

JEAN-FRANÇOIS ROBITAILLE

**ANALYSE MÉTRIQUE DE STRUCTURES HI  
DANS LE PLAN GALACTIQUE**

Mémoire présenté  
à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval  
dans le cadre du programme de maîtrise en physique  
pour l'obtention du grade de Maître ès Sciences (M.Sc.)

FACULTÉ DE SCIENCES ET GÉNIE  
UNIVERSITÉ LAVAL  
QUÉBEC

2008

# Résumé

Je présente une version améliorée de la technique d'analyse par espace métrique introduite pour la première fois par Adams (1992). Cette technique est basée sur la comparaison de « fonctions de sortie » à une dimension qui analyse la topologie de cartes astrophysiques. Le nouvel espace métrique inclut de nouvelles fonctions de sortie, une meilleure réduction des données ainsi qu'une augmentation significative du nombre de structures isolées. À partir des données du « Canadian Galactic Plane Survey », la complexité de structures HI associées à 27 régions de formation d'étoiles, 13 étoiles Wolf-Rayet et 12 restes de supernova a pu être évaluée. Suite à ces calculs, une étude de corrélation a été réalisée entre le degré de complexité des structures HI et certaines caractéristiques intrinsèques associées aux objets, telles leur âge, la vitesse des vents stellaires et le paramètre d'excitation.

# Abstract

I propose an improved version of the metric space analyzing technique first introduced by Adams (1992). This technique is based on the comparison of one dimensional “output functions” which analyses topological characteristics of astrophysical maps. The new metric space includes additional output functions, a better data reduction and an increased database. Using the “Canadian Galactic Plane Survey” data, I isolated HI features associated with 27 regions of star formation, 13 Wolf-Rayet nebulae and 12 supernova remnants. Correlations were found between the topological and kinematical complexity of the HI features and descriptive characteristics of the associated object, like age, velocity of stellar winds and excitation parameter.

# Avant-propos

L'écriture de ce mémoire marque la fin de la grande aventure que fut la réalisation de ce projet de maîtrise. Un projet que j'ai eu à coeur tout au long de ces deux dernières années passées au sein du groupe de recherche d'astrophysique de Laval. Malgré certaines difficultés (ou en raison de ces difficultés...) rencontrées lors de mes travaux sur cette théorie peu commune en astrophysique, je suis extrêmement heureux d'apporter aujourd'hui ma modeste contribution à cette science que je considère comme l'une des plus ambitieuses dans le domaine de la recherche. Une contribution qui, je l'espère, nous aidera à connaître un peu plus l'Univers dans lequel nous vivons.

Ce projet n'aurait jamais pu voir le jour, du moins pas le présent mémoire, sans la confiance que m'a accordée mon directeur Gilles Joncas deux ans plus tôt. Je tiens spécialement à le remercier pour l'aide qu'il m'a apporté durant mes recherches ainsi que pour les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble sur le sujet. J'ai énormément apprécié ces échanges qui m'ont semblé beaucoup plus « collègue à collègue » que le trop habituel « professeur à étudiant ». Je tiens également à remercier mon codirecteur, André Khalil, pour sa disponibilité et la rapidité de ses réponses malgré les kilomètres (ou « miles ») qui nous séparent. J'aimerais aussi souligner l'aide apportée par Marc-Antoine Miville-Deschênes, que j'ai eu la chance de rencontrer à deux reprises lors de mes études de maîtrise, avec son programme de filtrage d'image qui m'a été fort utile lors de l'analyse des spectres de puissance. De plus, j'aimerais remercier l'ensemble des étudiants du groupe d'astrophysique ainsi que les professeurs de Laval qui ont tous, à un moment ou un autre, contribué à la réalisation de ce projet. Que ce soit en répondant à mes questions d'ordre astrophysique, logiciel ou tout simplement en décrochant du contexte d'étude, sans eux cette maîtrise n'aurait probablement pas été possible.

Merci également à ma famille, mon père, ma mère et ma soeur, pour leur soutien et leur encouragement tout au long de mes études en sciences. Sans leur ouverture d'esprit et leurs intérêts divers qu'ils ont si bien su m'inculquer depuis mon tout jeune âge, je n'aurais sans doute jamais réussi à faire mon chemin jusqu'ici.



Le « quatuor infernal » a aussi été très important pour son support moral lors de nos traditionnelles rencontres hebdomadaires (enfin lorsque le temps le permettait), ainsi que tous ceux qui ont cru que la recherche était fondamentalement importante.

Finalement, j'aimerais souligner l'importance de quelques organisations d'arrière scène, telles que le Festival d'été de Québec, le Festival de jazz de Montréal et le Archambault de Place Ste-Foy qui ont non seulement su me nourrir l'esprit durant ces deux dernières années, mais aussi servit à entretenir ma patience et ma bonne humeur durant les moments plus difficiles.

à ma famille

*Car il n'est pas vrai que la science soit  
uniquement basée sur la pensée logique  
et sur la compréhension et  
l'application de lois naturelles figées.  
En réalité, l'imagination joue un grand  
rôle dans le domaine de la science et  
plus précisément dans les sciences  
naturelles. En effet, s'il est vrai que la  
détermination des faits exige un travail  
expérimental poussé, sobre et soigné,  
l'assemblage correct des faits ne peut  
réussir que si l'on sent intuitivement  
les phénomènes plus qu'on ne les  
comprend intellectuellement.  
Werner Heisenberg, La partie et le tout*

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Éléments de théorie</b>	<b>1</b>
1.1	Problématique . . . . .	1
1.2	Le milieu interstellaire . . . . .	3
1.2.1	Ses constituants et son cycle . . . . .	3
1.2.2	L'hydrogène . . . . .	3
1.3	Les perturbations du milieu . . . . .	5
1.3.1	Les régions de formation d'étoiles . . . . .	5
1.3.2	Les étoiles de type Wolf-Rayet . . . . .	6
1.3.3	Les supernovae . . . . .	7
1.4	Les données . . . . .	7
1.5	L'espace métrique et ses outils mathématiques . . . . .	8
1.5.1	La distribution de densité . . . . .	9
1.5.2	La distribution de volume . . . . .	10
1.5.3	La distribution de composantes . . . . .	12
1.5.4	La distribution de filaments . . . . .	12
1.5.5	La distribution de densité de colonne . . . . .	13
1.5.6	Le spectre moyen en vitesse . . . . .	14
1.5.7	Quantifier la complexité . . . . .	14
<b>2</b>	<b>La nouvelle banque de données et l'amélioration des outils</b>	<b>18</b>
2.1	La nouvelle banque de données . . . . .	18
2.1.1	La méthode . . . . .	19
2.2	Le spectre de puissance . . . . .	21
2.3	Le spectre moyen en vitesse . . . . .	28
2.4	Nouvel espace métrique . . . . .	31
2.5	La nouvelle distribution de filaments . . . . .	31
2.6	Erreurs dans les calculs métriques . . . . .	32
2.6.1	La constante d'intégration . . . . .	32
2.6.2	La normalisation des métriques . . . . .	35
2.6.3	Redistribution constante des densités de colonne . . . . .	36
2.7	Les incertitudes . . . . .	39
2.7.1	Les incertitudes reliées aux métriques . . . . .	39

2.7.2	Les incertitudes reliées au milieu HI . . . . .	41
<b>3</b>	<b>Présentation et analyse des résultats</b>	<b>47</b>
3.1	Le rang de complexité . . . . .	47
3.1.1	La classification . . . . .	51
3.1.2	Wolf-Rayet, supernovae et filaments . . . . .	57
3.1.3	L'analyse de corrélations . . . . .	58
3.1.4	Tests significatifs des corrélations . . . . .	59
3.1.5	Les corrélations associées à l'âge des restes de supernova . . . . .	60
3.1.6	Les corrélations associées au paramètre d'excitation des régions HII . . . . .	66
3.1.7	Les corrélations associées à la vitesse des vents stellaires des étoiles de type Wolf-Rayet . . . . .	66
3.1.8	Les corrélations associées à la hauteur $ z $ . . . . .	68
3.1.9	Les corrélations associées à la distance . . . . .	70
<b>4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>74</b>
<b>A</b>	<b>Nouvel espace métrique</b>	<b>80</b>
<b>B</b>	<b>La banque de données</b>	<b>83</b>

# Liste des tableaux

3.1	Les coordonnées reliées aux fonctions de sortie ainsi que le rang de complexité des structures HI possédant un spectre de puissance. . . . .	48
3.2	Les coordonnées reliées aux fonctions de sortie ainsi que le rang de complexité des structures HI ne possédant pas de spectre de puissance. . .	49
3.3	Le rang de complexité des 30 structures simulées. . . . .	50
3.4	Le rang de complexité des fonds interstellaires seuls. . . . .	51
3.5	Le rang de complexité des structures simulées selon la moyenne de la surface de fond soustraite. . . . .	56
3.6	Niveau de confiance des corrélations entre la complexité et les caractéristiques physiques des structures HI. . . . .	61
3.7	La pente du spectre de puissance en fonction de la grandeur de l'image pour la région HII Sh134. . . . .	73
B.1	Les structures HI . . . . .	84

# Table des figures

1.1	Distribution de densité. . . . .	11
1.2	Distribution de volume. . . . .	11
1.3	Distribution des composantes. . . . .	12
1.4	Distribution de filaments. . . . .	13
1.5	Distribution de densité de colonne. . . . .	14
1.6	Spectre moyen en vitesse. . . . .	15
2.1	Le spectre de puissance de Kolmogorov. . . . .	24
2.2	Le spectre de puissance d'une carte HI. . . . .	25
2.3	Le spectre de puissance d'une carte HI filtrée. . . . .	26
2.4	La comparaison d'une carte filtrée avec une carte non filtrée. . . . .	26
2.5	La distribution de vitesse de Maxwell. . . . .	30
2.6	La comparaison entre un filament convexe et un filament concave. . . . .	33
2.7	La distribution de densité de colonne sur une échelle de 0 à 124. . . . .	38
2.8	La distribution de densité de colonne avec une division fixe. . . . .	38
2.9	Exemple de simulation d'une structure HI dans le MIS. . . . .	42
2.10	Fausse structure ajoutée à un vrai fond interstellaire HI. . . . .	44
2.11	Les cartes de densité de colonne simulées. . . . .	46
3.1	Distribution de la coordonnée de complexité des 30 simulations. . . . .	50
3.2	Carte de densité de colonne de la structure HI associée à WR 140. . . . .	53
3.3	Carte de densité de colonne de la structure HI associée à WR 153. . . . .	54
3.4	Carte de densité de colonne de la structure HI associée à la région HII Sh139. . . . .	55
3.5	Profil moyen en vitesse de la structure HI associée à la région HII Sh139. . . . .	56
3.6	Distribution en densité vs coordonnée. . . . .	65
3.7	Carte de densité de colonne de la structure HI que nous nommons WR 149a. . . . .	68
3.8	Carte de densité de colonne de la structure HI que nous nommons WR 149b. . . . .	69
3.9	Carte de densité de colonne de la structure HI que nous nommons WR 149c. . . . .	70

# Chapitre 1

## Éléments de théorie

### 1.1 Problématique

Le milieu interstellaire (MIS) est principalement constitué de gaz atomique, de gaz moléculaire et de poussière. L'élément le plus simple et le plus répandu d'entre eux est l'hydrogène. Sous sa forme neutre, il compose environ 70% du MIS. Son abondance et sa détectabilité font de lui un traceur potentiel des structures présentes dans ce milieu. Depuis plusieurs années, astronomes et astrophysiciens cherchent et isolent ces structures formées de gaz et de poussière associées à différents objets stellaires. La topologie et la cinématique de ces structures ont été déterminées, dans la majorité des cas, pour des objets bien précis sans faire une étude du comportement général du gaz dans le plan de la Galaxie. De plus, leurs recherches sont le plus souvent basées sur des observations associées à des critères théoriques. Malgré les connaissances de la physique qui régit ce milieu, la détermination de leur niveau de complexité et l'interprétation qui s'en suit demeurent néanmoins établies sur des bases subjectives. Ce projet de maîtrise suggère une méthode d'analyse objective des structures d'hydrogène neutre donnant une vue d'ensemble du comportement du gaz en fonction de son environnement.

Adams (1992) proposa dans son article une alternative pour une analyse plus objective des caractéristiques topologiques d'une carte de données astrophysiques. Cette technique est basée sur la comparaison de « fonctions de sortie » à une dimension d'une image contrairement à la technique de comparaison pixel par pixel habituelle. Une première utilisation concluante de cette technique sur des cartes astrophysiques fut présentée par Wiseman & Adams en 1994 à l'aide des données infrarouges IRAS. En 2004, M. André Khalil, cosuperviseur de ce projet de maîtrise, et M. Gilles Joncas, superviseur de ce projet, présentèrent une version améliorée de l'outil permettant de



quantifier le niveau de complexité des nuages d'hydrogène interstellaire. Khalil et al. (2004) faisaient part des résultats obtenus sur 28 structures d'hydrogène neutre (HI) associées à trois différents types d'objets stellaires. Les objets observés comportaient 20 structures associées à des régions de formation d'étoiles, 4 bulles associées à des étoiles de type Wolf-Rayet et 4 restes de supernova. Plusieurs conclusions ont pu être tirées de cette analyse. En voici quelques exemples : plus âgés sont les restes de supernova, plus complexes sont les structures HI associées ; les plus petites structures HI associées aux restes de supernova sont plus complexes ; il n'y a aucune corrélation entre la complexité de la plupart des objets et leur distance à l'exception d'une corrélation inversement proportionnelle pour les supernovae ; il existe une forte corrélation entre le flux ionisant des étoiles des régions HII et la complexité des structures HI associées ; il y a de très faibles indications laissant croire que la complexité du HI associé aux restes de supernova décroît avec la hauteur  $|z|$  au-dessus du plan de la Galaxie ; et finalement, pour les étoiles de type Wolf-Rayet riche en carbone, la complexité de la bulle HI associée augmente avec la vitesse du vent stellaire.

Dans ce projet, nous proposons une seconde amélioration à la technique des espaces métriques. Toujours basé sur l'analyse de la complexité des nuages HI, un des premiers avancements notables dans ce projet a été d'augmenter la banque de données à 52 objets. Nous avons aussi amélioré certaines fonctions de sortie afin qu'elles soient mieux adaptées aux types de structures qui nous intéressent. De plus, profitant des multiples avantages de cet outil mathématique basé sur le formalisme d'un espace pseudo métrique, une fonction de sortie supplémentaire a pu être ajoutée. Finalement, l'évaluation de l'incertitude sur la caractérisation de la complexité des structures a été établie pour chacune des fonctions de sortie.

Le lecteur trouvera dans ce chapitre une brève introduction au MIS ainsi qu'à l'atome d'hydrogène qui le constitue et une description des différentes interactions physiques qui se produisent entre les trois types d'objets cités plus haut et le milieu qui les entoure. Pour la réalisation de ce projet, nous avons utilisé les données du « Canadian Galactic Plane Survey » (CGPS) ; une brève description de ces données est également disponible dans ce chapitre. Finalement, l'espace métrique utilisé et ses outils mathématiques sont présentés dans la dernière section. Le chapitre 2 présente en détail la méthode utilisée pour isoler les structures HI localisées dans la base de données du CGPS et une description de mes contributions personnelles aux outils mathématiques de l'espace métrique. Le chapitre 3 est réservé à l'analyse et la discussion des résultats.



## 1.2 Le milieu interstellaire

### 1.2.1 Ses constituants et son cycle

Le MIS demeurera toujours un sujet d'étude fascinant de l'astrophysique. Sa dynamique complexe ainsi que sa chimie diversifiée due à ses interactions et ses échanges avec les différentes générations d'étoiles de la Galaxie font de lui un milieu en changement constant. Le gaz, la poussière, les rayons cosmiques et les champs magnétiques sont autant de constituants du MIS qui sont interreliés entre eux et qui contribuent à la dynamique du milieu. L'étude du gaz interstellaire, ce sur lequel nous nous sommes concentrés dans ce projet, n'est donc qu'une seule partie de cet « écosystème ». Tout dépendant du type d'étoile présent et du stade de son évolution, le gaz dans le milieu peut se retrouver sous la forme moléculaire, atomique neutre ou ionisée. La poussière pour sa part est constituée de l'agglomération de plusieurs molécules. L'origine de la diversité des éléments connus provient de la nucléosynthèse qui s'opère dans le coeur des étoiles. Durant sa vie, l'étoile produit, via différents cycles nucléaires, des éléments de plus en plus lourds. L'hydrogène, qui est l'atome le plus simple de l'univers, est d'abord brûlé pour produire l'hélium qui est lui-même brûlé par la suite pour produire du carbone et ainsi de suite. La masse et la métallicité de l'étoile régissent le type de réactions nucléaires ainsi que la durée de la vie de l'étoile. Une étoile très massive par exemple aura une très grande efficacité nucléaire. Sa pression de radiation venant du coeur peut parfois surpasser la pression gravitationnelle et entraîner un grand flux UV accompagné d'une perte de masse importante. Son vent stellaire et le rejet final de la quasi-totalité de la matière qu'elle a transformée durant sa vie demeure le principal procédé d'enrichissement en éléments plus lourds que l'hydrogène dans le MIS. Cette matière rejetée servira alors, si la masse du nouveau nuage interstellaire le permet, à former une nouvelle génération d'étoiles. De ce fait, l'étude de la matière présente entre les étoiles nous permet de mieux comprendre le cycle de vie des étoiles et leurs interactions avec le MIS.

### 1.2.2 L'hydrogène

L'hydrogène est l'élément sur lequel je me suis principalement concentré pour la réalisation de ce projet. En plus d'avoir la particularité d'être l'atome le plus simple de l'Univers, il en est l'élément le plus abondant. Dans la Voie lactée, le MIS est constitué de 70% d'hydrogène, de 28% d'hélium et de 2% d'éléments plus lourds tels que le carbone, l'azote, le magnésium, le silicium, le soufre et le fer que nous appelons les métaux. Ne

faisant pas exception à la règle, l'hydrogène se retrouve aussi sous trois formes dans le MIS. Les différents états d'excitation qui en découlent lui permettent d'émettre dans plusieurs domaines du spectre électromagnétique.

L'hydrogène moléculaire, que nous appelons aussi  $H_2$ , est constitué de deux atomes. Sa configuration symétrique et son absence de moment dipolaire font de lui une molécule pratiquement indétectable. Les observations en général se concentrent donc sur la deuxième molécule la plus abondante, le monoxyde de carbone (CO). La quantité de CO et de  $H_2$  demeure dans un rapport relativement constant dans le MIS et malgré que cette particularité soit encore une source de débats, cette caractéristique fait du CO le meilleur traceur de l'hydrogène moléculaire. Cette molécule est détectable via entre autres la raie rotationnelle à 115 GHz.

L'hydrogène sous sa forme neutre, aussi appelé HI, est son état le plus répandu dans le MIS. Il est détectable via la raie de transition hyperfine à 21 cm. C'est au début des années 1940 que la première hypothèse d'une transition hyperfine possédant une énergie inférieure au niveau d'énergie fondamental de l'atome fut émise. Le proton et l'électron qui forment l'atome d'hydrogène possèdent tous deux un spin demi-entier. Le spin est un des nombres quantiques qui dans le cas des fermions, comme le proton et l'électron, possède deux valeurs possibles,  $+1/2$  et  $-1/2$ . La différence d'énergie entre des particules d'état de spin parallèles et antiparallèles est de  $5.9 \times 10^{-6}$  eV. La désexcitation instantanée du HI laissé à lui-même, dans son état excité, peut prendre plusieurs millions d'années. La désexcitation peut aussi se produire lors de la collision avec un autre atome et elle se produit statistiquement sur une échelle de temps de quelques centaines d'années. Par contre, lors de ce phénomène, aucune émission n'a lieu puisque l'énergie est transmise sous forme d'énergie cinétique à l'autre atome. Les autres états excités de l'hydrogène demandent beaucoup plus d'énergie et ne peuvent être atteints qu'en absorbant un photon UV. Malgré le plus grand nombre de raies d'émission permises pour ces états, celle à 21 cm nous intéressera d'avantage en partie pour sa faible absorption dans le MIS.

L'hydrogène ionisé, aussi appelé HII, pour sa part est visible dans le continu radio à 1420 MHz via l'émission Bremsstrahlung. Cette émission se produit lorsque qu'un électron libre est décéléré en passant près d'un proton.

En raison de son omniprésence dans le plan galactique et de la très faible absorption du HI dans le milieu, l'hydrogène devient un traceur potentiel des phénomènes cinématiques et dynamiques dans le MIS. Les étoiles présentes peuvent perturber leur milieu de différentes manières. Nous verrons que ces perturbations laissent des traces apparentes dans le MIS et que chacune d'entre elles a une signature particulière.

