesse suit la loi $\mathcal{P}_v(\mathbf{k}) \propto |\mathbf{k}|^{1-n-5/3}$, où n est la dimension de l'espace.

III.4.b Quelques résultats

De manière générale, les spectres en vitesse $\mathcal{P}_{v_i, v_j}(\mathbf{k})$ contiennent beaucoup plus d'information que le spectre en énergie $\mathcal{E}(k)$. Cependant, dans le cas de la turbulence isotrope, on montre que la connaissance de ce dernier est suffisante. En effet, étant donnée l'isotropie, l'information de direction contenue dans les spectres en vitesse ne peut dépendre que de k . Or, les seuls tenseurs d'ordre deux invariants par rotation

¹⁷Supposons que l'on cherche une solution harmonique à l'équation de Navier-Stokes, en notation complexe. Le terme non linéaire $(\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v}$ se traduit alors en termes de vecteurs d'onde par un couplage des modes, correspondant au couplage des échelles décrit par la cascade turbulente [Pope, 2000].

¹⁸En supposant l'isotropie, on a de toutes les manières la relation $\mathcal{P}_v(\mathbf{k}) = 3\mathcal{P}_{v_i}(\mathbf{k})$, quelle que soit la composante i .

que l'on peut former à partir du vecteur d'onde sont le tenseur unité $\mathbf{1}$ et le tenseur dont les éléments sont $k_i k_j$, d'où la forme nécessaire du tenseur des spectres en vitesse

$$\mathcal{P}_{v_i, v_j}(\mathbf{k}) = B(k)\delta_{ij} + C(k)k_i k_j.$$

D'autre part, la traduction en Fourier de la condition d'incompressibilité de l'écoulement, $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$, s'obtient en remarquant que la dérivation par rapport à une coordonnée d'espace x_j revient à multiplier par ik_j en Fourier¹⁹. Il s'ensuit que la condition d'incompressibilité s'écrit $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$, soit encore

$$\sum_i k_i \mathcal{P}_{v_i, v_j}(\mathbf{k}) = \sum_j k_j \mathcal{P}_{v_i, v_j}(\mathbf{k}) = 0, \quad \text{en multipliant par une composante de la vitesse.}$$

À partir de ces équations et de la définition du spectre en énergie, on obtient les formes de B et C ,

$$\mathcal{P}_{v_i, v_j}(\mathbf{k}) = \frac{\mathcal{E}(k)}{4\pi k^2} \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right).$$

Des formes similaires sont obtenues dans l'espace direct, en appliquant les hypothèses de Kolmogorov aux fonctions de structure. Dans ce cas, l'hypothèse d'isotropie implique [Monin & Yaglom, 1975] que le tenseur d'ordre deux formé des fonctions $S_{v_i, v_j}(\mathbf{r})$ est nécessairement une combinaison linéaire des deux seuls tenseurs invariants par rotation formés à partir du vecteur \mathbf{r} , à savoir le tenseur unité et le tenseur dont les éléments sont $r_i r_j$. Utilisant les fonctions de structure d'ordre deux longitudinale et transverse, on a

$$S_{v_i, v_j}(\mathbf{r}) = \mathcal{T}^{(2)}(r)\delta_{ij} + \left[\mathcal{L}^{(2)}(r) - \mathcal{T}^{(2)}(r) \right] \frac{r_i r_j}{r^2}.$$

En fait, dans le cadre d'une turbulence localement homogène et isotrope, on peut montrer [Pope, 2000] que S_{v_i, v_j} est entièrement déterminée par la fonction de structure d'ordre deux longitudinale. Or, d'après la deuxième hypothèse de Kolmogorov, on peut écrire une relation dimensionnelle donnant la forme de cette fonction aux grands nombres de Reynolds,

$$\mathcal{L}^{(2)}(r) = (\epsilon r)^{2/3} f(r/l_d), \quad \text{en rappelant que } l_d \text{ est l'échelle de Kolmogorov.}$$