## 1.3 Les perturbations du milieu

Le MIS est en changement constant. Le gaz et la poussière qui l'occupent sont chauffés par les étoiles qu'il abrite, sont cisailés et compressés par le passage des bras spiraux de la Galaxie et compressés par les phénomènes stellaires les plus violents. L'analyse de ces perturbations dans le milieu nous aide à mieux comprendre ces phénomènes physiques. Les trois sources de perturbations sur lesquelles je me suis concentré dans ce projet sont les régions de formation d'étoiles, les étoiles Wolf-Rayet et les restes de supernova. Ces trois types d'objets stellaires ont une interaction très différente avec leur milieu. Par exemple, l'action violente d'une explosion de supernova aura un effet différent sur la cinématique du HI par rapport au vent ionisant provenant d'une région de formation d'étoiles.

### 1.3.1 Les régions de formation d'étoiles

Commençons d'abord par le phénomène le moins violent, soit l'action d'une région de formation d'étoiles sur son milieu. La présence d'un nuage moléculaire très massif est nécessaire pour engendrer la naissance d'une étoile massive ou d'un groupe d'étoiles massives. Selon la condition d'équilibre du viriel, il y a effondrement gravitationnel d'une partie du nuage lorsque l'énergie potentielle interne est légèrement supérieure à deux fois son énergie cinétique. Évidemment, dans le MIS, le processus de formation des étoiles est loin d'être aussi simple. Plusieurs phénomènes peuvent venir influencer la formation d'une étoile ; en voici quelques courts exemples. Le gaz, légèrement chargé par les collisions des rayons cosmiques, sera influencé par les lignes de champ magnétique présentes partout dans la Galaxie. Ces lignes de champ auront entre autres l'effet de retarder l'effondrement des grumeaux au sein du nuage moléculaire. La rotation de ces grumeaux peut également induire une force contraire à celle de l'effondrement gravitationnel. D'un autre côté, des forces externes peuvent aussi aider à l'effondrement du gaz, telles que les ondes de choc d'une explosion de supernova ou le passage d'un bras de la Galaxie par exemple. Enfin, lorsque les protoétoiles se sont formées au sein même du nuage et qu'elles ont évolué en étoiles chaudes et massives, elles deviennent des sources d'ionisation très puissantes via leur flux radiatif UV. Ce flux interagit par la suite avec le reste du nuage moléculaire. Généralement, au plus près de la source d'ionisation, là où les radiations sont les plus intenses, nous retrouvons du gaz d'hydrogène dans son état ionisé. Cette sphère de gaz ionisé atteint d'abord un certain rayon d'équilibre, que nous appelons le rayon de Strömgren, lorsque le nombre total de photons ionisants par seconde par unité de volume devient égal au nombre de recombinaisons par seconde par unité de volume. Ce gaz ionisé, comportant au moins deux fois plus de particules



que le gaz neutre, en supposant que le gaz est constitué en majeure partie d'hydrogène, aura une pression supérieure à celle de l'interface HI. De plus, la température de la région HII ainsi créée sera environ 100 fois plus élevée que celle du gaz HI. En effet, la température de la région HII sera d'environ 7000 K comparativement à environ 70 K pour le gaz HI qui l'entoure (Osterbrock & Ferland, 2006). L'expansion thermique de la région HII cessera donc lorsque la pression de la région HII sera égale à la pression exercée par l'interface HI. En plus de l'émission Bremsstrahlung, ce gaz émet aussi son spectre dans le visible lors de la recombinaison de l'électron avec le noyau. Il se produit alors ce que nous appelons de l'émission cascade observable par exemple via les raies  $H\alpha$  et  $H\beta$ . La région HII est suivie ensuite d'une interface plus ou moins délimitée de HI qui résulte seulement de la dissociation moléculaire. Avec l'expansion de la région HII, le gaz HI est graduellement érodé par la progression du front d'ionisation dans le milieu (Roger & Dewdney, 1992). Visuellement, l'observation de la raie à 21 cm laissera apparaître une cavité causée par l'expansion de la sphère de Strömgren dans le milieu HI. Cette cavité n'est visible que pendant une partie de la vie de la région HII. Enfin, à l'extérieur de l'interface HI, se retrouvent les restes du gaz moléculaire  $H_2$  qui n'ont pas pu être dissociés en raison de la faible intensité du rayonnement UV à cette distance. La radiation émise par ces trois types de gaz devient un outil indispensable au repérage des cavités de HI reliées aux régions de formation d'étoiles.

### 1.3.2 Les étoiles de type Wolf-Rayet

De la même façon, nous pouvons associer au MIS une morphologie typique à la perturbation causée par le vent stellaire des étoiles Wolf-Rayet ou des étoiles O les plus massives. Les étoiles Wolf-Rayet sont des étoiles exceptionnellement chaudes qui possèdent une température de surface entre 20 000 et 50 000 K. De par leur grande efficacité nucléaire, leur enveloppe subit une expansion rapide à travers laquelle elles perdent beaucoup de masse. Leurs forts vents stellaires, d'une vitesse d'environ 2000  $\text{km s}^{-1}$ , ont donc pour effet de pousser, par leur pression mécanique, la matière qui les entoure à une vitesse hautement supersonique (Dyson & Williams, 1997). La vitesse du son dans le milieu est évaluée à environ 10  $\text{km s}^{-1}$ . Le vent interstellaire agissant à la manière d'un piston sur la matière immédiate, il y aura formation d'une onde de choc dans le milieu interstellaire où le HI se trouvera comprimé sous forme d'une coquille plus dense. Parallèlement, il y a aussi la formation d'une autre onde de choc dans le vent de l'étoile, c'est-à-dire à l'intérieur de la région HII. Cette onde de choc qui convertit l'énergie cinétique du vent en énergie thermique se déplace vers l'étoile, contrairement au choc se propageant dans le MIS. Il n'est pas rare d'observer des traces plus diffuses de HII restant à l'intérieur de la coquille sous l'action du rayonnement UV. Il ne faut pas oublier qu'une étoile Wolf-Rayet n'est qu'en fait le stade évolutif final d'une étoile

O massive. Cette dernière aura aussi modifiée son environnement durant sa vie et aura ainsi une grande influence sur l'interaction de la Wolf-Rayet avec le milieu ambiant lors de son stade évolutif supérieur. Nous voyons donc ici que la présence d'une coquille de HI est expliquée par un phénomène totalement différent de celui des cavités reliées aux régions de formation d'étoiles.

### 1.3.3 Les supernovae

Un phénomène semblable à celui décrit précédemment se produit lors de l'explosion d'une supernova, mais cette fois-ci avec une onde de choc beaucoup plus violente. Une étoile massive possédant une masse supérieure à huit masses solaires terminera sa vie par une explosion lors de laquelle elle éjectera une très grande quantité de matière dans le milieu qui l'entoure. Lors de l'explosion, une onde de déflagration balaie tout sur son passage créant ainsi une cavité visible suite à la compression du HI. Il y a trois phases distinctes dans l'évolution des restes de supernova (Lequeux, 2005). La première est la phase de l'expansion libre lorsque la densité de la matière éjectée est supérieure à la densité du milieu environnant. Cette phase se termine lorsque la masse de la matière balayée par l'expansion de l'enveloppe est semblable à la masse initiale de cette enveloppe. La deuxième est la phase de l'expansion adiabatique où la température du gaz comprimé est tellement grande que très peu de radiation peut s'en échapper. Le gaz perdra de son énergie au travers d'une expansion adiabatique jusqu'à une température d'environ  $10^6$  K. La troisième est la phase isotherme lorsque l'énergie est perdue par émission de radiation. Les bulles de HI reliées aux restes de supernova sont souvent les plus difficiles à détecter. Dans le cas d'une vieille région, des différences de vitesses assez importantes peuvent survenir dans le MIS, dues au passage d'un bras de la Galaxie par exemple, ce qui provoque un cisaillement du milieu et donc une dispersion de la structure de HI. De plus, s'il existe des inhomogénéités dans le MIS environnant, ceci risque de produire des distorsions dans les restes de la supernova.

## 1.4 Les données

Les analyses métriques ont été effectuées sur les données publiques du « Canadian Galactic Plane Survey » (CGPS) (Taylor et al., 2003). Ces observations du MIS ont été réalisées à l'aide des radiotélescopes du « Dominion Radio Astrophysical Observatory » (DRAO) (Landecker et al., 2000). L'interféromètre possède sept antennes d'un diamètre d'environ neuf mètres chacune dans un alignement est-ouest. L'espace maxi-

mal de séparation, soit la pupille du télescope, est de 617.1 m. Trois des sept antennes sont mobiles pour permettre un meilleur échantillonnage du plan uv. Un relevé presque complet de la raie à 21 cm du HI et de son continu à 1420 MHz pour les longitudes galactiques allant de  $l = 62.2^\circ$  à  $l = 170.2^\circ$  ainsi que des latitudes allant de  $b = -3.5^\circ$  à  $b = +5.5^\circ$  est disponible du plan de la Voie lactée sous forme de mosaïques de  $5.115^\circ \times 5.115^\circ$ . Certaines d'entre elles vont jusqu'à  $+17.5^\circ$  en latitude. Chaque mosaïque comporte  $1024 \times 1024$  pixels et chacun d'eux couvre 18 secondes d'arc sur le ciel avec une résolution d'environ une minute d'arc. Les données du CGPS sont contraintes par un bruit *rms* d'environ 3 K par canal relié aux limites instrumentales. Le terme *rms* signifie « *root mean square* ». Il représente l'écart des valeurs par rapport à la moyenne de la distribution. Si la moyenne de la distribution est centrée à zéro, alors sa valeur *rms* est égale à l'écart-type de la distribution. Lorsque nous parlons d'un bruit *rms* ceci signifie que la valeur de température de brillance d'un pixel donné de l'image ne possède pas une valeur absolue mais une valeur aléatoire correspondant à une distribution gaussienne possédant une valeur *rms* de 3 K centrée sur sa vraie valeur.

Les cartes à 21 cm possèdent pour leur part une troisième dimension en  $z$  comportant 272 canaux qui, calculés à partir du déplacement de la raie par effet Doppler, représentent le gaz HI à différentes vitesses dans le plan galactique. Les canaux sont séparés de  $0.824 \text{ km s}^{-1}$  et ont une résolution de  $1.32 \text{ km s}^{-1}$ . Chacun des objets que nous utilisons dans notre banque de données a été isolé à partir de ces cartes HI du CGPS. Pour le repérage des structures HI, le relevé de la raie de  $^{12}\text{CO } J=1-0$  du « Five College Radio Astronomy Observatory » (FCRAO) (Heyer et al., 1998) a aussi été utilisé. Ce relevé est compris entre les longitudes galactiques  $l = 102.49^\circ$  à  $l = 141.54^\circ$  et les latitudes  $b = -3.03^\circ$  à  $b = 5.41^\circ$ . Une description détaillée de la méthode utilisée pour isoler les différentes structures HI associées aux trois sources mentionnées plus haut est présentée au chapitre 2.

## 1.5 L'espace métrique et ses outils mathématiques

La technique de l'analyse métrique fut présentée pour la première fois dans les trois articles d'Adams et Wiseman (Adams (1992), Adams & Wiseman (1994) et Wiseman & Adams (1994)). Son avantage majeur est de non pas comparer les cartes astrophysiques entre elles pixel par pixel mais selon leurs caractéristiques topologiques. Regardons d'abord plus précisément ce qu'est une métrique.

Premièrement, une métrique peut être définie comme étant une fonction mathématique permettant d'évaluer la distance entre deux éléments arbitraires d'un espace à



une ou plusieurs dimensions. Un espace que l'on peut paramétrer à l'aide d'une métrique se nomme un espace métrique. Pour être qualifié de métrique, une fonction doit satisfaire des propriétés bien précises. Si nous considérons  $\sigma_A$ ,  $\sigma_B$  et  $\sigma_C$ , les éléments d'un espace métrique, et  $d$ , la métrique, alors :

$$d(\sigma_A, \sigma_B) \geq 0, \quad (1.1)$$

$$d(\sigma_A, \sigma_B) + d(\sigma_B, \sigma_C) \geq d(\sigma_A, \sigma_C), \quad (1.2)$$

$$\sigma_A = \sigma_B \Rightarrow d(\sigma_A, \sigma_B) = 0, \quad (1.3)$$

$$d(\sigma_A, \sigma_B) = 0 \Rightarrow \sigma_A = \sigma_B. \quad (1.4)$$

La loi de Pythagore, qui est en fait un cas particulier de la métrique Euclidienne classique, est probablement la métrique la plus connue. Sous sa forme générale celle-ci peut s'écrire :

$$d(f, g) = \left[ \int dx |f(x) - g(x)|^2 \right]^{1/2} \quad (1.5)$$

où  $f$  et  $g$  sont des éléments quelconques de l'espace métrique. Pour évaluer la « distance » entre deux cartes astrophysiques nous devons d'abord tenter de caractériser celles-ci numériquement. C'est précisément le rôle des fonctions de sortie intégrées à cette technique. Dans l'espace métrique ainsi créé, chacune des fonctions de sortie représente une dimension de l'espace. Chaque dimension comporte sa propre métrique capable d'évaluer la « distance » entre deux cartes selon une caractéristique précise. Dans l'article de Khalil et al. (2004), cinq fonctions de sortie sont présentées. Voici une brève description de chacune.

### 1.5.1 La distribution de densité

Cette fonction évalue la fraction de l'image ayant une densité de colonne supérieure à un seuil  $\Sigma$  donné. La densité de colonne représente le nombre de particules par unité

de surface sur l'image, c'est-à-dire le nombre de particules intégrées sur une profondeur donnée sur une surface donnée. L'expression de la fonction de sortie est la suivante :

$$m(\sigma; \Sigma) = \frac{\int \sigma(x) \Theta[\sigma(x) - \Sigma] d^2x}{\int \sigma(x) d^2x} \quad (1.6)$$

où  $\sigma(x)$  représente la carte de densité de colonne,  $x$  la position sur la carte,  $\Theta$  la fonction escalier et  $\Sigma$  le seuil de densité de colonne. La Figure 1.1 montre la distribution de densité de la structure HI associée à la région de formation d'étoile Sh134. Toutes les figures représentant les distributions reliées aux fonctions de sortie ont été produites à partir des images de la nouvelle banque de données. L'axe des seuils de densité de colonne  $\Sigma$  a été normalisé sur une échelle de 0 à 1 afin d'en faciliter la lecture.

$$\eta_m(\sigma) = d_m(\sigma; \sigma_C) = \left[ \frac{1}{\langle \Sigma \rangle} \int_0^{\sigma_C} |1 - m(\sigma; \Sigma)|^p d\Sigma + \frac{1}{\langle \Sigma \rangle} \int_{\sigma_C}^{\infty} m^p(\sigma; \Sigma) d\Sigma \right]^{1/p} \quad (1.7)$$

À titre d'exemple, l'équation 1.7 représente la métrique reliée à la fonction de sortie de la distribution de densité. La fonction  $\eta_m$  est utilisée pour nommer la coordonnée associée à cette distribution et le paramètre  $\sigma_C$  est celui qui minimise la fonction. L'intégrale est faite sur tout l'intervalle des valeurs de densité de colonne. Cet aspect sera abordé plus tard à la sous-section 1.5.7. Chacune des métriques est présentée en détails dans l'article d'Adams (1992).

## 1.5.2 La distribution de volume

La distribution de volume, représentée à la Figure 1.2, évalue la fraction de volume de l'image ayant une densité de colonne supérieure à une valeur seuil donnée. Cette fonction de sortie ressemble beaucoup à la précédente excepté que l'intégrale ne tient pas compte de la valeur du pixel en densité de colonne. Conséquemment, nous devrions plutôt appeler cette fonction de sortie la distribution de surface. Pour des raisons de conventions instaurées par Khalil et al. (2004), je conserverai la nomination de volume pour cette fonction.

$$v(\sigma; \Sigma) = \frac{\int \Theta[\sigma(x) - \Sigma] d^2x}{\int d^2x} \quad (1.8)$$



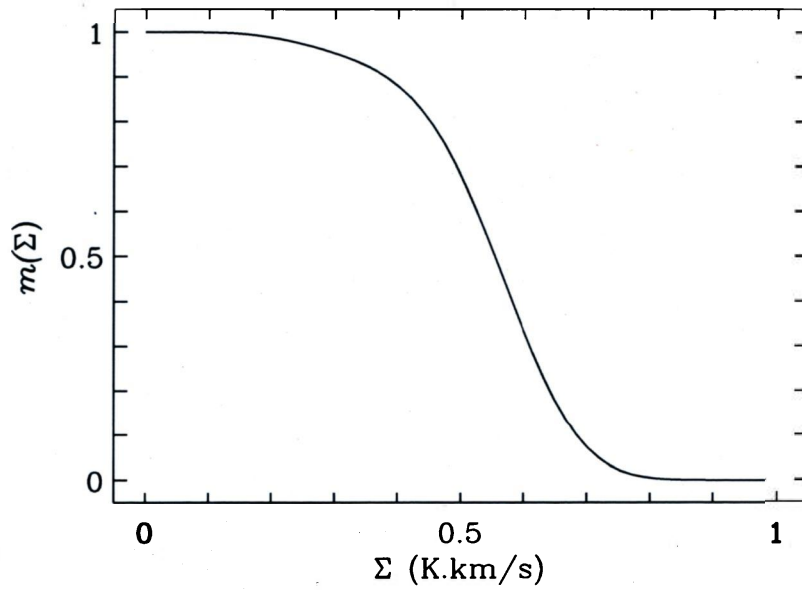


FIG. 1.1 – **Distribution de densité.** *Distribution de densité de la structure HI associée à la région de formation d'étoile Sh134.*

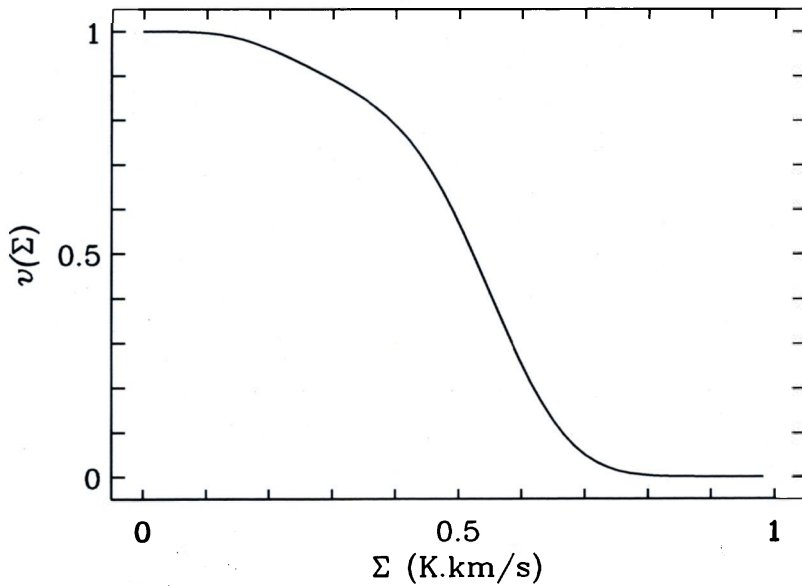


FIG. 1.2 – **Distribution de volume.** *Distribution de volume de la structure HI associée à la région de formation d'étoile Sh134.*

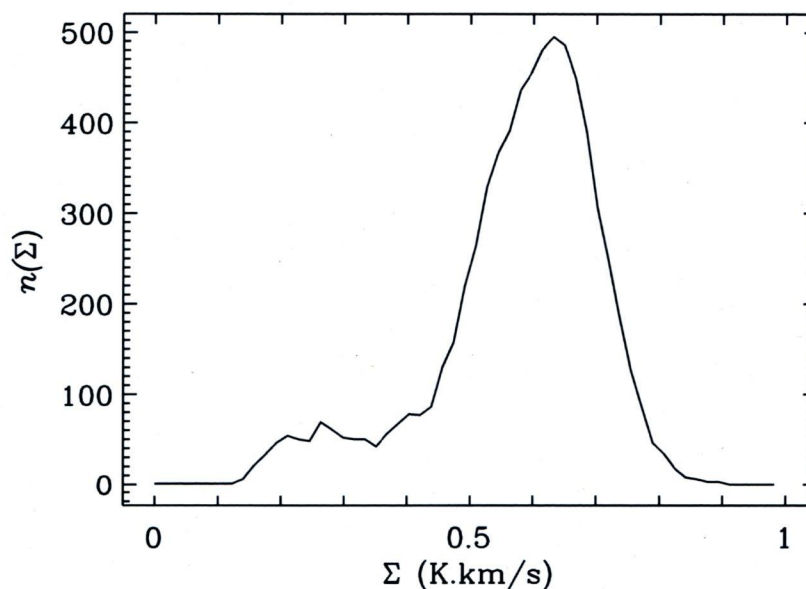


FIG. 1.3 – **Distribution des composantes.** *Distribution des composantes de la structure HI associée à la région de formation d'étoile Sh134.*

### 1.5.3 La distribution de composantes

Une composante est un regroupement de pixels pour une valeur seuil fixée. La distribution des composantes, représentée à la Figure 1.3, consiste en un histogramme des pixels connectés entre eux en fonction de la densité de colonne. La notation utilisée pour cette fonction de sortie est  $n(\sigma; \Sigma)$ .