Dans la limite des nombres de Reynolds infinis, ce qui correspond à une viscosité et à une échelle de dissipation l_d nulles, la dernière hypothèse de Kolmogorov implique que f tend vers une constante C universelle et que dans ce cas on a finalement

$$S_{v_i, v_j}(\mathbf{r}) = C(\epsilon r)^{2/3} \left(\frac{4}{3}\delta_{ij} - \frac{1}{3}\frac{r_i r_j}{r^2} \right).$$

La forme de la fonction de structure longitudinale écrite plus haut se généralise aux ordres entiers p quelconques. En effet, dans le cadre des hypothèses de Kolmogorov, à la limite des nombres de Reynolds infinis, et si l'on se place dans le domaine inertiel, la fonction de structure longitudinale d'ordre p ne peut dépendre que de ϵ et de r , ce qui donne, dimensionnellement

$$\mathcal{L}^{(p)}(r) = C_p(\epsilon r)^{p/3} \quad \text{où } C_p \text{ est une constante universelle.} \quad (3)$$

En particulier, on a la loi dite "des quatre-cinquièmes" de Kolmogorov, $\mathcal{L}^{(3)}(r) = -(4/5)\epsilon r$, exacte dans le cas de l'homogénéité et de l'isotropie locales à toutes les échelles, mais également très bien vérifiée expérimentalement.

III.4.c Les limites de la théorie de Kolmogorov

De nombreuses mesures expérimentales (voir par exemple [Anselmet *et al.*, 1984]) montrent que les fonctions de structure longitudinales suivent effectivement des lois de puissance en fonction de l'échelle r , mais avec des exposants ζ_p différents de ceux prédits par Kolmogorov. On constate en effet que $\zeta_p < p/3$ dès

¹⁹Ceci parce qu'on cherche des solutions du champ de vitesse sous la forme $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x})$.

qu'on dépasse l'ordre $p = 4$. On observe donc une déviation du comportement attendu dans le domaine inertiel. Dans le domaine dissipatif, c'est-à-dire aux petites échelles, on s'intéresse aux dérivées longitudinales de la vitesse²⁰. On observe alors expérimentalement que pour des ordres $p \geq 4$, les densités de probabilité de ces dérivées présentent des ailes non-gaussiennes fortement marquées. En fait, ces ailes apparaissent également dans les densités de probabilité des incréments de vitesse eux-mêmes, y compris aux échelles inertielles²¹.

Ces diverses observations sont interprétées [Jimenez, 1998] comme des signatures d'un phénomène d'intermittence, ce qui signifie que les transferts d'énergie sont spatialement et temporellement hétérogènes. Ici, le mot "transfert" doit être pris dans un sens large, car il s'agit non seulement de la cascade énergétique aux échelles inertielles mais également de la dissipation. Dans la vision intermittente de la turbulence, les transferts d'énergie et la dissipation sont localisés dans l'espace et le temps, ce qui contredit l'hypothèse d'autosimilarité de Kolmogorov. Ce dernier [Kolmogorov, 1962], ainsi qu'Obukhov [Obukhov, 1962], a proposé de raffiner cette hypothèse en supposant que les incréments de vitesse dépendent d'un coefficient de dissipation local ϵ_r à une certaine échelle r , plutôt que du coefficient de dissipation global ϵ .

L'hétérogénéité de la dissipation d'énergie dans les écoulements turbulents, qu'on vient de remarquer, suggère de s'interroger sur la structure des zones dissipatives. Expérimentalement, on observe des filaments de forte vorticité, auxquels sont associés des taux de dissipation élevés par rapport à leur environnement [Cadot *et al.*, 1995]. On pense que ces structures filamenteuses cohérentes sont liées à l'intermittence de la dissipation [Porter *et al.*, 1994].

Il convient cependant de remarquer, comme le fait Pope [Pope, 2000], que seules les statistiques d'ordre élevé, prises aux petites échelles, sont véritablement influencées par les défauts de la théorie de Kolmogorov. Dans le contexte de la cascade d'énergie au sein des écoulements turbulents, il est plus important de s'intéresser aux phénomènes déterminant le taux de transfert énergétique qu'à l'intermittence, ceci parce que les déviations expérimentales par rapport à la théorie de Kolmogorov sont faibles aux grandes échelles. Il faut néanmoins prendre garde au fait que, réciproquement, les mécanismes d'injection d'énergie à ces échelles dépendent *a priori* fortement du système étudié.