### 1.5.4 La distribution de filaments

La distribution des filaments est reliée directement à la fonction de sortie des composantes (1.5.3). À chacune des composantes, un indice  $F$  est associé afin de décrire le degré d'élongation de la structure.

$$F = \frac{\pi D^2}{4A} \quad (1.9)$$

où  $D$  est le diamètre de la structure et  $A$  l'aire de sa surface. Ainsi, pour un cercle parfait, l'indice  $F$  sera unitaire. Cet indice est aussi intimement lié à l'excentricité de

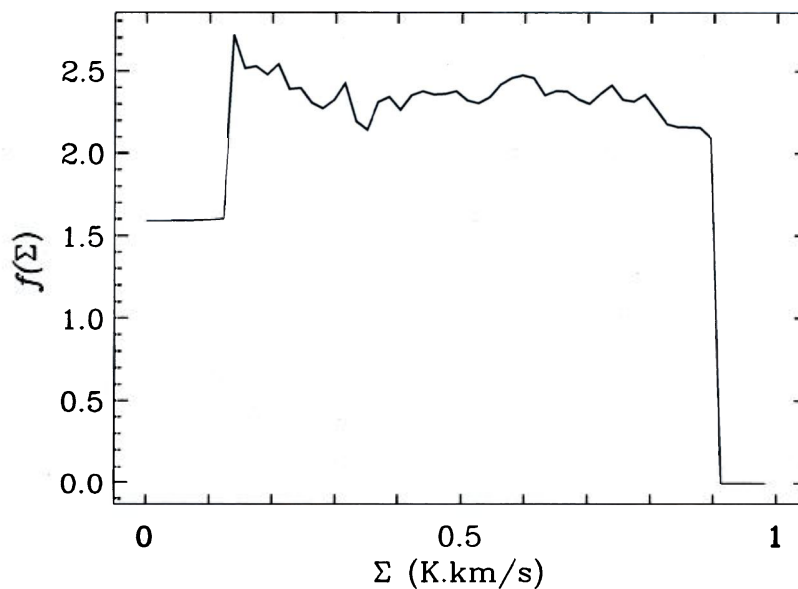


FIG. 1.4 – **Distribution de filaments.** *Distribution de filaments de la structure HI associée à la région de formation d'étoile Sh134.*

l'objet, s'il peut être approximé par une ellipse, via la relation suivante :

$$F = \sqrt{\frac{1}{1 - e^2}} \quad (1.10)$$

où  $e$  est l'excentricité. La fonction de sortie de la distribution de filaments, représentée à la Figure 1.4, se définit sous la forme suivante :

$$f(\sigma; \Sigma) = \frac{1}{n(\sigma; \Sigma)} \sum_j F_j \quad (1.11)$$

où  $F_j$  est l'indice filamentaire du  $j^{\text{ième}}$  composante.

### 1.5.5 La distribution de densité de colonne

La distribution de densité de colonne, représentée à la Figure 1.5, est une des deux nouvelles fonctions de sortie créée par André Khalil lors de ses recherches de doctorat. Elle consiste tout simplement en l'histogramme des valeurs de densité de colonne de l'image. Nous notons cette fonction de sortie  $j(\sigma; \Sigma)$ .

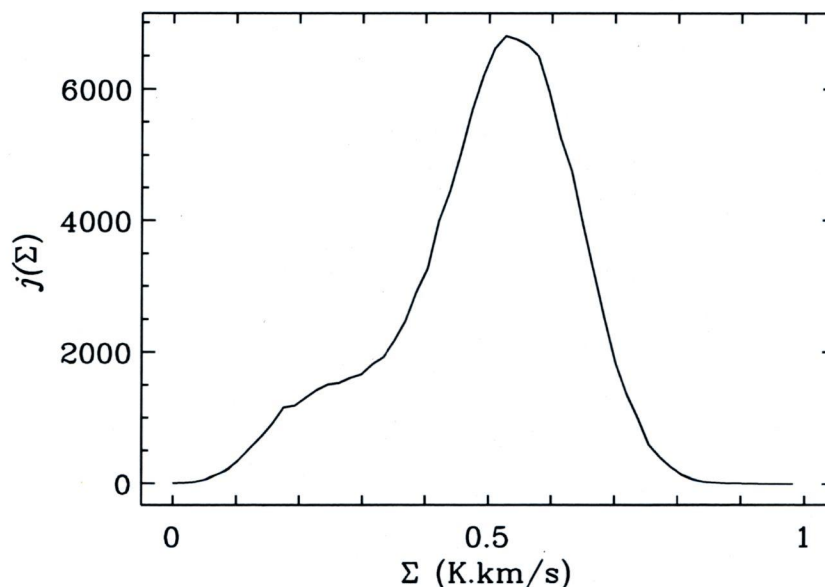


FIG. 1.5 – **Distribution de densité de colonne.** *Distribution de densité de colonne de la structure HI associée à la région de formation d'étoile Sh134.*

### 1.5.6 Le spectre moyen en vitesse

Cette dernière fonction de sortie a aussi été ajoutée dans la publication de 2004 de Khalil et al. Elle représente le profil moyen en vitesse du sous-cube de la structure HI. Ce qui signifie que chacun des points de la Figure 1.6 représente la moyenne des valeurs de densité de colonne de tous les pixels de l'image pour un canal de vitesse donné. Cette fonction de sortie est représentée par la notation  $a(\bar{\sigma}; V)$ .

### 1.5.7 Quantifier la complexité

Comme il a été mentionné plus tôt, chacune de ces fonctions de sortie peut être interprétée comme une dimension d'un espace  $X$ . Bien sûr, la distance entre deux structures HI indépendantes pourrait être établie à l'aide de métriques pour comparer ainsi leur « complexité », mais il est important de ne pas oublier que l'espace  $X$  est peuplé de plusieurs cartes HI différentes. Un moyen doit donc être trouvé afin de comparer les images entre elles et d'établir un ordre de complexité global des structures. La solution proposée par Adams (1992) est de comparer l'ensemble des cartes HI à une carte de référence. En occurrence, cette carte de référence devra nécessairement être uniforme afin de déterminer plus facilement le degré de complexité de l'objet. De cette façon, plus la structure HI analysée se trouve loin de « l'uniformité », plus celle-ci est com-

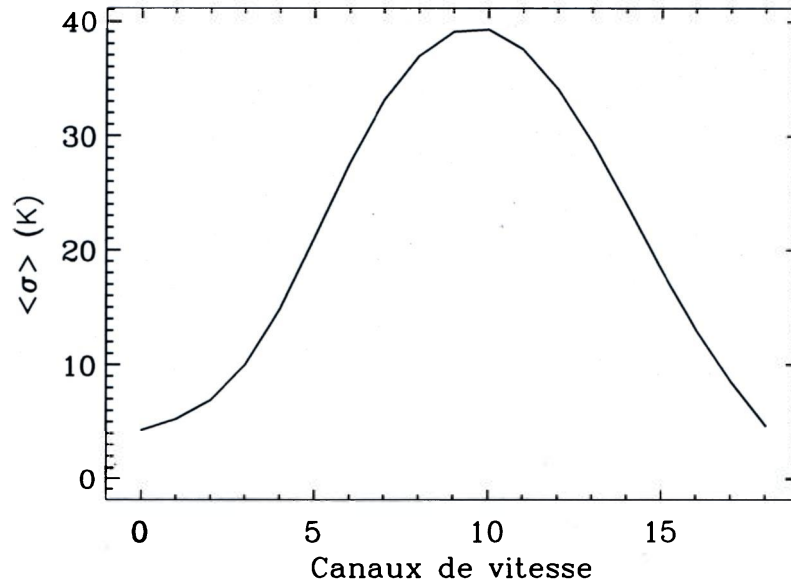


FIG. 1.6 – **Spectre moyen en vitesse.** *Spectre moyen en vitesse de la structure HI associée à la région de formation d'étoile Sh134.*

plexe. Une coordonnée peut ainsi être assignée à chacun des objets. Celle-ci représente en quelque sorte sa position dans un espace à multiples dimensions par rapport à une origine qualifiée par une image uniforme de référence.

Chacune des fonctions de sortie qualifie des caractéristiques topologiques ou cinématiques différentes des nuages HI. Par conséquent, la définition d'une carte de référence uniforme peut être différente d'une fonction de sortie à l'autre. Heureusement, une des beautés de la technique de l'espace métrique est que la carte de référence ne doit pas nécessairement être constante. Chaque métrique associée à une fonction de sortie comparera ainsi la distance entre une carte HI et son état uniforme le plus près pour cette caractéristique. La section 5 de l'article d'Adams (1992) présente chacune des métriques associées aux fonctions de sortie et justifie le choix des bornes d'intégration assignées.

La « distance » associée à chacun de ces objets dans l'espace métrique est nommée coordonnée. Chacune des fonctions de sortie  $m$ ,  $v$ ,  $n$ ,  $f$ ,  $j$  et  $a$  possède sa propre coordonnée  $\eta$  associée à un objet,

$$\eta = \{\eta_m, \eta_v, \eta_n, \eta_f, \eta_j, \eta_a, \eta_p\}. \quad (1.12)$$

La coordonnée  $\eta_p$  est associée à la nouvelle fonction de sortie du spectre de puissance

qui sera introduite à la section 2.2. Ce que nous qualifions de *complexité* est en fait la somme de chacune de ces caractéristiques reliées à un objet. Dans l'analogie d'un espace à multiples dimensions, la *complexité* de l'objet, l'élément de l'espace, est le calcul de la norme du vecteur position de cet élément, soit  $|\eta|$ . Ce calcul bien connu est en quelque sorte une métrique puisqu'il tend à évaluer la distance de l'élément au point d'origine de l'espace :

$$|\eta| = \left[ \sum_g \eta_g^p \right]^{1/p}, \quad (1.13)$$

où  $p$  prend généralement la valeur 2. Cette variable  $p$  est semblable à celle présente dans l'équation 1.7. Dans la présente recherche,  $p$  prendra la valeur 1 pour rester conséquent avec l'article de Khalil et al (2004). Cette valeur permet d'avoir une échelle dynamique plus grande parmi les coordonnées et donc une meilleure résolution à l'égard de la complexité des objets.

Il ne faut pas oublier que chacune des fonctions de sortie analyse des caractéristiques différentes reliées aux nuages HI et que la grandeur d'une coordonnée peut varier d'une fonction de sortie à l'autre. Pour éviter qu'une coordonnée ait plus de poids qu'une autre dans le calcul final de la complexité, nous divisons chacune d'entre elles par la plus grande coordonnée associée à la même fonction de sortie d'un autre objet de la banque de données. Ainsi, avec cette normalisation, selon l'équation 1.13, lorsque  $p = 1$  le rang de complexité des objets est compris entre 0 et 7. Le nombre obtenu lors de l'évaluation de la complexité a peu de signification en lui-même, mais c'est en le comparant à la complexité des autres objets de la banque de données qu'il prend tout son sens. La dernière étape sera d'établir des corrélations entre la complexité des objets et leurs caractéristiques intrinsèques telles que leurs âges, leurs positions, le flux UV provenant de la région de formation d'étoiles, etc.

L'analyse métrique des nuages interstellaires fait donc appel à des notions mathématiques abstraites peu courantes en astrophysique. L'analyse de la complexité d'objets via leurs coordonnées dans un espace paramétrable à multiples dimensions peut avoir des utilités dans plusieurs domaines autres que l'astrophysique. Par conséquent, le fait de s'attarder uniquement, dans notre cas, aux nuages d'hydrogène neutre du plan de la Galaxie demande une attention particulière aux spécificités du milieu. Les données provenant de l'observation d'une raie d'émission, la faible absorption de la raie à 21 cm et le bruit instrumental ne sont que quelques exemples des facteurs que l'on doit prendre en compte dans l'élaboration d'un tel outil mathématique. Dans ce projet, plusieurs améliorations ont été apportées à l'analyse afin de tenir compte de ces facteurs. Le



chapitre 2 est dédié à la présentation de ces changements et à la présentation de la démarche scientifique qui a mené aux améliorations des outils.

## Chapitre 2

# La nouvelle banque de données et l'amélioration des outils

### 2.1 La nouvelle banque de données

La première étape de ce projet a été de construire une nouvelle banque de données des objets associés aux trois types de sources mentionnées plus tôt, soient les régions de formation d'étoiles, les étoiles Wolf-Rayet et les restes de supernova. Le but de cet exercice était en partie de vérifier et de consolider les corrélations trouvées par Khalil et al. (2004). De plus, le début d'un nouveau projet basé sur la technique de l'espace métrique était l'occasion idéale de tenter une nouvelle approche dès la première phase de l'isolement des structures HI.

Comme il a été mentionné précédemment à la sous-section 1.2.2, l'hydrogène neutre est un bon traceur de la dynamique du MIS en raison de son omniprésence dans le plan de la Galaxie. De plus, la faible absorption de sa raie d'émission à 21 cm le rend visible sur de très grandes distances. Cet aspect est bien sûr un avantage puisqu'étant nous-même situés dans le plan de la Galaxie, le gaz et la poussière situés entre nous et une position quelconque dans le disque nous empêchent de bien observer certaines structures et parfois même certaines étoiles. Cependant, il ne faut pas oublier que du point de vue d'un détecteur, il n'y a aucune différence entre un photon ayant parcouru quarante mille années-lumière ou seulement quelques mètres. La faible absorption du photon à 21 cm implique donc, pour une structure située à 3 kpc de nous par exemple, d'être contaminée par toutes les autres sources émettant aussi à la même longueur d'onde sur la ligne de visée. Ceci peut parfois affaiblir le contraste de la structure que



nous voulons isoler et même, dans certains cas, en modifier sa forme.

Naturellement, à ces contraintes s'ajoute celle du bruit relié aux limites instrumentales. Dans notre cas, les données du CGPS sont contraintes par un bruit *rms* de 3 K par canal. Dans l'article de Khalil et al. (2004), un filtre de  $3\sigma$  (soit environ un seuil de 9 K) avait été appliqué sur chacun des sous-cubes isolés. Ce filtre assure la soustraction du bruit de fond instrumental, mais ne garantit pas la soustraction du fond relié au HI, c'est-à-dire l'émission de gaz HI situé le long de la ligne de visée et se déplaçant à la même vitesse. Ce gaz n'a aucune connexion physique avec la structure étudiée. En d'autres mots, ce filtre n'assure pas la soustraction du HI n'ayant pas la même situation spatiale que la structure étudiée. La nouvelle méthode que nous avons utilisée dans ce projet consiste à soustraire la moyenne de fond sur une surface plus grande que la structure à isoler et ce sur chacun des canaux de vitesse relié à l'étendue cinématique de la structure. L'idée derrière ce procédé est de conserver, pour la région choisie, seulement ce qui dévie de la moyenne de l'image. De cette manière, tous les phénomènes énergétiques décrits dans la section 1.3 ou turbulence du milieu, quels qu'ils soient, devraient être conservés dans le sous-cube final. Les sous-sections suivantes présentent une description plus détaillée de la méthode utilisée pour isoler les structures HI à partir du relevé du CGPS.

### 2.1.1 La méthode

La construction de cette nouvelle banque de données a débuté durant l'été 2004 dans le cadre du stage d'Antoine Allard, un collègue de travail durant mes études sous-graduées. L'augmentation de la banque de données s'est ensuite poursuivie durant mon propre stage sous-gradué à l'été 2005 et s'est terminée au début de ma maîtrise à l'été 2006.

La première étape était bien sûr de repérer les structures HI associées aux régions de formation d'étoiles, aux étoiles de type Wolf-Rayet et aux restes de supernova présents dans le plan de la Galaxie couvert par le relevé du CGPS. Pour cette étude, nous n'avons pas considéré les objets aux petites longitudes, c'est-à-dire plus bas qu'environ  $68,20^\circ$ , en raison des confusions possibles au premier quadrant galactique. En effet, en raison de la géométrie des bras de notre Galaxie, à faible longitude, les risques qu'une structure HI soit contaminée par le gaz voyageant à la même vitesse dans un bras situé de l'autre côté de la Voie lactée sont beaucoup plus grand.

Plusieurs catalogues des objets décrivant leur position selon leur longitude et leur latitude galactique ont été utilisés. Les régions de formation d'étoiles ont été repérées via

les régions HII de la Galaxie. Pour celles-ci nous avons utilisé les catalogues de Blitz, Fich & Stark (1982) et Fich & Blitz (1984). Les étoiles Wolf-Rayet ont été repérées principalement grâce au catalogue de van der Hucht (2001a). Finalement, les restes de supernova ont été repérés en majeure partie grâce à Green (1984) et Green (2004). Les cubes de données du CGPS étaient visualisés avec le programme *kvis* de la librairie *Karma* créée par Richard Gooch.

Par la suite, une recherche dans la littérature a été faite pour chacun des objets accessibles. Le but principal de ces recherches était de repérer l'intervalle de vitesses dans lequel le nuage HI associé à l'objet se trouve. Dans le cas des régions de formation d'étoiles repérées via les régions HII, les intervalles de vitesses associés aux nuages moléculaires de ces régions, en l'occurrence du CO, sont souvent directement reliés aux vitesses du HI associé. Les nuages moléculaires étant moins diffus que le HI dans le MIS, il est beaucoup plus facile par conséquent de déterminer les limites en vitesse de ceux-ci. Dans les deux autres cas, contrairement aux jeunes régions HII, nous avons plutôt affaire à des étoiles massives à la fin de leur vie. Le flux de ces étoiles a photodissocié, durant leur existence, la plupart des molécules de leur environnement. Il est donc moins facile dans leur cas de repérer l'intervalle de vitesses de la bulle HI. Selon Cazzolato & Pineault (2005), l'observateur d'une coquille HI en expansion peut voir dans les canaux de vitesses les différentes parties échantillonnées de cette coquille. En partant des vitesses les plus positives, nous devrions d'abord voir la calotte située à l'arrière de la coquille, c'est-à-dire une structure circulaire sans cavité représentant le gaz s'éloignant de nous. En se dirigeant vers les canaux de vitesses plus négatifs, nous échantillonnons de plus en plus le gaz se déplaçant perpendiculairement à la ligne de visée de l'observateur. L'échantillonnage se poursuit enfin jusqu'à la calotte frontale qui représente le gaz s'approchant de nous. Malheureusement, en pratique, ces coquilles en expansion ne sont pas aussi faciles à repérer. Bien souvent les calottes sont absentes et la structure même de la coquille se trouve modifiée, soit par la présence de structures situées ailleurs sur la ligne de visée mais se déplaçant à la même vitesse, soit par l'inhomogénéité de l'environnement dans lequel la coquille évolue ou par une combinaison des deux effets.

Les observations dans le continu à 1420 MHz peuvent aussi nous aider à repérer les nuages HI associés aux régions de formation d'étoiles. Cette émission correspond à l'hydrogène ionisé. En superposant la carte à 21 cm avec son continu, nous sommes souvent en mesure d'identifier l'interface HI et HII de la région de formation d'étoiles. Par contre, cette association est un peu moins évidente dans le cas des nuages HI reliés aux étoiles Wolf-Rayet et aux restes de supernova. En effet, les puissants vents stellaires des étoiles Wolf-Rayet et l'onde de choc des supernovae ont plutôt tendance à repousser la matière, un peu à la manière d'un chasse-neige, et donc de laisser une cavité à l'intérieur de la bulle HI. Le milieu ionisé est plus difficile à repérer.

Lorsque les frontières spatiales et cinématiques de la structure HI ont été bien délimitées, une coupe sur une surface environ 25 fois plus grande était effectuée. Cette grandeur pouvait par contre varier légèrement d'un objet à l'autre. Si l'objet se trouvait trop près d'une autre structure comportant un important gradient de température de brillance, cette dernière n'était pas incluse dans le sous-cube de données pour éviter de biaiser la moyenne de fond. Cette moyenne était ensuite soustraite du cube à l'aide du programme *mapbias* du DRAO.

Après avoir découpé le cube de façon à délimiter l'objet selon ses vraies proportions, la carte de la densité de colonne de l'objet est calculée. C'est-à-dire que sur chacun des pixels de l'image, une moyenne des températures de brillance sur tous les canaux de vitesse a été faite. Le résultat final est donc une image en deux dimensions de l'objet intégré sur tout son intervalle de vitesse. En général, pour obtenir une carte de densité de colonne, nous devons multiplier la carte intégrée par un facteur afin d'obtenir des unités en  $\text{cm}^{-2}$ . Cependant dans notre cas, cette étape est inutile puisque nous voulons seulement comparer la valeur des pixels entre elle.

La nouvelle banque de données comporte maintenant 52 objets. Parmi eux, nous comptons 27 régions de formation d'étoiles, 13 bulles HI associées à des étoiles Wolf-Rayet et 12 restes de supernova. Chacune de ces régions a été choisie pour la fiabilité de son origine. La liste de ces objets est disponible en annexe (voir le Tableau B.1). Les objets dont le nom se termine par une lettre, à l'exception de *ctb104a*, sont des objets dont les structures HI associées ont été traitées en plusieurs parties principalement en raison de la fragmentation de celles-ci. L'augmentation de la banque de données fut la première étape de ce projet de maîtrise. La seconde partie consistait donc à améliorer l'évaluation de la complexité des objets en ajoutant une fonction de sortie supplémentaire à l'espace métrique ainsi qu'en faisant un retour sur celles déjà existantes. Afin de comparer de façon plus précise la complexité des objets de la banque de données, nous devons également évaluer l'incertitude sur les fonctions de sortie.

## 2.2 Le spectre de puissance

Le formalisme mathématique de l'espace métrique nous permet de lui ajouter autant de dimensions que l'on désire. Plus nous possédons de fonctions de sortie différentes pour décrire nos objets, plus leur classification selon le rang de complexité sera précise. Jusqu'à maintenant, six fonctions de sortie servaient à décrire la complexité des structures HI. Pour ce projet de maîtrise, j'ai ajouté une septième dimension, le spectre de puissance.



Un peu à la manière du spectre moyen en vitesse (nous y reviendrons à la sous-section suivante), cette fonction de sortie est légèrement différente des autres, dans le sens où elle ne tend pas à faire l'analyse topologique de la structure mais plutôt à faire une description de la dynamique du nuage. Aussi appelée la densité spectrale d'énergie, cette fonction permet d'évaluer l'énergie d'un signal à plusieurs échelles et de voir comment cette énergie se transfère d'une échelle à l'autre. Plus spécifiquement, pour notre banque de données, nous mesurons la distribution de densité de colonne du HI dans les différentes échelles de l'image.

Le spectre de puissance qui nous intéresse est celui relié aux échelles spatiales. Il représente en fait la moyenne de l'amplitude au carré de la transformée de Fourier de la distribution de température de brillance (Dickey et al., 2001). La première étape de la transformée de Fourier est nécessaire afin de travailler dans l'espace des fréquences spatiales de l'image. Dans notre cas, les données du DRAO étant prises, en partie, initialement à l'aide d'un interféromètre, l'opération de la transformée de Fourier de l'image représente en quelque sorte un retour en arrière vers les données originales de la fonction de visibilité de l'émission HI.

Même si nous travaillons sur les cartes de densité de colonne en deux dimensions de nos nuages, les spectres de puissance que nous voulons obtenir sont ceux d'un milieu en trois dimensions. Selon Miville-Deschênes et al. (2003), nous pouvons obtenir le spectre de puissance d'un champ de densité de trois dimensions à partir d'un spectre de puissance d'une carte d'émission intégrée si la structure observée satisfait les deux conditions suivantes :

1. Le milieu observé doit être optiquement mince.
2. Les échelles spatiales observées dans le plan du ciel doivent être plus petites ou égales à la profondeur spatiale sur la ligne de visée.

Dans la plupart des cas, nous pouvons considérer que les nuages HI que nous avons isolés satisfont ces deux conditions. Pour la première condition, même si la raie à 21 cm est une raie interdite de l'hydrogène, nous ne pouvons pas garantir que le milieu soit optiquement mince sur l'ensemble des structures isolées. Nous nous sommes cependant assurés qu'aucune zone d'absorption évidente ne soit présente sur les images. Pour ce projet, nous ferons donc l'approximation que le milieu est optiquement mince sur toutes les structures HI de la banque de données. Pour la seconde condition, nous devons être prudent dans certains cas. La résolution des cartes étant d'environ une minute d'arc, ceci implique que pour les objets les plus éloignés, une dimension du même ordre projetée dans le plan du ciel peut influencer la mesure du spectre de puissance.

Voyons maintenant plus en détail la théorie derrière le spectre de puissance. Nous pouvons décrire la température de brillance d'un milieu turbulent au point  $\vec{r}$  et à un temps  $t$  donné selon une fonction  $T(\vec{r}, t)$ . À n'importe quel temps  $t_0$ ,  $T(\vec{r}, t_0)$  peut être décomposé en fréquences spatiales de vecteur d'onde  $\vec{\kappa}$  de la manière suivante :

$$T(\vec{r}) = \int \int \int \tau(\vec{\kappa}) e^{2i\pi\vec{\kappa}\cdot\vec{r}} d\vec{\kappa} \quad (2.1)$$

où  $\tau(\vec{\kappa})$  est une variable aléatoire et  $\vec{\kappa}$  est égal à  $1/l$ ,  $l$  étant l'échelle de longueur spatiale. L'énergie moyenne  $dE(\kappa)$  de la fluctuation de température  $T(\vec{r})$  entre  $\kappa$  et  $\kappa + d\kappa$  est proportionnelle à  $\langle |\tau(\vec{\kappa})|^2 \rangle$ . Tout comme dans la définition de Dickey et al. (2001), nous voulons faire la moyenne de l'amplitude au carré de la transformée de Fourier de la distribution de température de brillance. La transformée de Fourier de l'expression 2.1 nous donne :

$$\tau(\vec{\kappa}) = \int \int \int T(\vec{r}) e^{-2i\pi\vec{\kappa}\cdot\vec{r}} d\vec{r} \quad (2.2)$$

La théorie de Kolmogorov, élaborée pour un milieu incompressible et à turbulence homogène, prétend que dans un milieu turbulent l'énergie soumise aux grandes échelles sous la forme de tourbillons est transmise en cascade aux échelles de plus en plus petites jusqu'à sa dissipation totale due à la viscosité du milieu. Nous pouvons, de cette façon, définir au milieu turbulent un régime appelé le régime inertiel. Ce régime est compris entre l'échelle extérieure  $L_0$ , où l'énergie est injectée, et  $l_0$ , où se produit la dissipation. Si nous faisons l'approximation qu'aux échelles plus grandes les fluctuations de température peuvent être considérées comme indépendantes de la viscosité du milieu, alors la fluctuation sera seulement dépendante du taux de dissipation de l'énergie et de l'échelle spatiale  $l$ . En considérant que ces fluctuations de température répondent aux mêmes équations que les fluctuations de vitesse, alors nous pouvons dire par simple analyse dimensionnelle que :

$$T \propto (\epsilon_0 l)^{1/3} \quad (2.3)$$

où  $\epsilon_0$  est le taux de dissipation de l'énergie [ $\text{J s}^{-1} \text{kg}^{-1}$ ]. Nous voyons donc facilement que  $\langle |\tau(\vec{\kappa})|^2 \rangle$  par intégration de l'expression 2.2 nous donne la densité spectrale de la

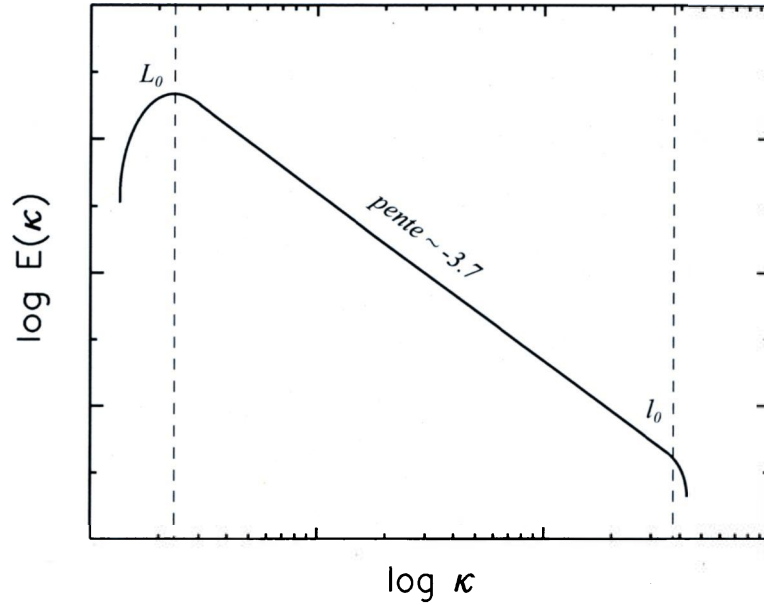


FIG. 2.1 – Le spectre de puissance de Kolmogorov.

fluctuation de température

$$E(k) \propto \kappa^{-11/3}. \quad (2.4)$$

Cette relation est nommée le spectre de Kolmogorov en trois dimensions. Si le nombre d'onde  $\kappa$  est placé sur un axe logarithmique, nous devrions nous attendre à obtenir sur un graphique énergie-nombre d'onde une pente négative d'environ 3.7 pour le spectre de puissance d'un milieu turbulent (voir figure 2.1).

Évidemment, toute cette démarche a été dérivée dans un cadre théorique. Puisque nos images possèdent une résolution finie, leur transformée de Fourier ne sera pas continue mais discrète. Par contre, l'équation décrivant l'image dans l'espace de Fourier reste sensiblement la même :

$$\tau(\vec{\kappa}) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} T(n) e^{-\frac{2i\pi \vec{\kappa} n}{N}} \quad (2.5)$$

où  $n$  est la période et  $N$  est le nombre total de périodes. La moyenne des amplitudes est faite sur des anneaux concentriques de l'image dans l'espace de Fourier que nous appelons aussi le plan  $uv$ . Pour éviter les effets de bord dans ce plan, principalement causés



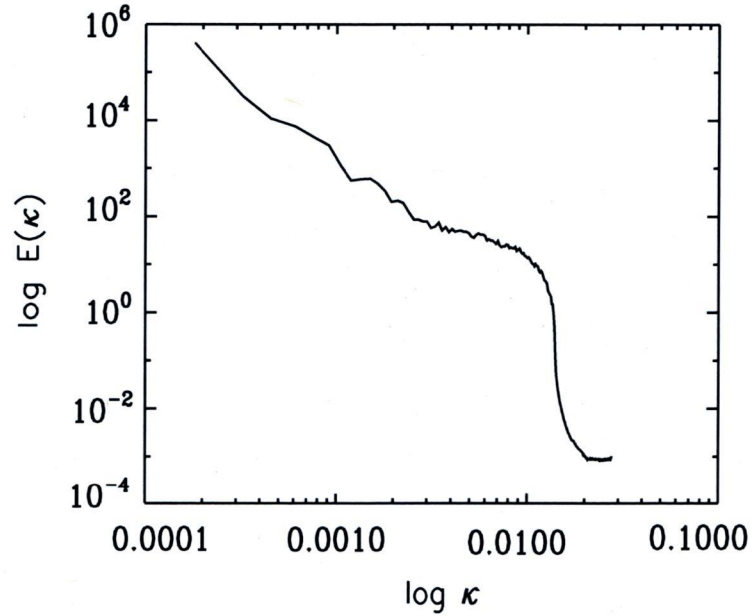


FIG. 2.2 – **Le spectre de puissance d'une carte HI.** *Le spectre de puissance de la carte de densité de colonne de la structure HI associée à la région de formation d'étoiles Sh134.*

par les discontinuités aux limites de l'image, nous appliquons une fonction d'apodisation. Celle-ci consiste à multiplier une fonction unitaire sur toute l'image à l'exception des bordures où un adoucissement en profil gaussien est appliqué jusqu'à une valeur nulle (Dickey et al., 2001). Dans notre cas, une apodisation a été appliquée sur 3% de l'image à partir des bordures.

Nos images, en plus de posséder une grandeur et une résolution finies, sont aussi contaminées par le bruit. Cet aspect doit être également considéré lors du calcul des spectres de puissance. En effet, selon Crovisier & Dickey (1983),  $\tau(\vec{\kappa})$  observé est en fait la somme de la transformée de Fourier de la distribution de la raie à 21 cm, de la distribution du continu et d'un terme de fluctuation causé par le bruit du système. Étant donné que ces trois termes ne devraient pas être corrélés, leur énergie s'additionne comme suit :

$$\langle |\tau(\vec{\kappa})|^2 \rangle = \langle |\tau(\vec{\kappa})|^2 \rangle_{raie\ à\ 21cm} + \text{Continu}^2 + \text{Bruit}^2 \quad (2.6)$$

Il peut être facilement considéré que le continu a été soustrait précédemment lors de la soustraction de la moyenne de fond de chacune des images. Regardons de plus près le spectre de puissance de la structure HI associée à la région HII Sh134. La Figure 2.2

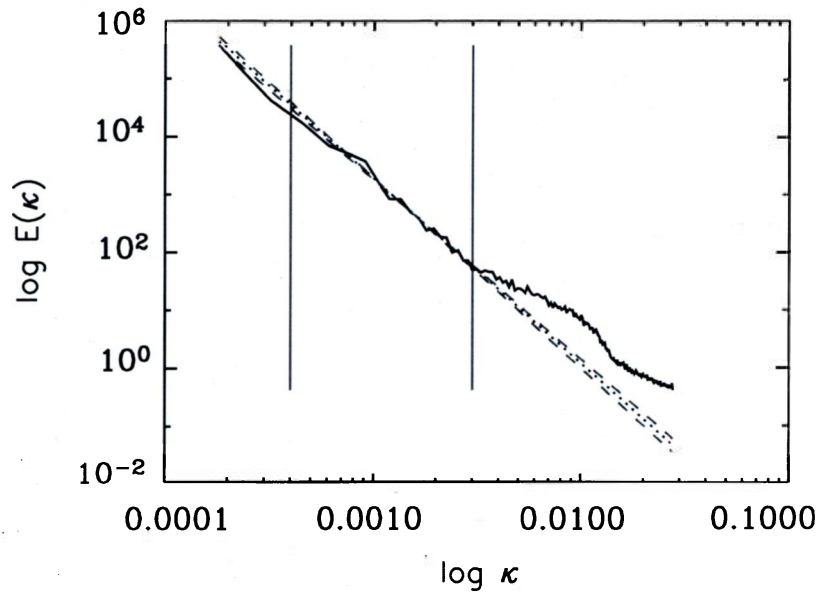


FIG. 2.3 – Le spectre de puissance d'une carte HI filtrée. Le spectre de puissance de la carte de densité de colonne de la structure HI filtrée associée à la région de formation d'étoiles Sh134. Les deux droites verticales représentent les limites utilisées pour le calcul de la loi de puissance. La droite pointillée représente l'ajustement de la loi de puissance et les deux droites discontinues délimitent l'erreur sur la loi de puissance.

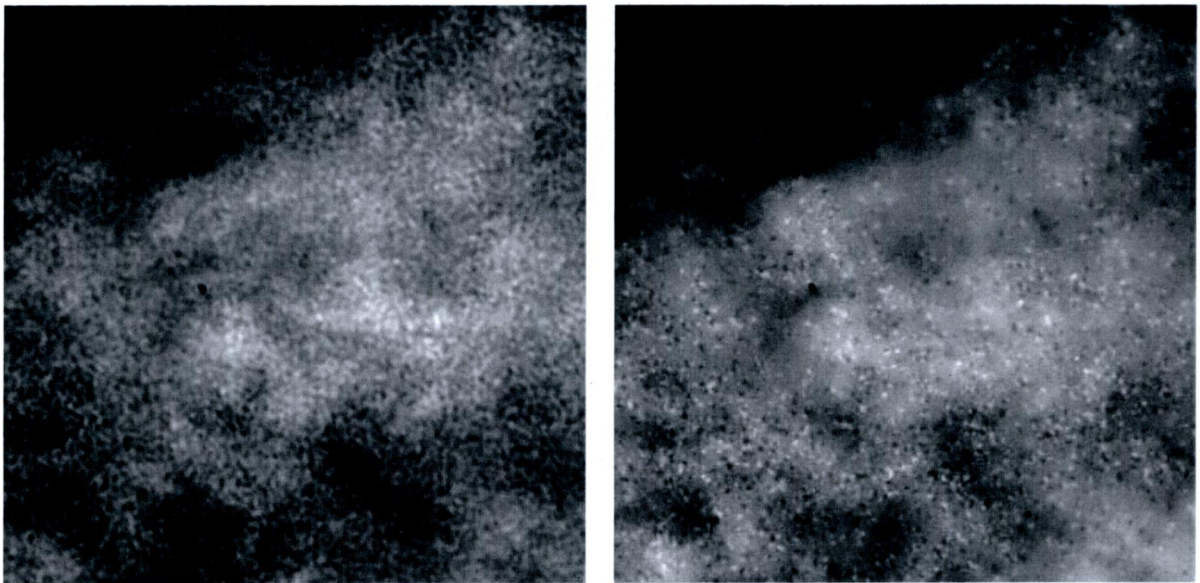


FIG. 2.4 – La comparaison d'une image filtrée avec une image non filtrée. À gauche, la carte de densité de colonne de la structure HI associée à la région HII Sh134 non filtrée et à droite, la carte filtrée à l'aide du filtre basé sur les transformées à ondelette. Les deux cartes possèdent le même intervalle de gris.



montre d'abord aux grandes échelles (à gauche du graphique) une montée abrupte de la puissance au lieu d'une coupure comme prévue à la Figure 2.1. Ceci est peut-être dû aux faibles statistiques des grandes échelles, un effet inhérent à la dimension finie de l'image (Miville-Deschênes et al., 2003). Ensuite, nous pouvons voir une loi de puissance unique s'étendant jusqu'à environ  $k = 0.0012$ . Ceci nous indique que le milieu, à ces échelles, est dans son régime inertiel. La pente de  $-2.94$  est aussi une bonne indication que le milieu possède autant de corrélation aux grandes échelles qu'aux plus petites de ce régime. Finalement nous voyons apparaître vers  $k = 0.0012$  un plateau suivi d'une chute draconienne de l'énergie. Cette chute est produite par le faisceau de l'interféromètre. Pour soustraire le bruit présent à ces échelles, le rapport signal sur bruit doit être augmenté. Pour ce faire, j'ai utilisé le filtre basé sur les transformées à ondelette décrit dans l'article de Miville-Deschênes et al. (2003). Ce filtre enlève tout rapport n'ayant pas un signal sur bruit assez significatif. À la Figure 2.3 nous voyons le spectre de puissance de l'image de Sh134 filtrée. Nous remarquons une diminution significative du bruit aux petites échelles ce qui nous permet d'évaluer la loi de puissance sur une étendue d'échelles beaucoup plus importante. Dans ce cas, la loi de puissance est de  $-3.19$ . Les deux droites verticales représentent les limites utilisées pour le calcul de la loi de puissance. Pour être conservateur, nous avons choisi les limites entre  $4 \times 10^{-4}$  et  $3 \times 10^{-3} \text{ arcsec}^{-1}$ . Ces limites ont été choisies d'après le spectre de puissance d'un canal vide d'une mosaïque du CGPS, donc possédant uniquement du bruit, sur laquelle nous avons appliqué le filtre à transformée à ondelettes.

La transformée de Fourier réalisée est basée sur un algorithme appelé « Fast Fourier Transform » (FFT). Ce dernier sauve énormément de temps de calcul si les dimensions de l'image possèdent un nombre de pixels égal à une puissance de deux. Les calculs avaient d'abord été faits grâce au programme du DRAO *map2wvp* qui exige cette condition. Par contre, les analyses étant réalisées sur des structures que nous avons soigneusement isolées dans les deux dimensions spatiales, il aurait été inconcevable d'agrandir nos images à des dimensions égales à une puissance de deux. Pour cette raison, j'ai donc opté pour la fonction FFT du programme IDL qui n'exige pas un nombre  $N$  d'éléments égal à une puissance de deux pour réaliser ses calculs. J'ai cependant réalisé qu'une image de forme carrée était nécessaire à la viabilité du spectre de puissance. En effet, une image carrée produira un spectre de loi de puissance unique beaucoup moins bruité qu'une image rectangulaire. Cet effet est inhérent au passage de l'espace des longueurs spatiales vers celui des fréquences spatiales via la transformée de Fourier. J'ai donc, pour chacune des images, égalisé la dimension la plus petite de l'image (soit la largeur ou la hauteur) à la dimension la plus grande. En d'autres mots, une seconde coupe a été réalisée dans les données du CGPS afin que les images soient carrées; tout en s'assurant de ne pas tronquer la structure isolée ni d'inclure de gaz non associé. Ces nouvelles images ainsi produites n'ont servi qu'à réaliser le spectre de puissance d'une

région donnée. Les images originales ont été conservées pour les autres fonctions de sortie.

Finalement, une manière de comparer les lois de puissance entre elles devait être imaginée. Comme il a été mentionné à la section 1.5.7, chaque métrique associée à une fonction de sortie compare la distance entre une carte HI et son état uniforme le plus près pour cette caractéristique. Dans le cas du spectre de puissance, nous voulons vérifier jusqu'à quel point le milieu observé est turbulent. Comme nous l'avons vu, selon la théorie de Kolmogorov, la loi de puissance d'un milieu où l'échange d'énergie est cohérent des plus grandes échelles jusqu'aux plus petites en trois dimensions devrait correspondre à  $-11/3$ . La coordonnée associée à cette fonction de sortie sera donc tout simplement la différence entre la loi de puissance de Kolmogorov et celle obtenue à partir de l'image.

$$\eta_p(k) = \left| -\frac{11}{3} - i(k) \right| \quad (2.7)$$

où  $i(k)$  est la loi de puissance du spectre de l'image.