III.5 La turbulence magnétohydrodynamique incompressible

III.5.a Les équations de la magnétohydrodynamique incompressible idéale

La présence de champ magnétique dans un milieu partiellement ionisé, tel que le MIS, en modifie sensiblement le comportement dynamique, du fait des forces électromagnétiques qu'il est nécessaire de considérer dans l'équation du mouvement des ions. La présence d'espèces neutres, obéissant à une équation n'incluant pas ces forces, mais néanmoins couplées aux ions par des forces de friction, complique encore le problème. Il est cependant possible, au prix de certaines approximations²², d'obtenir les équations régissant la magnétohydrodynamique (MHD) idéale à partir des équations de base de la mécanique des fluides et des équations de Maxwell, lesquelles s'écrivent

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_e}{\epsilon_0}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \wedge \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \wedge \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t},$$

où ρ_e est la densité de charges et \mathbf{j} la densité de courant. Pour simplifier, on considère pour l'instant le cas d'un milieu entièrement ionisé. Dans tous les cas, on peut écrire la conservation de la charge, en prenant la divergence de la dernière équation de Maxwell²³,

$$\nabla \cdot (\nabla \wedge \mathbf{B}) = \mu_0 \nabla \cdot \mathbf{j} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial \rho_e}{\partial t} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0.$$

Si la conductivité électrique du milieu est suffisamment grande, les éventuelles concentrations de charges locales sont effacées très rapidement, de sorte qu'on a un milieu globalement neutre, $\rho_e = 0$. De plus, si

²⁰À petite échelle, l'incrément de vitesse apparaissant dans l'expression des fonctions de structure longitudinales s'écrit comme le produit de cette dérivée par la séparation r , ce qui justifie l'intérêt qu'on leur porte.

²¹Elles disparaissent néanmoins aux plus grandes échelles

²²Pas toujours justifiées...

²³Nous utiliserons uniquement le système MKS, comme il est recommandé.

l'on suppose que les mouvements du fluide sont non relativistes, il est possible de négliger le courant de déplacement, de sorte qu'on a $\nabla \wedge \mathbf{B} \simeq \mu_0 \mathbf{j}$, la densité de courant \mathbf{j} étant proportionnelle, du fait de la neutralité globale du milieu, à la différence $\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e$ des vitesses des ions et des électrons. Dans les conditions du milieu interstellaire et aux échelles observées, cette vitesse différentielle est largement négligeable devant les vitesses caractéristiques des écoulements.

Étant donné que les collisions entre ions et électrons se font avec un temps caractéristique τ_c plus court que toutes les autres échelles de temps de la dynamique, on peut considérer que les électrons ont à tout instant une vitesse d'équilibre par rapport aux ions donnée par la relation implicite

$$\mathbf{v}'_e = -\frac{e\tau_c}{m_e} (\mathbf{E}' + \mathbf{v}'_e \wedge \mathbf{B}') \quad \text{où } \mathbf{E}' \text{ et } \mathbf{B}' \text{ représentent les champs dans le référentiel des ions.}$$

On peut en déduire la densité de courant $\mathbf{j} = -n_e e \mathbf{v}'_e$ puis, en utilisant les transformations des champs dans le cas non relativiste, soit $\mathbf{B}' = \mathbf{B}$ et $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{v}_i \wedge \mathbf{B}$, où \mathbf{v}_i est la vitesse des ions dans le référentiel de l'observateur, on obtient finalement une équation d'évolution du champ magnétique

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \wedge (\mathbf{B} \wedge \mathbf{v}_i) = \varpi \Delta \mathbf{B} \quad \text{où } \varpi = \frac{m_e}{n_e e^2 \tau_c \mu_0} \text{ est la résistivité électrique.}$$