L'espace métrique possède maintenant sept dimensions. Par contre, ceci ne met pas fin au travail accompli durant cette maîtrise. Le retour sur ce projet est aussi une excellente occasion pour réviser certaines parties de l'analyse qui avaient déjà été réalisées précédemment. Une étude plus approfondie de certaines fonctions de sortie nous a amené à apporter quelques modifications sur celles-ci, notamment pour le spectre moyen en vitesse et la distribution de filaments.

## 2.3 Le spectre moyen en vitesse

Cette fonction de sortie a été ajoutée dans la publication de Khalil et al. (2004) et est décrite à la section 1.5.6 de ce mémoire. Au même titre que pour la fonction de sortie du spectre de puissance, cette fonction est légèrement différente des cinq autres. Ces dernières sont toutes basées sur des analyses topologiques de l'image en fonction de la densité de colonne. Leur métrique respective est donc assez semblable d'une fonction de sortie à l'autre en ce sens qu'elles sont toutes basées sur une intégrale par rapport à une densité de colonne seuil  $\Sigma$  (Adams, 1992).

Dans la publication de Khalil et al. (2004), l'évaluation de la coordonnée s'était faite

environ de la même manière, c'est-à-dire en évaluant simplement l'aire sous la courbe du profil en vitesse de l'objet. Si nous gardons à l'esprit que le but de la métrique est d'évaluer la distance entre deux points d'un espace, l'opération précédente représentait donc la comparaison de la distribution moyenne en vitesse de l'image avec une distribution uniforme nulle. Cette méthode ne répond cependant pas à mon avis au but de l'analyse métrique, soit l'évaluation de la complexité de l'objet.

En effet, imaginons par exemple un cube de données totalement uniforme, c'est-à-dire qui possède la même valeur de température de brillance partout en  $x$  et en  $y$  et ce sur chacun des canaux de vitesse. Si cette valeur est élevée, le résultat de l'intégrale de son spectre moyen en vitesse sera naturellement plus élevé que celui d'une distribution gaussienne par exemple, comme celle illustrée à la Figure 1.6. Pourtant un tel objet est évidemment moins complexe du point de vue de sa distribution en vitesse qu'un objet comme Sh134. C'est pourquoi je crois que la première métrique utilisée pour cette fonction de sortie dans la publication de 2004 n'était pas adéquate.

Une meilleure manière de quantifier la complexité de cette fonction de sortie devait donc être trouvée. Il est d'abord important d'identifier quel est l'état uniforme le plus près de la distribution en vitesse d'un nuage de gaz HI. La température typique d'un gaz atomique dans le milieu interstellaire qui est associé aux types d'objets que nous observons est d'environ 100 K. De plus, ces régions sont ce que l'on pourrait appeler des systèmes perturbés, c'est-à-dire qu'elles ne peuvent pas être considérées comme un système fermé. Ces systèmes reçoivent, ou ont déjà reçu, un apport d'énergie d'une source extérieure comme le flux UV d'étoiles massives dans le cas des régions de formation d'étoiles, des vents puissants d'éjection de matière dans le cas des étoiles Wolf-Rayet ou une onde de choc importante venant d'une supernova. Un état uniforme dans ce contexte serait donc le spectre moyen en vitesse d'un système fermé, soit d'un gaz en équilibre thermique. À une densité aussi faible qu'environ  $25 \text{ cm}^{-3}$ , le gaz peut être considéré comme un gaz parfait, c'est-à-dire presque sans collision interne entre les particules. Dans ces conditions, un gaz diffus en équilibre thermique est régi par ce que nous appelons la *distribution des vitesses de Maxwell* :

$$f(v)dv = n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{-mv^2/2kT} dv. \quad (2.8)$$

Dans notre cas,  $n$  est le nombre total d'atomes par unité de volume,  $m$  la masse de l'atome d'hydrogène,  $k$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température du milieu et  $v$  la vitesse de l'atome. La distribution  $f(v)$  est une distribution gaussienne. Deux valeurs permettent de caractériser une distribution gaussienne : sa moyenne et son écart-type.



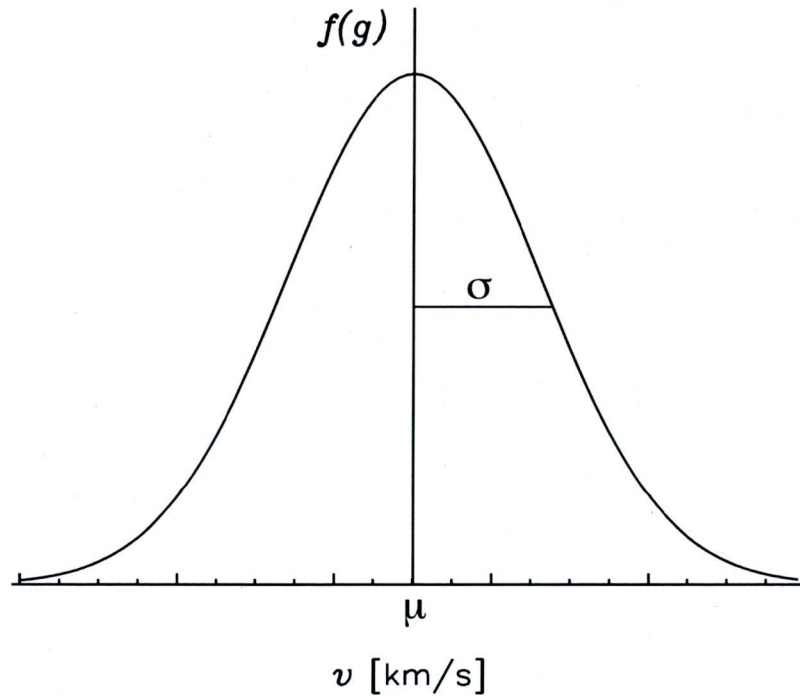


FIG. 2.5 – La distribution de vitesse de Maxwell.

À la figure 2.5, nous pouvons voir le profil typique d'une gaussienne. Les deux symboles  $\mu$  et  $\sigma$  sont souvent utilisés pour représenter respectivement la moyenne et l'écart-type de la distribution. Dans le cas des nuages HI, le pic de la gaussienne est situé à ce que nous appelons la vitesse systémique de l'objet, c'est-à-dire la vitesse centrale de la distribution. Cette vitesse peut varier selon plusieurs facteurs, entre autres la vitesse particulière de l'objet et sa position dans la Galaxie. En effet, de notre point de vue, les bras spiraux de la Galaxie s'éloignent ou se rapprochent de nous à des vitesses différentes. La raie d'émission du gaz HI dans les différents bras se trouve donc décalée par effet Doppler selon leur vitesse respective. Nous utilisons justement cette technique pour déterminer ce qui est appelé la distance cinématique des nuages. Connaissant environ la distance entre chacun des bras et le Soleil, nous pouvons de cette manière évaluer la distance des nuages HI. Par contre, la distance des nuages pouvant varier d'un objet à l'autre, cette information ne nous est guère utile pour les comparer entre eux. L'autre option est donc d'utiliser l'écart-type de la distribution. L'écart-type est une mesure de la largeur de la distribution gaussienne. Aussi appelée la déviation standard, elle est également une mesure de la dispersion des données autour de la moyenne. Celle-ci est donc une meilleure mesure de la perturbation occasionnée par l'étoile ou les étoiles de la région observée. Pour un système en équilibre thermique laissé à lui-même, son

écart-type selon l'équation 2.8 est :

$$\sigma(v) = \sqrt{\frac{kT}{m}}. \quad (2.9)$$

Donc, la coordonnée de la fonction de sortie du spectre moyen en vitesse sera non pas une intégrale de la distribution mais plutôt une différence entre la déviation standard de la distribution de vitesse de Maxwell à 100 K et la déviation standard de la distribution de vitesse de l'objet observé,

$$\eta_c(v) = \left| \sqrt{\frac{kT}{m}} - \sigma(v)_{\text{objet}} \right|_{T=100K}. \quad (2.10)$$

## 2.4 Nouvel espace métrique

Les deux nouvelles fonctions de sortie, le spectre de puissance et le spectre moyen en vitesse, par leur nouveau calcul de coordonnées, utilisent des métriques radicalement différentes des autres fonctions de sortie. Déjà en 2004, dans la publication de Khalil et al., l'utilisation de fonctions discrétisées par rapport aux fonctions continues d'Adams (1992) a nécessité une nouvelle définition de l'espace métrique (voir l'annexe B de l'article). Les métriques étant maintenant basées sur des sommations discrètes, nous n'avons plus besoin de vérifier la convergence des intégrales. La différence marquante de ces deux nouvelles fonctions de sortie est qu'elles consistent non pas en une distribution dépendante de la valeur seuil de la densité de colonne mais plutôt à un nombre réel unique. Nous avons donc affaire, une nouvelle fois, à un espace métrique différent. La démonstration que ce nouvel espace métrique satisfait les trois conditions des équations 1.1 à 1.3 est disponible à l'annexe A de ce mémoire.

## 2.5 La nouvelle distribution de filaments

Comme il est mentionné dans la section 1.5.4, la fonction de sortie de la distribution des filaments, assigne un indice  $F$  à chacune des composantes de l'image. Cet indice décrit le degré d'élongation de la composante. Si nous nous reportons à l'équation 1.9, nous voyons que celui-ci est dépendant du diamètre de la composante ainsi que de son

aire. En faisant le rapport entre le diamètre d'un cercle et son aire, nous obtenons un indice  $F$  égal à un. Ainsi avec ce rapport, nous cherchons à savoir jusqu'à quel point la structure est circulaire. Cependant, à l'aide de ces deux paramètres, il n'est pas possible de distinguer une structure concave d'une structure convexe. Cet aspect avait été signalé dans l'article de Khalil et al. (2004) sans pourtant être corrigé dans l'analyse qui y est présentée. La Figure 2.6 reprend un peu celle de l'article et nous démontre que selon la définition utilisée pour le diamètre, deux structures morphologiquement très différentes peuvent posséder le même indice  $F$ . Le programme doit, pour évaluer le diamètre de la structure, trouver quels sont les deux points les plus distants à sa surface. Nous voyons clairement selon la figure que cette approche ne convient pas. Nous pouvons, par contre, réécrire l'équation 1.9 sous une autre forme, toujours en gardant en tête que notre rapport cherche à comparer les caractéristiques d'un cercle :

$$F = \frac{\pi(2r)^2}{4A}, \quad (2.11)$$

$$F = \frac{(2\pi r)2r}{4A}, \quad (2.12)$$

$$F = \frac{P \cdot D}{4A}. \quad (2.13)$$

Notre nouvelle expression, équivalente à la précédente, utilise maintenant un nouveau paramètre  $P$  qui représente le périmètre de la composante. Le programme d'analyse métrique ayant été modifié dans ce sens, la nouvelle dépendance avec le périmètre permettra de caractériser plus fidèlement les structures concaves. À la Figure 2.6, le périmètre de la structure B étant plus grand, celle-ci sera donc plus complexe que la structure A.

## 2.6 Erreurs dans les calculs métriques

### 2.6.1 La constante d'intégration

En premier lieu, nous avons modifié l'ensemble du programme chargé de la lecture des images et des calculs des différentes fonctions de sortie. Depuis la publication de 2004, toutes les analyses ont été effectuées dans un espace métrique discret. Lors de

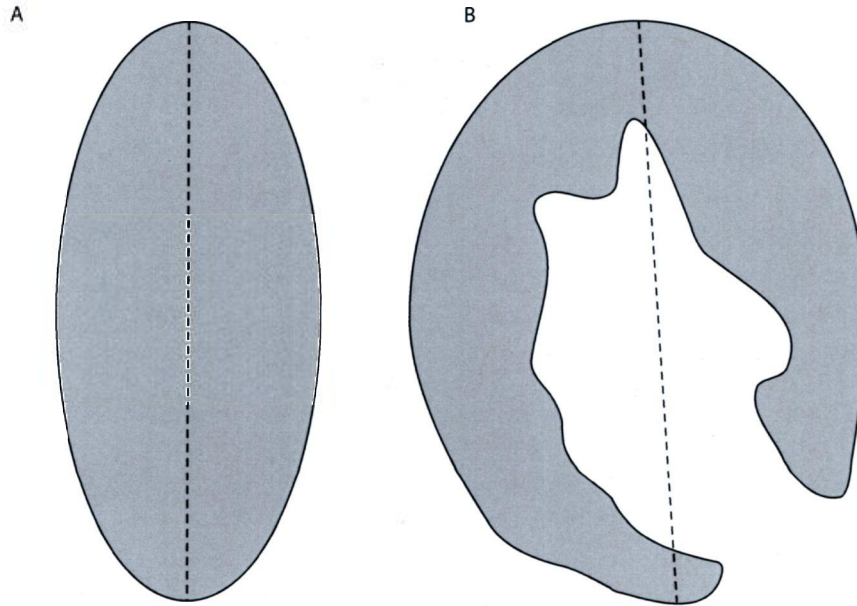


FIG. 2.6 – **La comparaison entre un filament convexe et un filament concave.** *A et B possèdent le même diamètre et la même aire. Ils ont donc le même indice  $F$ . Cependant, leur structure est totalement différente.*

la lecture des images, le programme procédait à une redistribution, sur une échelle allant de 0 à 124, de toutes les valeurs de densité de colonne présentes sur chacune des images. Au lieu de procéder par l'incrémentation d'une constante différente pour chacune des images lors de l'analyse des distributions en fonction des seuils, l'algorithme du programme a été simplifié en appliquant un opérateur qui redistribue dès le départ les densités de colonne de l'image sur la nouvelle échelle. L'opérateur utilisé est le suivant :

$$\tilde{\Sigma} = \frac{124(\Sigma - m)}{M - m}. \quad (2.14)$$

où  $\tilde{\Sigma}$  est le nouveau seuil compris entre 0 et 124 inclusivement,  $\Sigma$  est la valeur seuil originale de l'image et  $M$  et  $m$  sont respectivement la valeur maximum et minimum de la distribution de  $\Sigma$ . Ainsi, si  $\Sigma$  est égal à la valeur maximale  $M$ , alors nous obtiendrons  $\tilde{\Sigma} = 124$  et de la même manière, si  $\Sigma$  est égal à la valeur minimale  $m$ , alors nous obtiendrons  $\tilde{\Sigma} = 0$ . La distribution se fera ainsi sur toute la nouvelle échelle en arrondissant les seuils obtenus à des valeurs entières.

Regardons de plus près la métrique de la distribution de densité introduite par



Adams (1992) :

$$\eta_m(\sigma) = d_m(\sigma; \sigma_C) = \left[ \frac{1}{\langle \Sigma \rangle} \int_0^{\sigma_C} |1 - m(\sigma; \Sigma)|^2 d\Sigma + \frac{1}{\langle \Sigma \rangle} \int_{\sigma_C}^{\infty} m^2(\sigma; \Sigma) d\Sigma \right]^{1/2}, \quad (2.15)$$

où  $\sigma_C$  est l'état uniforme qui minimise  $d_m(\sigma; \sigma_C)$ . Il est donné par le critère  $m(\sigma; \sigma_C) = 1/2$ . Évidemment, dans notre cas nous n'avons pas affaire à une intégrale mais à une sommation discrète. De plus, la distribution de densité en réalité ne sera pas  $m(\sigma; \Sigma)$  mais plutôt  $m(\sigma; \tilde{\Sigma})$ . Ceci signifie que nous devons appliquer aussi un changement de variable à la constante d'intégration  $d\Sigma$  qui devient  $d\tilde{\Sigma}$  :

$$\Sigma = \frac{\tilde{\Sigma}(M - m)}{124} + m, \quad (2.16)$$

$$d\Sigma = \frac{(M - m)}{124} d\tilde{\Sigma}. \quad (2.17)$$

Si nous considérons l'intégrale 2.15 comme étant l'évaluation de l'aire sous la courbe de la Figure 1.1, alors nous pouvons facilement interpréter l'expression 2.17 comme la largeur de chacune des divisions de la sommation discrète. Or, l'expression utilisée précédemment dans le programme était :

$$d\Sigma = \left[ \frac{(M - m)}{124} + m \right] d\tilde{\Sigma}. \quad (2.18)$$

La variable  $m$  amenait ainsi une dépendance de plus par rapport à la valeur minimale de la carte de densité de colonne originale dans le calcul de la coordonnée de la fonction de sortie. Cette dépendance était superflue, puisque le contraste ou le degré de « brillance » de la structure ne devrait pas être relié à sa complexité. En effet, cette différence d'intensité de l'objet peut être reliée à sa distance ou à la quantité de gaz présente entre celui-ci et nous, soient des aspects totalement indépendants de l'objet lui-même. La nouvelle métrique (toujours dans le cas de la distribution de densité) aura donc la forme suivante :

$$\eta_m(\sigma) = d_m(\sigma; \sigma_C) = \left[ \frac{1}{\langle \Sigma \rangle} \sum_{\tilde{\Sigma}=0}^{\sigma_C} |1 - m(\sigma; \tilde{\Sigma})|^p \frac{(M-m)}{124} d\tilde{\Sigma} + \frac{1}{\langle \Sigma \rangle} \sum_{\tilde{\Sigma}=\sigma_C}^{\sigma_{max}} m^p(\sigma; \tilde{\Sigma}) \frac{(M-m)}{124} d\tilde{\Sigma} \right]^{1/p}, \quad (2.19)$$

où  $d\tilde{\Sigma}$  est essentiellement unitaire. Ce changement occasionne sur chacune des métriques, à l'exception de celles du spectre moyen en vitesse et du spectre de puissance, des modifications significatives de l'ordre de complexité des objets. Nous reviendrons sur ce point au chapitre 3.

## 2.6.2 La normalisation des métriques

Les équations 2.15 et 2.19 comportent un facteur de normalisation  $1/\langle \Sigma \rangle$  devant les métriques. Selon Adams (1992), ce facteur de normalisation a pour but de rendre les coordonnées reliées aux fonctions de sortie sans dimension. J'ai réalisé que ce facteur n'était pas compris dans les coordonnées d'origines de l'article de Khalil et al. (2004). À l'époque, la normalisation était considérée incluse dans le calcul final du rang de complexité. La normalisation présentée à la section 1.5.7 n'a par contre aucun lien avec celle propre à la coordonnée de l'objet. De plus, celle-ci est accomplie avec la coordonnée d'un autre objet stellaire qui n'a aucun lien physique avec l'objet donné.

La fonction de sortie elle-même est sans dimension. En effet, les quatre fonctions déjà présentes dans l'article d'Adams & Wiseman (1994) consistent en réalité en un comptage d'une distribution particulière. La dimension de la métrique est en fait introduite par la variable d'intégration  $d\Sigma$ . Selon l'équation 2.17 nous savons que  $d\Sigma$  dépend des valeurs de densité de colonne maximum et minimum de l'image. Je crois donc que la normalisation de type  $1/\langle \Sigma \rangle$  était nécessaire pour rendre le calcul métrique des images uniforme et indépendant de la dynamique des densités de colonne de celles-ci.

Un coefficient de corrélation de 0.87 a été mesuré entre le facteur de normalisation et la variable d'intégration. Ceci signifie qu'en général, plus la densité de colonne moyenne d'une image est basse, plus l'écart  $d\Sigma$  entre les divisions discrètes est grand. Nous avons ensuite évalué la corrélation entre la grandeur des images et la variable d'intégration. Le coefficient est cette fois-ci de 0.50. Il y a donc clairement un lien entre ces deux valeurs qui, selon nous, laissait apparaître un nouveau problème dans le calcul des métriques. Cette nouvelle problématique sera traitée dans la section suivante.

La normalisation des métriques s'avère d'abord nécessaire pour rendre la coordonnée de la fonction de sortie d'une image sans dimension. Cette opération est d'autant plus importante puisque nous avons maintenant une fonction de sortie supplémentaire qui possède une unité différente des précédentes. En effet, la fonction de sortie du spectre moyen en vitesse possède une dimension de vitesse [km/s] comparativement à une dimension de température de brillance [ $T_B$ ] comme pour les autres sorties. La normalisation devient donc nécessaire afin d'avoir une coordonnée de complexité finale cohérente.