Cette équation, couplée à $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, décrit l'évolution du champ magnétique. Quant à l'évolution dynamique de la matière, on l'obtient en écrivant que les champs électrique et magnétique imposent des forces \mathbf{F}_i et \mathbf{F}_e aux ions et aux électrons, respectivement. Or, les électrons étant en équilibre, les autres actions exercées sur eux, par les ions, ont une résultante $-\mathbf{F}_e$. Par le principe d'action-réaction, les électrons exercent donc sur les ions une force \mathbf{F}_e , donc ces derniers sont mis en mouvement par une force totale $\mathbf{F}_m = \mathbf{F}_i + \mathbf{F}_e$ dont on peut montrer qu'elle s'écrit

$$\mathbf{F}_m = \mathbf{j} \wedge \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \wedge \mathbf{B}) \wedge \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} \right),$$

le premier terme représentant la tension magnétique, s'opposant à la courbure des lignes de champ, et le second la pression magnétique, s'opposant aux gradients du champ. Introduisant cette forme dans l'équation de Navier-Stokes, on obtient l'équation d'évolution de la vitesse des ions

$$\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i = -\frac{1}{\rho} \nabla \left(p + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} \right) + \mu \Delta \mathbf{v}_i + \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}.$$

Avec l'équation d'incompressibilité $\nabla \cdot \mathbf{v}_i = 0$, on obtient ainsi les quatre équations de la magnétohydrodynamique incompressible idéale.

III.5.b Quelques propriétés

Bien que nous ne traitons pas, dans la suite de ce travail, du cas de la magnétohydrodynamique, il n'en est pas moins intéressant de relever certains des résultats obtenus. Tout d'abord, les équations de la MHD possèdent trois types de mode de vibration autour de la situation d'équilibre triviale correspondant à un champ magnétique \mathbf{B}_0 homogène et à une vitesse nulle. L'un de ces modes est incompressible, constitué d'ondes d'Alfvén se propageant le long du champ \mathbf{B}_0 à une vitesse v_A proportionnelle à l'intensité du champ. La déviation en vitesse et celle en champ sont reliées linéairement, de telle sorte qu'on a une equipartition entre les énergies cinétique et magnétique. Deux autres modes, l'un dit lent et l'autre rapide, sont compressibles, et ne sont donc pas abordés dans cette section.

Dans ces conditions, quelle peut être la nature d'une turbulence magnétohydrodynamique incompressible ? Si l'on fait l'hypothèse que, d'une part, les termes de dissipation visqueuse $\mu \Delta \mathbf{v}_i$ et résistive $\varpi \Delta \mathbf{B}$ ne sont importants qu'aux petites échelles et que, d'autre part, l'injection d'énergie se fait presque exclusivement aux grandes échelles, on peut raisonnablement penser qu'il existera un domaine inertiel. Cependant, une différence fondamentale avec le cas purement hydrodynamique est que le champ magnétique moyen \mathbf{B}_0 ne peut pas être ignoré dans le traitement des mouvements aux petites échelles, étant donné qu'il détermine en partie les propriétés des ondes d'Alfvén à ces échelles. En fait, on pense maintenant que la turbulence MHD incompressible est probablement le résultat des interactions non-linéaires de paquets

d'ondes d'Alfvén se propageant dans des directions opposées le long des lignes du champ magnétique moyen [Goldreich & Sridhar, 1995, Goldreich & Sridhar, 1997].

Cette remarque montre que, même si l'on suppose que l'injection d'énergie aux grandes échelles est statistiquement stationnaire et isotrope, la cascade d'énergie dans le domaine inertiel peut néanmoins être fondamentalement anisotrope, si l'énergie cinétique n'excède pas de beaucoup l'énergie magnétique, la direction privilégiée du problème étant alors celle de \mathbf{B}_0 . Ceci suggère de considérer deux échelles, l'une transverse et l'autre parallèle, afin de décrire la cascade turbulente MHD.

À partir de là, les descriptions deviennent assez complexes et vont bien au-delà de ce qui pourrait nous être utile dans la suite. Le lecteur intéressé se reportera avec profit aux travaux de Goldreich et Sridhar [Sridhar & Goldreich, 1994, Goldreich & Sridhar, 1995, Goldreich & Sridhar, 1997]. Remarquons simplement qu'ils définissent trois grands types de cascades turbulentes en MHD, respectivement dites "forte", "faible" et "intermédiaire", dépendant du nombre et de l'amplitude des paquets d'ondes entrant en collision qui sont nécessaires pour que le transfert d'énergie vers les petites échelles soit efficace. Il semble que, dans le milieu interstellaire, la cascade forte soit la plus appropriée.