Dans le cas de la fonction de sortie du spectre moyen en vitesse, nous devons trouver une constante de normalisation qui n'affectait pas la signification même de la coordonnée. Diviser la métrique par la moyenne des vitesses ici n'a pas vraiment de sens contrairement au cinq autres fonctions de sortie puisque la signification physique de la moyenne des vitesses est définitivement différente de celle de leur écart-type. À vrai dire, la moyenne des vitesses de la structure HI, soit le pic du profil de vitesse, est reliée à la position du gaz dans la Galaxie (comme il est expliqué à la section 2.3) et l'écart-type à la dispersion du gaz par rapport à sa vitesse moyenne. Diviser l'un par l'autre n'a donc pas vraiment de sens physique. Nous avons choisi tout simplement, dans ce cas, de diviser la métrique par la constante de 1 km/s. Ce facteur de normalisation est mathématiquement valable et ne modifie pas la signification physique de l'écart-type.

Finalement, pour ce qui est de la fonction de sortie du spectre de puissance, aucun facteur de normalisation n'est nécessaire puisque le calcul métrique relié à la loi de puissance de la courbe énergie-nombre d'onde est déjà sans dimension.

### 2.6.3 Redistribution constante des densités de colonne

Il a été vu à la section 2.6.1 que la dynamique de la carte de densité de colonne était distribuée sur une échelle de 0 à 124 pour tous les objets. Cette dynamique pouvant varier d'une image à l'autre, la variable d'intégration  $d\Sigma$ , selon l'équation 2.17, peut prendre des valeurs différentes. Comme il a été précisé aussi dans la section précédente, une corrélation existe entre la grandeur des images et cette variable d'intégration. Cette corrélation peut en effet causer des problèmes puisqu'elle signifie que cette corrélation peut aussi se transposer entre la grandeur de l'image et la complexité de l'objet qui s'y trouve.

Prenons par exemple deux objets qui posséderaient environ la même complexité, mais auraient des grandeurs différentes selon notre point de vue. Cette différence de grandeur pourrait simplement être expliquée par une distance différente des objets dans le plan de la Galaxie. Ils posséderaient alors une étendue de valeurs de densité de

colonne distincte. Les divisions  $d\Sigma$  étant toutes plus petites que l'unité, une plus petite valeur (ex. : 0.2) impliquerait une diminution de la complexité de l'objet par rapport à une plus grande valeur (ex. : 0.5). Ceci nous portait donc à croire que la variable  $d\Sigma$  devrait être commune à chacune des images et plutôt déterminée par rapport au niveau du bruit *rms* des données du CGPS. En effet, si l'écart des sauts dans la sommation discrète des métriques est beaucoup plus petit que le bruit *rms* des données, alors du bruit supplémentaire peut apparaître dans les fonctions de sortie elles-mêmes. De la même façon, si l'écart des sauts est beaucoup plus grand que le niveau de bruit *rms*, alors de l'information sera perdue et nous perdrons notre habilité à détecter certaines structures (Adams & Wiseman, 1994).

Le bruit *rms* des mosaïques du CGPS est évalué à 3 K. Par contre, il ne faut pas oublier que nous travaillons sur des cartes intégrées de densité de colonne. Ce qui signifie que la moyenne des canaux de vitesse sur la ligne de visée modifiera le niveau de bruit de la carte de la manière suivante :

$$\Delta\Sigma = \frac{\Delta\sigma_{rms}}{\sqrt{N}} \quad (2.20)$$

où  $N$  est le nombre de canaux de vitesse de l'objet. L'équation 2.20 est celle utilisée pour calculer l'incertitude sur la moyenne de la distribution. Cette valeur est différente de l'écart-type de la distribution. Le nombre moyen de canaux pour nos 52 objets est de 16. Si nous appliquons l'équation 2.20 à un bruit *rms* de 3 K et à ce nombre moyen de canaux, nous obtenons un  $\Delta\Sigma$  de 0.75 K. Le programme d'analyse métrique pour les cinq fonctions de sortie évaluant les distributions en fonction de la valeur seuil  $\Sigma$  a donc été modifié afin d'utiliser une variable d'intégration fixe de 0.75 K pour chacune des images. Tous les objets ont dû être analysés de nouveau pour tenir compte de ce changement majeur dans le calcul des distributions.

Les figures 2.7 et 2.8 montrent toutes deux la distribution de densité de colonne pour la structure HI associée à la région HII Sh168. La première représente la distribution utilisant l'ancienne échelle de 0 à 124 commune à toutes les images. La seconde représente la nouvelle distribution utilisant des divisions fixes de 0.75 K. Pour cette image, l'ancienne division pour discrétiser les valeurs de densité de colonne était de 0.19 K. Cet objet possède 12 canaux de vitesse, ce qui signifie selon l'équation 2.20 un niveau de bruit *rms* d'environ 0.87 K. L'ancienne variable d'intégration  $d\Sigma$  était donc presque cinq fois plus petite que le niveau de bruit de la carte analysée. Pour cette raison, la figure 2.7 laisse apparaître un bruit supplémentaire dans la fonction de sortie. Nous faisons face, en quelque sorte, à un problème de suréchantillonnage des données. La nouvelle valeur adoptée par contre se rapproche beaucoup plus du vrai



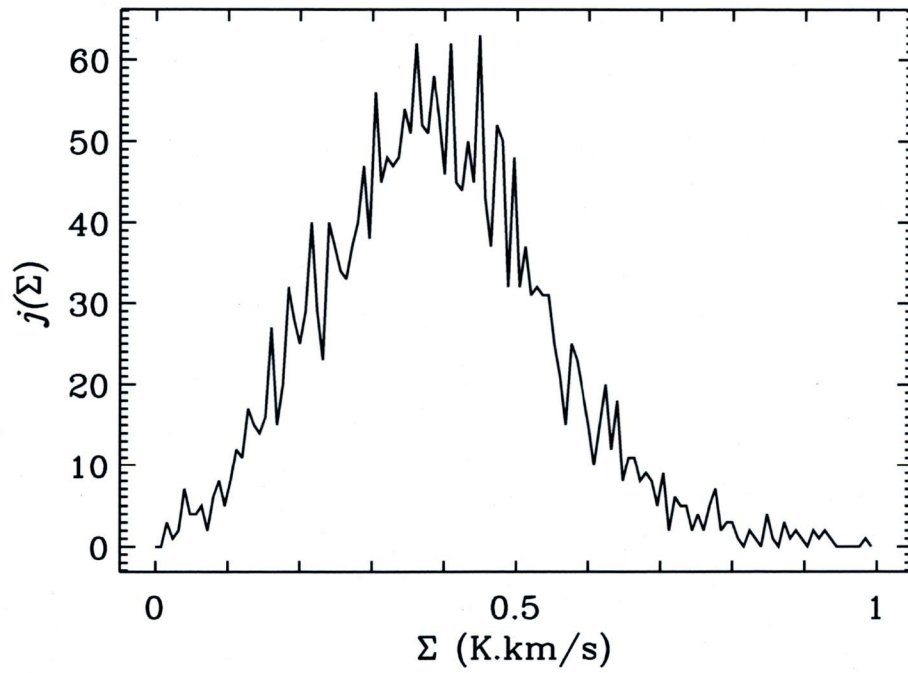


FIG. 2.7 – La distribution de densité de colonne sur une échelle de 0 à 124. Cette distribution est pour le nuage HI associé à la région HII Sh168.

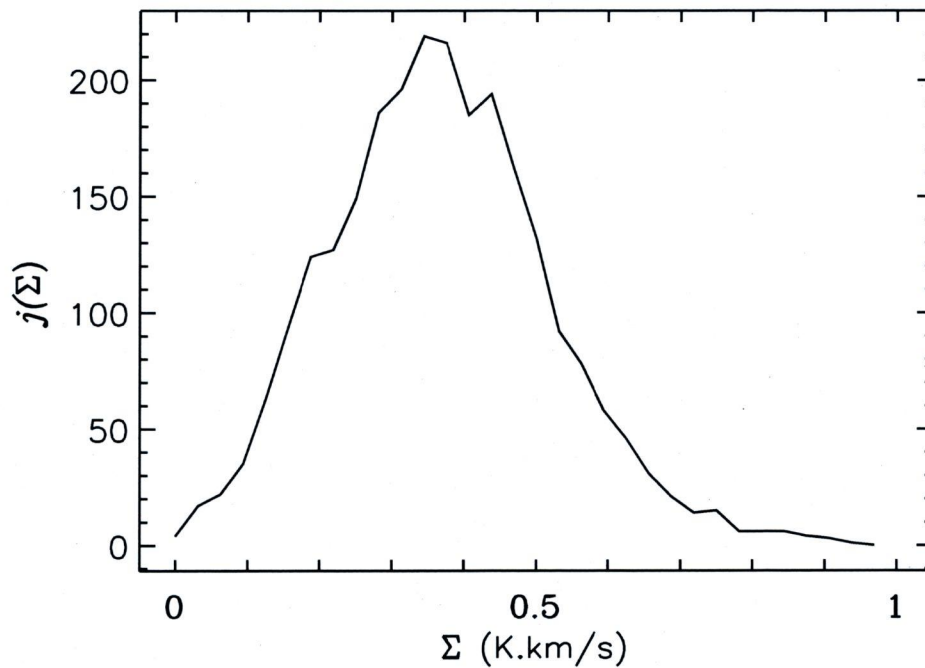


FIG. 2.8 – La distribution de densité de colonne avec une division fixe. Cette distribution est pour le nuage HI associé à la région HII Sh168.

niveau de bruit de la carte. La figure 2.8 est par conséquent beaucoup moins bruitée que la précédente. Le nombre de pixels répertoriés dans ce cas est beaucoup plus grand aussi que précédemment, ceci est dû aux plus grandes divisions discrètes de l'abscisse qui peuvent maintenant englober un écart dynamique des pixels plus large. Les courbes conservent néanmoins une forme semblable. L'opération de la métrique étant équivalente à l'évaluation de l'aire sous la courbe des distributions, une fois la métrique normalisée, les deux coordonnées demeurent semblables. Par contre, nous nous sommes maintenant affranchis du bruit instrumental et observationnel qui contaminait notre distribution. Évidemment, ce raisonnement s'applique aussi aux quatre autres distributions évaluées selon un seuil  $\Sigma$  de densité de colonne.

Plusieurs changements ont donc été apportés aux calculs mathématiques même de l'analyse métrique des objets. Ils ont bien sûr pour effet de modifier le rang de complexité des différentes structures HI de la banque de données. Ces dernières modifications ne peuvent cependant qu'accroître la fiabilité des corrélations finales trouvées à l'aide du formalisme de l'espace métrique.

## 2.7 Les incertitudes

En science, il n'existe aucune mesure possédant une précision absolue. Par conséquent, parler de la longueur d'un objet, de son poids ou du temps dont quelqu'un ou un objet a besoin pour parcourir une certaine distance ne peut prendre tout son sens que si nous possédons également la mesure de son incertitude. Cette dernière peut dépendre de plusieurs facteurs : le degré de précision de l'instrument de mesure, le temps de réaction de la personne qui prend la mesure, les conditions du milieu dans lequel les mesures sont prises, etc. Les mesures d'incertitude sont indispensables à l'interprétation des résultats. Dans notre cas, lors de l'analyse métrique des nuages d'hydrogène, deux principales sources d'erreurs peuvent altérer nos mesures : l'incertitude associée aux calculs mêmes des métriques et l'incertitude associée aux perturbations de la structure analysée via le milieu dans lequel elle se trouve. Cette section est dédiée à l'évaluation de ces incertitudes ainsi qu'aux différentes techniques utilisées pour y parvenir.

### 2.7.1 Les incertitudes reliées aux métriques

Nous voulons déterminer comment l'incertitude reliée à la valeur de la densité de colonne d'une carte se propage dans les fonctions de sortie et dans leur coordonnée



respective. La section 4 de l'article d'Adams & Wiseman (1994) explique en détail leur analyse de ces incertitudes dans les fonctions de sortie. Par exemple, l'incertitude relative moyenne reliée à la fonction de sortie de la distribution de densité peut être décrite par l'équation suivante :

$$\left\langle \frac{\Delta m}{m} \right\rangle = \frac{\log(SNR)}{SNR} \quad (2.21)$$

où  $SNR$  est le rapport signal sur bruit de la carte. La fonction de sortie de la distribution de volume possède la même propagation d'erreurs. Comme nous l'avons vu dans la section 2.1, sur chacune de nos cartes, nous avons soustrait la moyenne de fond. Nous nous sommes ensuite assurés que les données restantes possédaient une valeur supérieure ou égale à  $3 \sigma_{rms}$ . De cette façon, nous pouvons dire que le rapport signal sur bruit de nos cartes est suffisamment élevé pour assurer la fiabilité de nos résultats.

La propagation d'incertitude de la distribution des composantes doit par contre être abordée différemment. En effet, comme il est mentionné dans l'article d'Adams & Wiseman (1994), la valeur de densité de colonne ou de température de brillance d'une carte peut être interprétée de la manière suivante :

$$\sigma_{obs} = \sigma_{vrai} + \Delta\sigma \quad (2.22)$$

où  $\Delta\sigma$  possède généralement une distribution gaussienne. Cette dernière variable agit de la même manière que le bruit  $rms$  mentionné plus tôt. Autrement dit, il existe une probabilité non nulle qu'un pixel d'une image possède une valeur anormalement élevée. Ces pixels fautifs, pour une valeur seuil  $\Sigma$  donnée, pourraient par exemple, dans l'analyse de la distribution des composantes, devenir des éléments erronés de la distribution. Adams & Wiseman (1994) ont donc calculé le nombre de pixels fautifs probables ainsi que le nombre de pixels fautifs groupés par deux que l'on peut statistiquement retrouver dans une image en fonction de sa grandeur. L'exercice a été fait jusqu'à un groupe de trois pixels erronés qu'ils ont jugé statistiquement négligeables. La présence de ces fausses composantes, pouvant atteindre le nombre de 1600 dans le cas d'une image de 400 pixels<sup>2</sup>, peut altérer de façon significative la fonction de sortie reliée à cette distribution. Pour éviter ceci, nous omettons volontairement de tenir compte des composantes ne comportant qu'un ou deux pixels.

Dans le cas de la distribution des filaments, l'incertitude est déjà passablement contrôlée par la fonction de sortie de la distribution des composantes. Son incertitude

relative sera :

$$\frac{\Delta f}{f_{\text{vrai}}} = \frac{\Delta n}{n_{\text{vrai}}} \left\{ 1 - \frac{f_{\text{faux}}}{f_{\text{vrai}}} \right\} \quad (2.23)$$

où  $f_{\text{faux}}$  est l'indice moyen de filament relié aux composantes erronées et  $n$  représente la distribution de composantes (Adams & Wiseman, 1994). Si nous jugeons que ces composantes erronées sont pour la plupart éliminées en n'acceptant que celles qui ont trois pixels ou plus, nous pouvons conclure que la propagation d'erreurs de cette fonction de sortie est plutôt négligeable.

Le formalisme mathématique d'Adams & Wiseman a été développé au départ dans le but d'analyser la complexité de plusieurs types d'objets astrophysiques. Que ce soit des cartes d'émission infrarouge, des cartes du champ profond des galaxies ou d'émissions HI à 21cm, les propriétés de chacune de ces images seront différentes. Ces différences seront dans la profondeur optique du milieu, le contraste des objets présents sur la carte, la présence d'un fond de radiation, etc. Pour toutes ces raisons, l'analyse d'un objet interstellaire demande une compréhension profonde du milieu dans lequel il est afin d'accroître la fiabilité et l'évaluation des incertitudes sur les mesures.

L'analyse de la propagation des erreurs à l'intérieur des nouvelles fonctions de sortie de la distribution de densité de colonne, du spectre moyen en vitesse et du spectre de puissance n'a pas été évaluée en détail dans ce projet de maîtrise. À l'exception du spectre de puissance où l'ajustement de la pente de la loi de puissance cause inévitablement une incertitude attribuable aux fluctuations statistiques, nous considérons que la soustraction de la moyenne de fond ainsi que l'ajustement de la taille des divisions des seuils  $\Sigma$  de densité de colonne sont suffisants pour éviter une propagation du bruit instrumental à l'intérieur de ces fonctions de sortie. La principale source d'incertitude de l'analyse par la technique de l'espace métrique demeure maintenant celle provenant de la faible absorption de la raie à 21 cm. La seconde partie de cette section tentera d'évaluer l'incertitude reliée à cette spécificité du milieu HI.

## 2.7.2 Les incertitudes reliées au milieu HI

L'analyse de la propagation d'erreurs traitée par Adams & Wiseman (1994) tient compte principalement du bruit relié à la carte. Cependant, puisque le milieu HI est très diffus, la structure que nous désirons analyser se trouve aussi perturbée par l'émission du

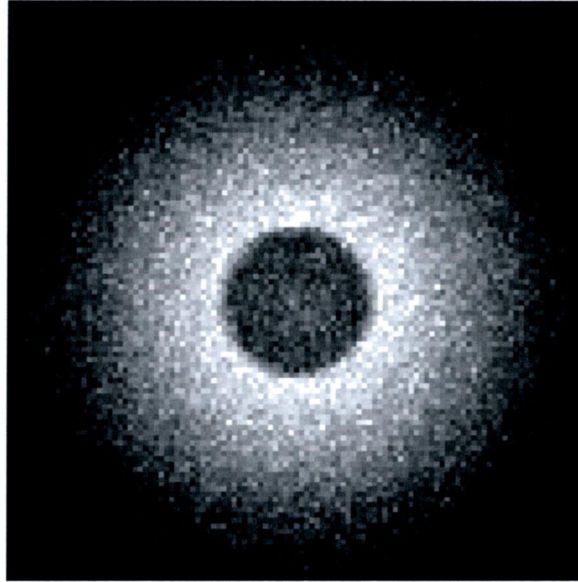


FIG. 2.9 – Exemple de simulation d'une structure HI dans le MIS.

gaz se trouvant devant et derrière celle-ci. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné, la raie à 21 cm est très peu absorbée et le milieu devient donc transparent à toutes les émissions sur la ligne de visée. Un peu comme dans le cas du bruit gaussien instrumental de la section précédente, cette émission sur la ligne de visée qui n'est pas associée à la structure observée peut en modifier sa géométrie et ainsi altérer, par exemple, sa distribution de densité ou de composantes. Il n'existe pas vraiment de méthode pouvant nous garantir qu'une structure est bel et bien associée à l'objet qui nous intéresse. Les critères d'analyse sont souvent basés sur des interprétations visuelles elles-mêmes basées sur nos connaissances physiques des phénomènes en cause. Cependant, nous voulons justement nous affranchir de cette subjectivité afin d'établir une analyse plus objective de la complexité de l'objet. C'est pourquoi nous devons non pas tenter de soustraire complètement ces structures potentiellement fausses mais plutôt tenter d'évaluer le pourcentage d'erreur qu'elles introduisent dans les coordonnées finales des fonctions de sortie. Pour ce faire, j'ai réalisé plusieurs simulations de bulle HI interstellaire afin de vérifier jusqu'à quel point le milieu influence la complexité de l'objet. Plusieurs avenues ont été abordées dans l'élaboration de ces simulations. Je ferai donc une brève présentation de chacune tout en précisant leurs points forts et leurs points faibles.

La première simulation réalisée consistait en fait à quelques formes géométriques possédant des gradients d'intensité dans lesquelles un bruit aléatoire gaussien avait été ajouté. Le second type de simulation réalisé était beaucoup plus réaliste. Possédant une meilleure maîtrise des outils de programmation, je pouvais maintenant créer la structure désirée beaucoup plus facilement qu'auparavant. Ces nouvelles techniques nous ont



permis de mieux comprendre le comportement des différentes fonctions de sorties en fonction du type d'images qu'elles ont à analyser. La figure 2.9 représente la topologie d'une cavité à l'intérieur d'un nuage HI. Cette cavité pourrait être le résultat des vents stellaires d'une étoile de type Wolf-Rayet ayant « soufflé » toute la matière autour d'elle. Les mêmes méthodes de réduction de données ont été accomplies également sur ces simulations. La plus grande difficulté dans ce cas n'était plus de reproduire une structure semblable à celles qui sont présentes dans notre banque de données mais plutôt de reproduire le fond dans lequel celles-ci se trouvent. Cet obstacle nous a amené à nous questionner sur la méthode de soustraction du fond que nous utilisons pour nos objets.

Une fois l'objet repéré dans les données du CGPS, celui-ci était isolé en vitesse et sur une surface 25 fois plus grande que les dimensions spatiales originales de l'objet. La moyenne des températures de brillance était calculée sur chacun des canaux de vitesse pour ensuite être soustraite. Le calcul des fonctions de sortie était finalement réalisé sur les cartes de densité de colonne redimensionnées pour respecter les limites spatiales de l'objet. Ces cartes de densité de colonne comportaient, bien entendu, des valeurs de densité négatives suite à la soustraction de la moyenne de fond. La méthode de soustraction du bruit de fond utilisée par André Khalil lors de son doctorat étant totalement différente, j'ai dû modifier le programme d'analyse des fonctions de sortie pour qu'il néglige les valeurs de densité de colonne négatives. Ensuite, en travaillant avec nos simulations de nuages HI, je me suis aperçu d'une subtilité reliée au calcul de la carte de densité de colonne.

En effet, le but de la soustraction de la moyenne de fond était de s'affranchir le plus possible des émissions HI sur la ligne de visée qui n'étaient pas associées à l'objet. Comme il a déjà été mentionné, si du gaz HI sur la même ligne de visée, mais situé ailleurs dans le plan de la Galaxie, possède la même vitesse qu'une partie du gaz associé à l'objet qui nous intéresse, nous les observerons alors sur le même canal de vitesse. Cette source de bruit directement reliée au MIS peut donc être considérée comme indépendante d'un canal de vitesse à l'autre pour un pixel donné. Dans le nouveau programme, nous ne tenons pas compte des pixels négatifs suite à la soustraction de la moyenne de fond et cela avant même de faire la moyenne des pixels sur la profondeur en vitesse. C'est-à-dire que pour un pixel donné, la moyenne n'est faite que sur les pixels positifs des canaux de vitesse. Ainsi, dans un sous-cube, si la moyenne des températures de brillance sur les canaux pour un pixel donne une valeur négative, mais qu'il existe néanmoins des valeurs positives parmi elles, l'information de ces pixels restants suite à la soustraction du fond ne sera pas perdue.

Afin que nos simulations soient les plus fidèles possible aux objets que nous



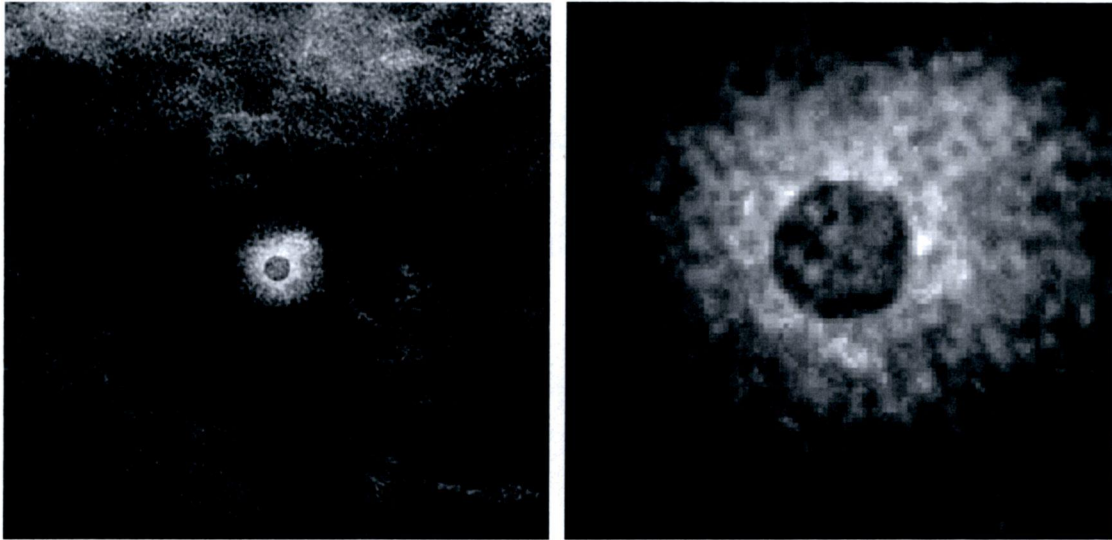


FIG. 2.10 – **Fausse structure ajoutée à un vrai fond interstellaire HI.** À gauche : la fausse structure ajoutée à un vrai canal de vitesse du CGPS. À droite : la fausse structure seulement, circonscrite et agrandie, suite à la réduction des données.

possédions, j'ai tenté d'ajouter des composantes extérieures à la structure circulaire de façon à simuler le bruit relié au MIS. Naturellement, la dynamique du MIS demeure très difficile à reproduire. La meilleure manière de voir l'action du MIS sur les fonctions de sortie était donc d'ajouter directement la fausse structure à un vrai sous-cube du CGPS. De cette façon, il n'est plus nécessaire d'ajouter le bruit *rms* aléatoire puisqu'il est déjà compris dans la carte du fond. De plus, toutes les structures HI interstellaires qui auraient pu se trouver à la même vitesse et sur la même ligne de visée que notre objet créé sont simulées d'une façon plus réaliste. La structure ainsi créée était insérée dans un sous-cube de 12 canaux avec un profile moyen gaussien afin de rester fidèle le plus possible à la cinématique des vrais objets observés. La réduction des données s'est également fait de la même manière que celle décrite à la section 2.1.1. Il ne restait plus qu'à trouver une manière d'évaluer jusqu'à quel point le milieu HI interstellaire perturbe la structure que nous voulons analyser.

L'image de droite de la figure 2.10 démontre assez bien l'influence du milieu sur notre structure comparativement à celle de la figure 2.9 qui est seulement affectée par le bruit *rms*. Une des façons envisagées pour évaluer l'incertitude occasionnée par cet effet sur les différentes fonctions de sortie était tout simplement de mesurer l'écart entre les coordonnées calculées pour une structure artificielle sans aucun bruit et les coordonnées calculées pour cette même structure ajoutée à un vrai sous-cube du milieu HI interstellaire. L'incertitude évaluée sur les coordonnées de chacune des fonctions de sortie était d'environ 40%. Il est cependant important de signaler qu'à ce moment, les

expressions reliées aux calculs métriques n'étaient pas encore normalisées. Par contre, cette méthode comporte une très faible mesure statistique de la déviation des résultats due au milieu. En effet, en probabilité c'est le nombre d'expériences accomplies qui permet d'avoir une mesure statistique fiable d'un phénomène. Par exemple, nous savons qu'il y a une chance sur deux d'obtenir le côté « face » d'une pièce de monnaie en la laissant tomber. Selon cette probabilité, il est donc parfaitement possible d'obtenir trois fois le côté « face » en trois lancers consécutifs. Ce n'est qu'en répétant l'expérience un très grand nombre de fois que la statistique d'une chance sur deux deviendra mesurable. C'est pourquoi la mesure de déviation des coordonnées sur une seule image n'est pas vraiment valable statistiquement. J'ai donc réitéré l'expérience en ajoutant la fausse structure HI à plusieurs sous-cubes différents isolés du CGPS.

Nous pouvons voir quelques exemples de ces fausses structures HI à la figure 2.11. L'expérience a été répétée sur 30 régions différentes du plan de la Galaxie. La topologie de la structure change beaucoup d'une région à l'autre. Dans certains cas, la cavité centrale tend même à disparaître complètement. Cet exercice prouve jusqu'à quel point le gaz HI sur la ligne de visée de la structure a une influence importante sur l'allure finale de celle-ci. Nous verrons, dans le chapitre suivant, quel est l'impact de cette action sur les coordonnées des différentes fonctions de sortie.

Beaucoup de changements ont été apportés à la technique de l'espace métrique depuis la dernière publication à ce sujet. Plus spécifiquement, par rapport aux structures HI, nous pouvons affirmer que l'augmentation significative de la banque de données ainsi que les modifications qui ont été apportées sur la réduction des données du CGPS sont des changements qui auront une action importante sur la qualité de l'analyse faite par nos programmes. De plus, les différentes corrections apportées au formalisme mathématique même de l'espace métrique aideront à augmenter la fiabilité des résultats présentés dans ce mémoire. Le chapitre trois est consacré à la présentation de ces résultats.

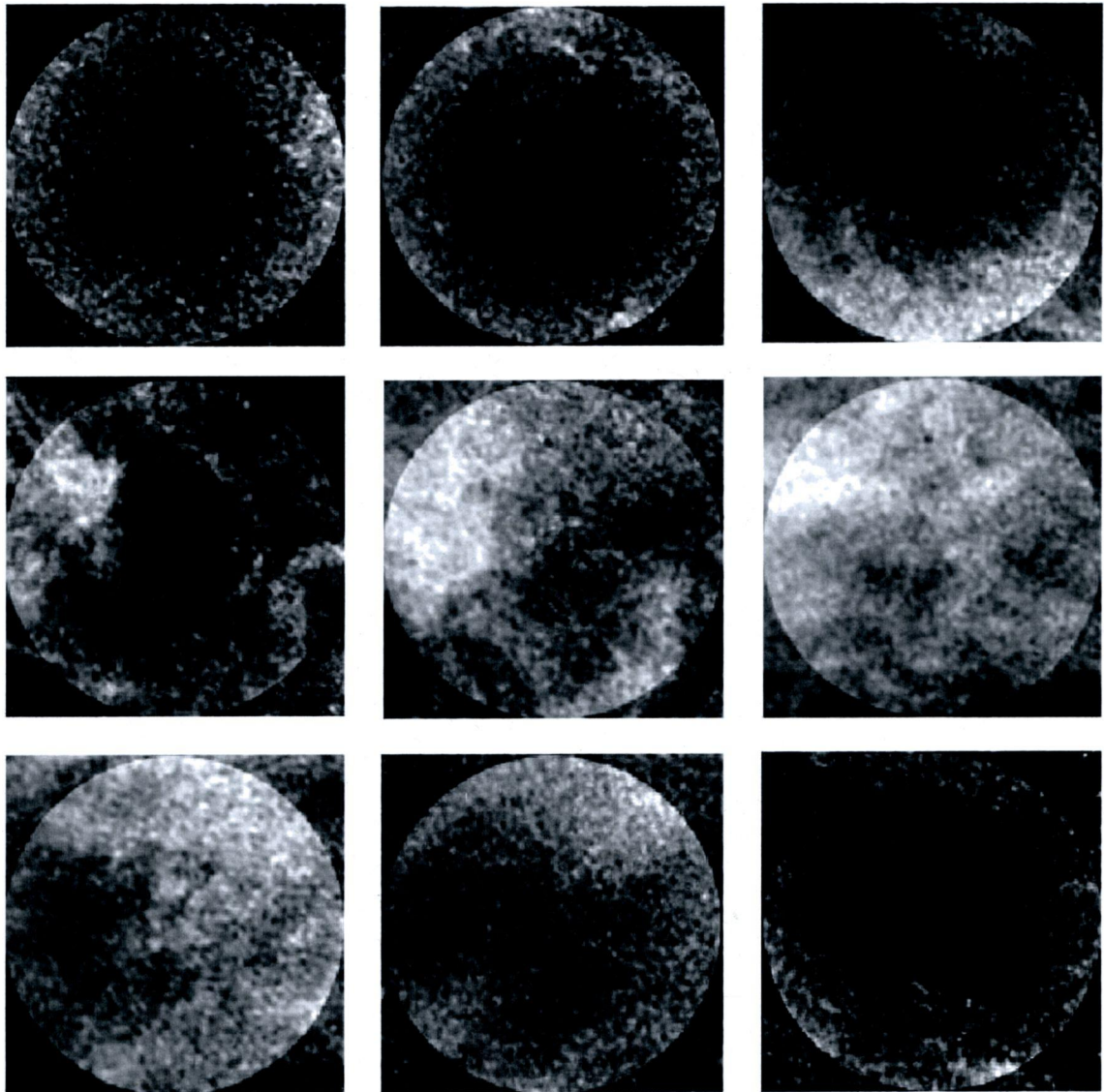


FIG. 2.11 – Les cartes de densité de colonne simulées. Les cartes de densité de colonne de plusieurs régions du plan de la Galaxie auxquelles ont été ajoutées la même fausse structure HI.



# Chapitre 3

## Présentation et analyse des résultats

### 3.1 Le rang de complexité

Les 52 structures HI de la banque de données ont d'abord été analysées par les programmes destinés à évaluer chacune des distributions présentées au chapitre 1. Ensuite, grâce aux différentes métriques associées à ces distributions, les coordonnées ainsi que le rang de complexité des objets ont pu être obtenus. Le Tableau 3.1 présente les coordonnées et le rang de complexité des 43 objets où le spectre de puissance a pu être calculé et le Tableau 3.2 présente les neuf objets sans spectre de puissance. En effet, pour une image possédant 50 pixels et moins de largeur ou de hauteur, il n'y a malheureusement pas assez d'information aux grandes échelles pour en calculer le spectre de puissance. La méthode utilisée pour calculer le rang de complexité final est décrite à la section 1.5.7.

La comparaison entre les rangs de complexité obtenus ici et ceux de Khalil et al. (2004) montre une différence importante dans l'intervalle dynamique des coordonnées. Les valeurs de complexité présentées dans le Tableau 3.1 possèdent un écart de 1,59 entre les deux valeurs extrêmes comparativement à un écart de 3,82 dans la publication de 2004. Ce comportement est principalement dû à la nouvelle normalisation des coordonnées ayant pour effet de diminuer significativement la dynamique des coordonnées propres aux fonctions de sortie. La raison mentionnée à la section 2.6.2 pour justifier l'utilisation du facteur de normalisation concerne principalement l'analyse dimensionnelle des fonctions de sortie. Il est évident cependant, d'après les nouveaux résultats,



TAB. 3.1 – Les coordonnées reliées aux fonctions de sortie ainsi que le rang de complexité des structures HI possédant un spectre de puissance.

Structures	Composantes	Densité	Filaments	Colonne <sup>1</sup>	Volume	Vitesse <sup>2</sup>	Puissance <sup>3</sup>	Rang
Sh173	1,52	1,36	3,63	1,48	1,35	3,72	0,64	4,55
Sh158a	1,91	1,69	4,56	1,86	1,67	1,84	0,05	4,69
Sh134	1,73	1,57	4,40	1,70	1,54	2,37	0,47	4,72
WR149b	1,61	1,45	3,88	1,58	1,46	4,71	0,38	4,84
G126,2+1,6a	1,85	1,65	4,80	1,83	1,63	1,38	0,75	4,94
Sh151b	2,04	1,78	4,88	2,00	1,77	1,61	0,20	5,00
Sh181	2,06	1,80	5,32	2,00	1,77	1,32	0,19	5,03
Sh101	2,06	1,74	5,18	2,00	1,76	1,70	0,34	5,14
G76,9+1,0b	1,95	1,71	4,66	1,87	1,70	1,80	0,84	5,19
WR139	2,06	1,78	5,17	1,99	1,79	1,98	0,31	5,21
Sh232	1,94	1,74	5,09	1,89	1,73	1,84	0,71	5,23
WR132	2,07	1,80	5,77	2,00	1,80	2,02	0,14	5,24
Sh151c	1,90	1,63	4,63	1,84	1,64	3,92	0,36	5,25
WR149a	1,99	1,74	5,45	1,96	1,76	2,64	0,33	5,32
Sh137	2,09	1,79	5,64	2,06	2,01	0,10	0,79	5,32
G126,2+1,6b	2,04	1,79	5,59	2,00	1,77	1,58	0,64	5,36
G69,0+2,7	1,98	1,76	5,09	1,94	1,75	2,84	0,50	5,39
Sh235	1,99	1,73	4,90	1,93	1,75	1,64	1,20	5,48
hb21a	2,03	1,76	5,70	2,00	1,73	2,13	0,74	5,51
Sh217	2,04	1,75	5,34	2,00	1,75	1,13	1,26	5,54
G132,6-0,7	2,04	1,82	6,09	2,00	1,83	3,14	0,20	5,57
ctb104a	2,03	1,77	5,75	2,00	1,75	3,91	0,15	5,58
Sh199	2,03	1,76	5,88	2,00	1,73	3,46	0,31	5,58
hb3	2,04	1,80	5,72	2,00	1,81	2,43	0,66	5,59
G76,9+1,0a	2,02	1,74	5,39	1,99	1,72	2,28	0,96	5,60
WR4	2,02	1,90	4,69	2,00	1,93	2,01	0,98	5,62
WR5	2,05	1,85	5,49	2,00	1,86	1,41	1,05	5,62
Sh154	2,05	1,77	5,71	2,00	1,79	2,46	0,74	5,63
G116,5+1,1	2,05	1,82	5,90	2,02	1,89	1,90	0,81	5,67
Sh141	1,92	1,72	4,52	1,85	1,71	2,92	1,42	5,70
Sh212	1,89	1,66	4,56	1,83	1,64	3,03	1,59	5,74
WR149c	2,04	1,80	6,05	2,00	1,76	3,40	0,54	5,76
WR140	2,04	1,78	5,88	2,01	1,83	1,93	1,14	5,79
Sh142	2,04	1,69	5,40	1,99	1,66	2,03	1,54	5,82
Sh170	2,04	1,79	5,25	2,00	1,76	2,32	1,29	5,82
hb21b	1,96	1,78	5,50	1,91	1,78	4,21	0,69	5,84
WR130	2,05	1,81	6,05	2,00	1,80	3,67	0,68	5,93
WR144	2,09	1,79	5,99	2,01	1,83	2,80	0,98	5,93
WR153	2,06	1,76	5,71	2,00	1,77	2,65	1,24	5,94
ctb1	2,06	1,80	5,43	2,00	1,81	3,89	0,86	5,98
WR143	2,05	1,72	5,98	2,00	1,76	4,84	0,51	6,00
WR151	2,05	1,82	5,43	2,00	1,82	4,67	0,68	6,04
Sh139	2,06	1,82	5,21	2,01	1,84	2,23	1,80	6,14

(1) Densité de colonne; (2) Spectre moyen en vitesse; (3) Spectre de puissance

TAB. 3.2 – Les coordonnées reliées aux fonctions de sortie ainsi que le rang de complexité des structures HI ne possédant pas de spectre de puissance.

Structures	Composantes	Densité	Filaments	Colonne	Volume	Vitesse	Rang
Sh135	1,87	1,65	4,13	1,80	1,64	1,62	4,92
Sh162	1,95	1,73	4,10	1,89	1,68	1,61	5,06
Sh165	1,98	1,67	4,12	1,92	1,60	1,88	5,11
Sh187	2,01	1,69	4,71	1,96	1,69	1,61	5,21
Sh158b	1,80	1,48	4,95	1,76	1,48	2,90	5,26
Sh159	1,93	1,66	4,59	1,86	1,65	2,23	5,28
Sh219	1,95	1,68	4,65	1,89	1,69	2,25	5,36
Sh168	2,02	1,79	5,30	1,96	1,79	1,54	5,41
Sh104	2,07	1,76	5,80	2,00	1,77	1,56	5,51

que la normalisation des fonctions métriques a aussi pour effet d'uniformiser les coordonnées reliées aux objets et ainsi de s'affranchir d'une dépendance par rapport à l'intensité moyenne de ces objets.

Des calculs semblables ont pu être réalisés à partir des objets simulés sur les 30 différents fonds interstellaires du CGPS. Le Tableau 3.3 présente ces résultats. Évidemment, l'écart dynamique du rang de complexité est moins élevé dans ce cas-ci. La Figure 3.1 montre la distribution des coordonnées de complexité des 30 simulations. La complexité de la structure atteint un maximum vers 6,0 et la moyenne de la distribution est de 5,90. Ce type de profil indique une certaine régularité dans l'évaluation de la complexité des images. En effet, même si un fond différent a été ajouté à la structure de base sur chacune des images, une analyse topologique et cinématique émergente est visible en évaluant leurs distributions. Cependant, ce profil indique également, en raison de la dispersion des résultats, que le fond a un effet non négligeable sur la coordonnée finale de l'objet. De plus, la distribution est légèrement asymétrique. Pour cette raison, une seconde analyse a été réalisée sur les fonds interstellaires seuls afin de vérifier si leur situation dans la galaxie a une incidence sur la complexité. Le Tableau 3.4 démontre une certaine homogénéité entre la complexité des régions situées dans les bras et celles situées dans les inter-bras. De plus, aucune dépendance avec la distance n'est apparente. L'asymétrie est donc probablement due au nombre relativement petit d'objet analysé et non à la situation des régions dans la galaxie. Néanmoins, selon la Figure 3.1, cette dispersion des coordonnées peut donner un bon aperçu de l'incertitude reliée à la complexité des objets réels de la banque de données. L'écart-type de la distribution de la Figure 3.1 est de 0,23. Cette valeur servira d'incertitude aux coordonnées de complexité du Tableau 3.1.

TAB. 3.3 – Le rang de complexité des 30 structures simulées.