Le cas d'un milieu non entièrement ionisé doit être traité en considérant les espèces neutres à part, puisqu'elles ne sont pas soumises aux forces d'origine électromagnétique, mais qu'elles sont couplées aux espèces chargées par collisions. Comme dans le cas des électrons, précédemment, on peut supposer que les ions acquièrent instantanément une vitesse d'équilibre dans le référentiel des neutres par compensation de la force de friction et de la force de Lorentz. En appliquant cette hypothèse, on obtient une équation d'évolution du champ magnétique²⁴

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \wedge (\mathbf{B} \wedge \mathbf{v}_n) = -\frac{1}{\alpha} \nabla \wedge \left\{ \mathbf{B} \wedge \left[\frac{(\nabla \wedge \mathbf{B}) \wedge \mathbf{B}}{\rho_n \rho_i} \right] \right\}$$

faisant intervenir un terme de diffusion (membre de droite), qu'on appelle diffusion ambipolaire, qu'on a déjà mentionnée au chapitre II et qui caractérise la migration des neutres à travers les lignes de champ magnétique. La diffusion ambipolaire est négligeable aux grandes échelles du milieu diffus, mais elle devient importante aux petites échelles, et certaines théories de la formation stellaire lui attribuent d'ailleurs un rôle prépondérant.

III.6 La turbulence compressible

Tout ce qui a été dit jusqu'à présent ne s'applique qu'au cas de la turbulence incompressible, c'est-à-dire sous l'hypothèse que la densité ρ est constante. Or, si cette condition est remplie par l'eau et tous les liquides en général, il n'en va pas de même des gaz, dont on sait pertinemment qu'il est possible de les comprimer. Notons cependant qu'on peut parfaitement envisager des écoulements dits incompressibles, même pour des fluides compressibles, si tant est que, dans ces écoulements, les variations relatives de la densité soient faibles. Ceci implique que les écoulements incompressibles ne doivent pas modifier sensiblement l'état thermodynamique du gaz, et on peut en déduire un critère simple, quoique non universel, permettant de déterminer qu'un écoulement est incompressible,

$$\frac{\delta \rho}{\rho} \sim \left(\frac{U}{c_s} \right)^2 \ll 1 \quad \text{où } U \text{ est une vitesse caractéristique de l'écoulement et } c_s \text{ est la vitesse du son.}$$

Dans le cas incompressible, le champ de pression est entièrement déterminé par le champ de vitesse et le champ de température est indéfini. En revanche, dans le cas compressible, il est indispensable de déterminer les champs de vitesse, de densité, de pression et de température simultanément, ce qui montre la complexité du problème posé.

La compréhension de ce type d'écoulements est cependant rendue nécessaire dans l'étude du milieu interstellaire, du fait de la hiérarchie des structures en densité qu'on y observe. C'est d'ailleurs au cas de la turbulence interstellaire qu'est consacrée la dernière section de ce chapitre.

²⁴L'absence du terme de diffusion classique $\varpi \Delta \mathbf{B}$ résulte d'une approximation selon laquelle la vitesse de dérive des électrons par rapport aux ions est négligeable. L'équation exacte contient en réalité les deux termes.

III.7 La turbulence dans le milieu interstellaire

III.7.a Un bref historique

Les premiers travaux sur le caractère turbulent du milieu interstellaire remontent à la théorie de von Weizsäcker [von Weizsäcker, 1951], dont les grandes lignes restent encore valables aujourd'hui. En résumé, le MIS peut être vu comme une hiérarchie de structures complexes résultant de l'interaction d'ondes de choc turbulentes et supersoniques, dont l'énergie provient, à grande échelle, de la rotation différentielle de la galaxie, et qui est dissipée de façon visqueuse aux petites échelles. L'observation, la même année [von Hoerner, 1951] d'une relation en loi de puissance entre la différence de vitesses RMS et la séparation sur le plan du ciel, conformément aux idées de Kolmogorov [Kolmogorov, 1941], a été l'une des premières confirmations de cette théorie. L'exposant de cette loi étant différent de celui prédit par Kolmogorov, il a été interprété comme la signature d'une turbulence compressible. Pourtant, ces idées n'eurent pas un grand écho au sein d'une communauté qui se figurait le milieu interstellaire comme rempli d'un gaz chaud en équilibre de pression avec des nuages froids sans interaction entre eux et en simple mouvement ballistique. D'autre part, l'image classique de la turbulence était alors celle du cas incompressible, et on imaginait mal qu'elle pût s'appliquer au milieu interstellaire, dont les fluctuations de densité sont gigantesques.

La découverte par Larson [Larson, 1981] de la loi d'échelle entre les largeurs de raies d'émission des nuages moléculaires et la taille de ces derniers a permis de rendre plus populaire l'idée d'un milieu interstellaire turbulent, au moins aux petites échelles. Les observations détaillées, par le satellite IRAS, de nuages interstellaires de plus grande taille [Low *et al.*, 1984] ont finalement eu raison de l'image classique.

III.7.b Observations de la turbulence interstellaire

Il est maintenant acquis que les différentes composantes du MIS sont soumises à des mouvements turbulents. Ceux-ci ont été observés dans la phase neutre atomique (voir par exemple [Spicker & Feitzinger, 1988, Miville-Deschênes *et al.*, 2003a]), dans le gaz ionisé [van Langevelde *et al.*, 1992] et dans des régions HII [O'Dell & Castaneda, 1987], mais ce sont les études concernant les nuages moléculaires qui sont les plus nombreuses [Kleiner & Dickman, 1985, Kitamura *et al.*, 1993, Miesch & Bally, 1994]. Les observations permettant d'appuyer cette vision hautement dynamique du milieu interstellaire sont essentiellement les suivantes :

- ▷ Comme on l'a dit au chapitre II, les estimations du nombre de Reynolds à partir de la viscosité moléculaire donnent des valeurs de 10^8 à 10^{12} , cohérentes avec les écoulements turbulents [Chandrasekhar, 1949].
- ▷ Les dispersions de vitesses - mesurées par exemple par la largeur des raies moléculaires - sont nettement suprathermiques sur une large plage d'échelles spatiales.
- ▷ Les structures en densité de colonne des nuages moléculaires forment une hiérarchie très complexe, et révèlent toujours plus de détails au fur et à mesure qu'on améliore la résolution.
- ▷ On observe une loi d'échelle entre la dispersion de vitesse et la taille des nuages, qui est bien établie sur près de quatre ordres de grandeur.

Les observations montrent d'ailleurs que de nombreuses propriétés des autres composantes suivent également des lois d'échelle. On a ainsi observé que les spectres de puissance de l'émission HI galactique [Green, 1993, Miville-Deschênes *et al.*, 2003a], de l'absorption du HI [Deshpande *et al.*, 2000], de l'émission du monoxyde de carbone [Stutzki *et al.*, 1998, Bensch *et al.*, 2001], et de l'émission IRAS des poussières à $100 \mu\text{m}$ [Gautier *et al.*, 1992] se comportent en loi de puissance, avec des exposants compris entre $-2,8$ et $-3,2$. Ces valeurs sont plus grandes, en valeur absolue, que ce qu'on attendrait d'un spectre de Kolmogorov projeté, qui donnerait un exposant $-8/3$. Ceci suggère que la relation entre les spectres de puissance de la vitesse et ceux de l'intensité observée n'est pas encore bien maîtrisée.

III.7.c Quelle turbulence ?

Les observations semblent donc établir que le milieu interstellaire est le siège de mouvements aléatoires, mais il est moins évident d'en connaître l'origine. La détermination de la nature exacte de cette turbulence revient à en déterminer les sources d'énergie et les processus par lesquels cette énergie est transférée vers

les petites échelles, puis dissipée. Cette tâche est évidemment très complexe, étant donnée la multitude de processus envisageables, qu'il s'agisse des chocs, de la gravitation imposée par un potentiel extérieur, de l'autogravité, du couplage avec le champ magnétique en fonction du degré d'ionisation, des effets de pression mécanique et de viscosité, des contraintes thermodynamiques de chauffage et de refroidissement du gaz, ou encore de la chimie des espèces présentes. L'analyse des processus dominants, permettant de simplifier les équations régissant la dynamique du milieu, quoiqu'essentielle pour l'étude de la physique de la turbulence interstellaire, ne nous sera pas utile dans la suite, le lecteur intéressé par un exemple se reportera à l'analyse dimensionnelle effectuée par Pety [Pety, 1999] dans le cas du milieu neutre froid.

Il faut cependant noter quelques problèmes avec l'approche classique de la turbulence, même sous ses formes les plus complexes, de type compressible et magnétohydrodynamique, dans le cas du milieu interstellaire. D'une part, l'existence de densités très faibles autorise un couplage énergétique - par l'effet du rayonnement - entre des cellules de gaz interstellaire très éloignées, ce qui délocalise les interactions entre elles et complique sérieusement le traitement du problème. D'autre part, ces faibles densités impliquent que, dans certaines conditions, il est possible que le libre parcours moyen des particules du gaz (atomes ou molécules) devienne macroscopique, de sorte que l'approximation fluide pourrait ne plus être valable. Cette approximation repose sur la satisfaction de deux critères : l'existence d'échelles mésoscopiques, et l'interaction forte des particules dans une même cellule de fluide. S'il existe bien des échelles mésoscopiques dans le milieu interstellaire, y compris dans les régions turbulentes où l'échelle de Kolmogorov est macroscopique, on ne peut cependant pas affirmer que la seconde condition est remplie, si le nombre de Reynolds est petit et le nombre de Mach grand [Pety, 1999]. Notons cependant que l'approximation fluide est de fait vérifiée *a posteriori* par l'ensemble des résultats observationnels.

Pour conclure, nous allons évoquer les sources de l'énergie injectée dans la cascade turbulente. Il est difficile d'estimer l'apport des différentes contributions possibles, en raison essentiellement de l'hétérogénéité spatiale et temporelle de ces injections, et de celle du gaz qui reçoit cette énergie. On peut cependant distinguer les sources suivantes :

- ▷ La vitesse angulaire d'un disque autogravitant en rotation, tel que celui de la galaxie, décroît lorsque la distance au centre augmente, ce qui provoque un cisaillement à grande échelle des structures du milieu interstellaire et transforme ainsi une énergie cinétique ordonnée en énergie cinétique turbulente.
- ▷ Les interactions entre nuages permettent un transfert d'énergie et d'impulsion analogue au cas d'une viscosité entre particules fluides.
- ▷ Les ondes de densité dans le disque spiral de la galaxie transfèrent une certaine quantité d'énergie cinétique aux nuages interstellaires, à condition qu'il existe une asymétrie telle que la décompression lorsque l'onde est passée ne retire pas toute l'énergie injectée lors de la compression.
- ▷ La contraction des nuages moléculaires géants libère une partie de leur énergie potentielle de gravitation, qui peut être convertie en énergie cinétique turbulente.
- ▷ Les vents stellaires des étoiles en fin de vie se mêlent au milieu interstellaire et lui injectent de l'énergie par friction.
- ▷ Les flots bipolaires issus de certaines étoiles jeunes ou en formation contribuent de la même façon à l'injection d'énergie dans le milieu interstellaire. Il s'agit probablement de la source dominante dans les régions de formation d'étoiles.
- ▷ L'expansion des régions HII, qui ne sont pas en équilibre de pression avec le milieu environnant, accélère le gaz interstellaire jusqu'à des vitesses comparables aux vitesses thermiques de l'hydrogène ionisé de ces régions.
- ▷ Les supernovæ éjectent une grande quantité de matière dans le milieu interstellaire, et lui transfèrent ainsi de l'énergie cinétique.

L'injection d'énergie aux échelles stellaires (de 100 pc pour les superbules issues des restes de supernovæ à 0,1 pc pour les flots bipolaires) pourrait faire penser qu'il n'existe en fait pas de domaine inertiel pour la turbulence interstellaire. Cependant, les échelles dissipatives sont encore plus petites dans le milieu froid, d'après ce qui a été dit au chapitre II, ce qui assure l'existence d'un domaine inertiel sur plusieurs ordres de grandeurs, du moins loin des régions de formation stellaire.