Simulations	Composantes	Densité	Filaments	Colonne	Volume	Vitesse	Puissance	Rang
1	1,82	1,57	5,26	1,79	1,56	1,50	0,72	5,46
2	2,03	1,70	5,66	2,00	1,66	1,40	0,24	5,56
3	2,06	1,81	5,49	2,00	1,77	0,90	0,60	5,58
4	2,04	1,80	5,73	2,01	1,85	0,95	0,51	5,63
5	1,90	1,63	5,06	1,87	1,63	1,68	0,69	5,67
6	2,03	1,70	5,96	2,00	1,71	1,32	0,42	5,68
7	2,04	1,75	5,66	2,00	1,76	1,39	0,49	5,76
8	2,04	1,79	5,79	2,00	1,79	1,15	0,65	5,78
9	2,04	1,82	5,63	2,00	1,82	0,97	0,89	5,81
10	2,05	1,79	5,40	2,00	1,77	1,28	0,74	5,82
11	2,05	1,79	6,41	2,01	1,80	0,79	0,91	5,82
12	2,04	1,69	5,76	2,00	1,72	1,25	0,83	5,83
13	2,06	1,83	5,31	2,01	1,81	1,11	0,90	5,85
14	2,02	1,83	5,67	1,99	1,80	1,43	0,55	5,87
15	2,03	1,75	5,86	2,00	1,71	1,76	0,31	5,88
16	1,96	1,73	5,20	1,94	1,71	1,73	0,76	5,90
17	2,03	1,79	5,38	2,00	1,78	1,30	0,91	5,91
18	2,04	1,76	5,73	2,00	1,78	1,47	0,66	5,92
19	2,05	1,80	5,85	2,01	1,79	1,11	1,01	5,96
20	2,01	1,77	5,36	1,96	1,75	1,42	1,00	5,97
21	1,96	1,72	5,02	1,93	1,70	1,85	0,84	5,97
22	2,06	1,83	5,68	2,00	1,78	1,05	1,12	5,98
23	2,02	1,80	5,40	1,98	1,77	1,61	0,76	6,00
24	2,01	1,77	5,44	1,97	1,73	1,42	1,05	6,01
25	2,04	1,84	5,29	2,00	1,83	1,15	1,21	6,04
26	2,05	1,81	5,44	2,00	1,80	1,57	0,87	6,08
27	2,03	1,73	5,33	2,00	1,74	1,77	0,96	6,13
28	2,05	1,82	5,87	2,00	1,81	1,21	1,20	6,14
29	2,03	1,82	5,43	2,00	1,83	1,16	1,50	6,20
30	2,06	1,83	5,78	2,02	1,87	1,46	1,93	6,69

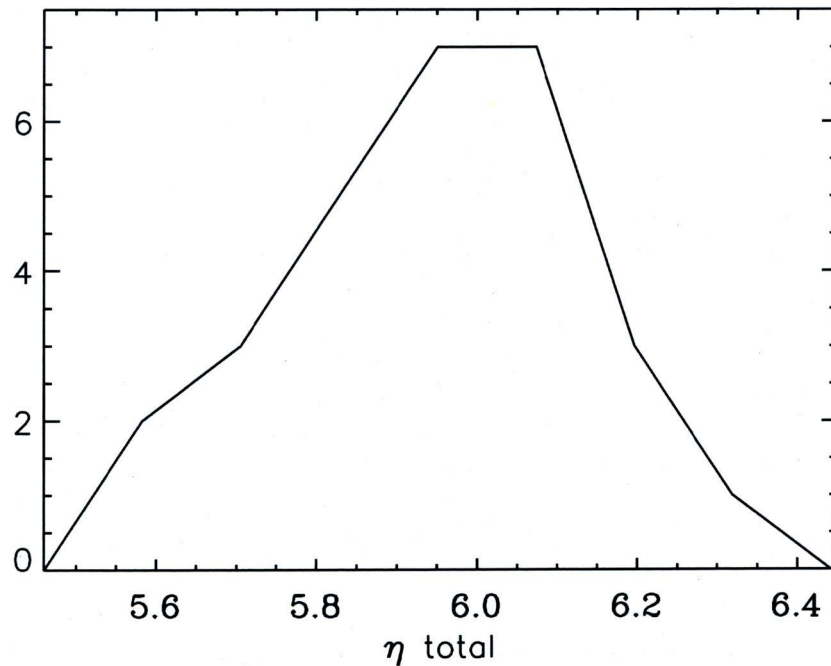


FIG. 3.1 – Distribution de la coordonnée de complexité des 30 simulations.



TAB. 3.4 – Le rang de complexité des fonds interstellaires seuls.

Bras	Composantes	Densité	Filaments	Colonne	Volume	Vitesse	Puissance	Rang
inter	2,04	1,74	5,76	2,00	1,65	1,75	0,12	5,29
persée	1,95	1,71	5,26	1,90	1,71	1,96	0,41	5,38
inter	2,04	1,79	5,79	2,00	1,74	1,28	0,39	5,39
persée	2,04	1,78	5,79	2,01	1,79	1,56	0,36	5,48
inter	1,94	1,67	5,40	1,90	1,67	1,95	0,66	5,50
local	2,05	1,85	5,39	2,00	1,86	1,43	0,50	5,54
local	2,05	1,85	5,39	2,00	1,86	1,43	0,51	5,54
inter	2,03	1,81	5,60	1,99	1,78	1,46	0,56	5,55
local	2,06	1,83	5,64	2,01	1,87	1,67	0,39	5,59
inter	2,01	1,74	5,26	1,98	1,71	1,94	0,70	5,64
inter	1,94	1,71	5,03	1,90	1,70	1,55	1,14	5,67
inter	2,07	1,84	5,88	2,01	1,89	1,52	0,61	5,74
local	2,07	1,87	5,22	1,99	1,88	1,95	0,58	5,75
inter	2,09	1,90	5,50	2,00	1,93	1,81	0,50	5,76
persée	2,04	1,78	5,33	2,01	1,81	2,07	0,67	5,77
persée	2,03	1,75	5,48	2,00	1,73	1,65	0,95	5,77
inter	2,04	1,82	5,62	2,00	1,82	2,48	0,41	5,80
persée	2,05	1,73	5,75	2,01	1,78	1,65	1,06	5,92
inter	2,04	1,80	5,67	2,01	1,83	1,94	1,10	6,08
persée	2,05	1,84	5,06	2,00	1,86	2,12	1,20	6,14
inter	2,08	1,86	6,01	2,04	1,95	2,95	0,73	6,33
inter	2,05	1,81	5,58	2,00	1,88	2,07	1,56	6,44
local	2,06	1,83	5,68	2,04	1,96	3,27	1,35	6,76
local	2,06	1,83	5,68	2,04	1,96	3,27	1,36	6,77

### 3.1.1 La classification

La classification des différents objets selon leur rang de complexité semble relativement homogène à l'exception des structures HI associées aux étoiles de type Wolf-Rayet. En effet, ces dernières semblent occuper en général un rang de complexité plus élevé que les deux autres types. La publication de 2004 laissait croire par contre que les restes de supernova avaient la tendance générale d'être plus complexe que le HI associé aux Wolf-Rayet. Dans cet article, la moyenne du rang de complexité des structures HI associées aux étoiles Wolf-Rayet était de 3,65 tandis que celle des structures HI associées aux restes de supernova était de 4,58. Le rang de complexité, pour les raisons expliquées dans la sous-section précédente, se situait sur une échelle allant de 2,04 à 5,86. Dans la présente étude, la moyenne du rang de complexité du HI associé aux Wolf-Rayet est de 5,63 avec un écart-type de 0,37 et celle reliée au HI associé aux restes de supernova est de 5,52 avec un écart-type de 0,28. Comme nous pouvons le voir au Tableau 3.1, l'échelle du rang de complexité est maintenant comprise entre 4,55 et 6,14. Il apparaît donc que le HI associé au Wolf-Rayet semble plus complexe que celui associé aux restes de supernova. Cependant, si nous considérons l'incertitude évaluée plus tôt, ainsi que l'écart-type des distributions, il n'est malheureusement pas possible d'affirmer avec certitude cette hypothèse. Il est important de noter également que l'article de Khalil et al. (2004) ne possédait que quatre objets de chaque type. Ce qui représente une très



faible statistique par rapport à la banque de données de cette présente recherche. Nous pouvons du moins conclure, à la lumière de ces deux études, que le gaz HI associé aux étoiles Wolf-Rayet ainsi qu'aux restes de supernova est généralement plus complexe que celui associé aux régions de formation d'étoiles. La moyenne du rang de complexité du HI associé aux régions de formation d'étoiles est de 5,35 avec un écart-type de 0,44. Cette valeur inclut l'incertitude de 0,23 sur la moyenne du rang de complexité des restes de supernova, mais pas celle des nébuleuses de Wolf-Rayet. Selon l'ancienne tendance de l'article de 2004, WR 140 était considéré comme une exception en raison de son très haut rang de complexité par rapport aux autres objets du même type. Dans cette nouvelle analyse, la structure HI associée à WR 140 occupe maintenant le sixième rang parmi les étoiles Wolf-Rayet les plus complexes.

L'article de 2004 explique que le système binaire de WR 140 pourrait être en partie responsable de sa grande complexité. Son haut rang est principalement dû à l'excentricité de sa structure qui se reflète directement dans la fonction de sortie de l'indice filamentaire de l'objet. En effet, la Tableau 3.1 démontre que cette coordonnée est parmi les plus grandes avec la coordonnée reliée à son spectre de puissance. Parmi les structures HI les plus complexes reliées à une Wolf-Rayet, nous retrouvons aussi WR 153. Cet objet ne faisait pas partie de la banque de données de Khalil et al. (2004) et possède la particularité intéressante de faire partie d'un système quadruple d'étoiles massives. Le système de WR 153 est constitué de deux paires d'étoiles : WN6o/WCE + O3 - 6, B0 : I + B1 : V - III (Demers et al., 2002). Pour sa part, sa complexité se reflète surtout par sa coordonnée reliée au spectre de puissance qui est la plus grande parmi les structures associées aux Wolf-Rayet. Cette caractéristique peut être un résultat de la collision des vents stellaires de ce système double de binaires.

Ce lien entre la complexité des structures HI et les systèmes multiples des étoiles Wolf-Rayet est particulièrement intéressant. En effet, parmi la banque de données, quatre Wolf-Rayet font partie d'un système binaire : WR 139 (Marchenko et al., 1997), WR 140 (Williams et al., 1997), WR 143 (Varricatt & Ashok, 2006) et WR 151 (Villar-Sbaffi et al., 2006). À l'exception de WR 139, tous ces objets sont parmi les plus complexes de la banque de données. Pour leur part, WR 143 et WR 151 possèdent tous deux une coordonnée reliée au spectre moyen en vitesse parmi les plus grandes. Il semble donc que ces systèmes particuliers aient une action physique assez significative pour modifier la topologie et la cinématique du gaz qui les entoure. À l'exception de WR 140, ces trois objets possèdent environ le même degré de complexité en considérant l'incertitude sur les coordonnées.

WR 130 et WR 144 font aussi partie des étoiles Wolf-Rayet ayant une structure HI particulièrement complexe, mais ils n'ont cependant jamais été associés à des systèmes

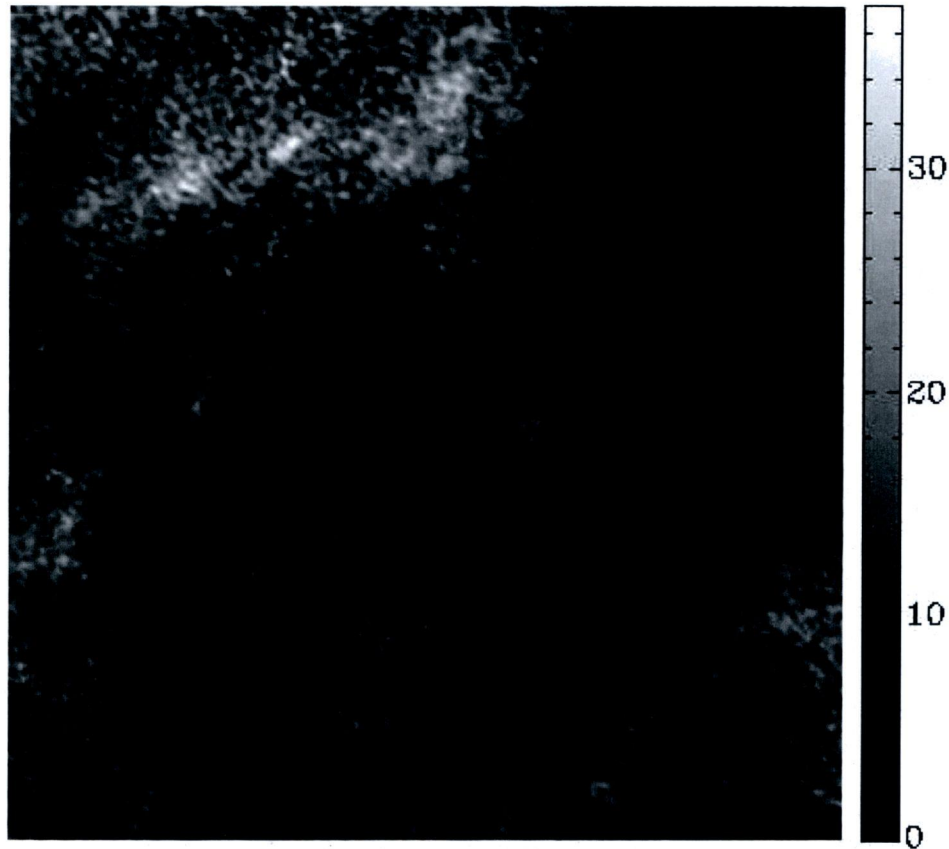


FIG. 3.2 – Carte de densité de colonne de la structure HI associée à WR 140.

multiples jusqu'à maintenant. WR 130 a déjà fait l'objet d'une étude par Cichowolski et al. (2001) en raison entre autres de sa structure HI en forme d'anneau visible autour de l'étoile. L'aspect très granuleux du HI dans l'environnement de WR 130 avait aussi été mentionné dans l'article et cette caractéristique est d'ailleurs visible via la coordonnée reliée à la distribution de composantes qui est particulièrement élevée pour cet objet. Nous pouvons remarquer aussi que cet objet possède la plus grande coordonnée reliée à la distribution des filaments parmi les structures HI associées aux étoiles Wolf-Rayet. Malheureusement, aucune étude exhaustive concernant WR 144 n'a été trouvée dans la littérature. Cet objet possède la plus grande coordonnée reliée à la distribution des composantes parmi les 52 objets. Il est également situé au troisième rang de la coordonnée des filaments parmi les étoiles Wolf-Rayet. Une étude plus approfondie de cet objet dans le futur serait sans doute intéressante.

Parmi les structures HI reliées aux régions de formation d'étoiles, les plus complexes sont Sh139, Sh142 et Sh170.

La région HII Sh139 possède très peu de particularités à première vue et il existe



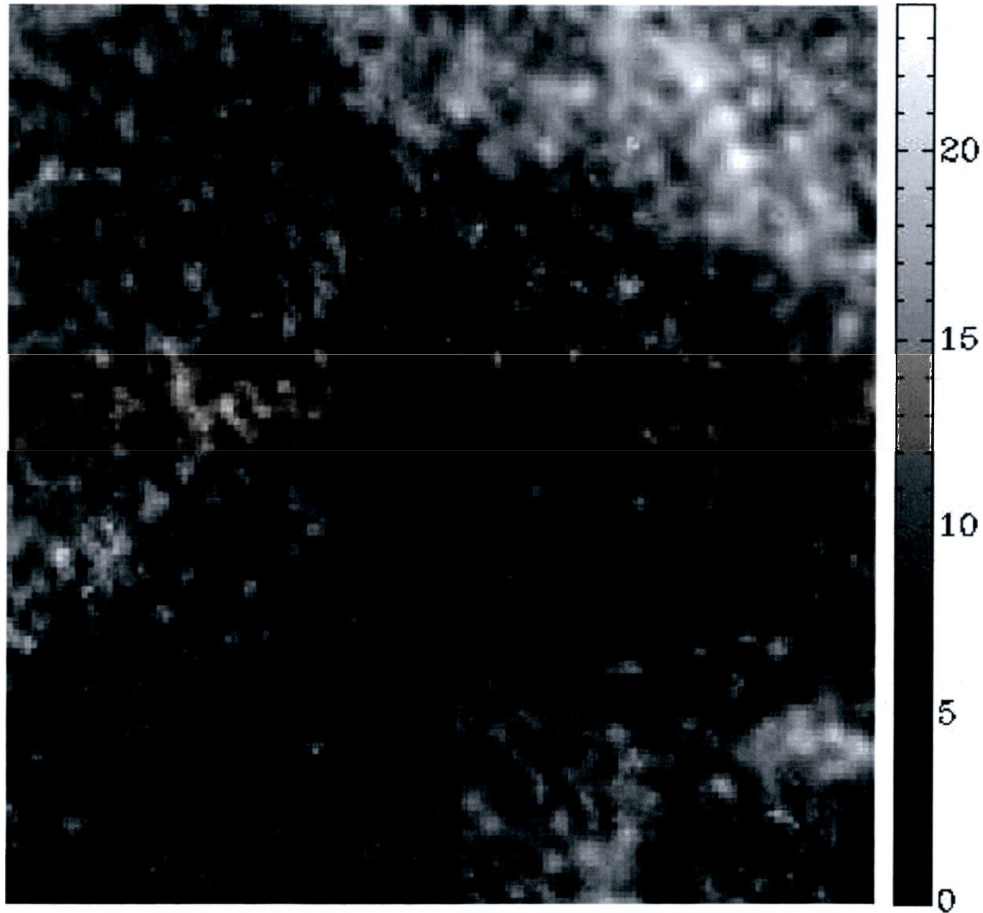


FIG. 3.3 – Carte de densité de colonne de la structure HI associée à WR 153.

peu d'informations à son sujet dans la littérature. Son haut rang de complexité est principalement dû à la fonction de sortie du spectre de puissance. Comme nous le verrons à la sous-section 3.1.9, il existe une corrélation inverse entre la grandeur de l'image et la pente du spectre de puissance. Cependant, la dimension de l'image ayant servi à calculer le spectre de puissance de cet objet est de  $120 \text{ pixels}^2$ , ce qui est légèrement en dessous de la moyenne de la dimension des images qui est d'environ  $160 \text{ pixels}^2$ . La dimension de cet objet ne devrait donc pas avoir influencé significativement son indice spectral. Étonnamment, Sh139 est aussi l'objet possédant la plus petite fonction de sortie du spectre moyen en vitesse. Cet aspect particulier avait été mentionné par Fich et al. (1990) et interprété comme une erreur d'analyse. La Figure 3.5 représente le profil moyen en vitesse de la structure. Contrairement à la majorité des objets de la banque de données, le profil n'est pas gaussien et ressemble davantage à un profil d'absorption. Ceci s'explique essentiellement par la cavité, produite par l'étoile ionisante, qui est plus présente près de la vitesse systémique. Le HI de la région a été circonscrit selon l'étendue spatiale et en vitesse du nuage moléculaire associé. Le paramètre d'excitation de cette région HII, qui est relié au flux de photons émis par les étoiles au sein du nuage,

n'étant pas particulièrement élevé, la grande complexité de cet objet demeure difficile à expliquer. Il est important de noter qu'exceptionnellement le fond de radiation a été soustrait sur une surface neuf fois plus grande au lieu de 25 fois en raison d'imposantes structures situées près de l'objet qui auraient pu biaiser la moyenne. Cette différence dans la réduction des données pourrait avoir influencé l'analyse de sa complexité.

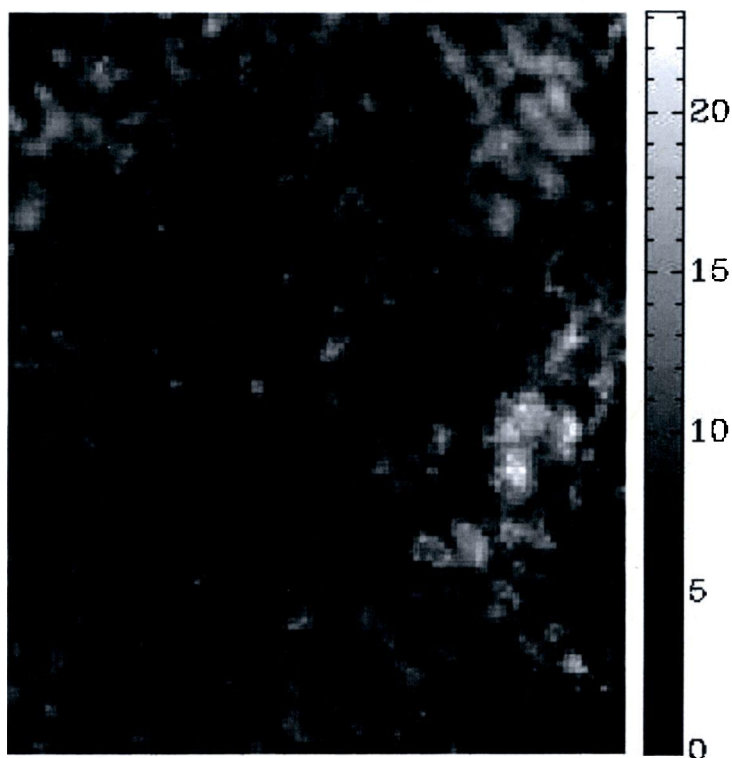


FIG. 3.4 – Carte de densité de colonne de la structure HI associée à la région HII Sh139.

Afin de vérifier cette hypothèse, j'ai fait l'analyse de quatre structures simulées semblables à celles de la Figure 2.11 en modifiant la dimension de la moyenne de fond soustraite. Le fond choisi à partir des données du CGPS est le même pour les quatre simulations et sa moyenne a été soustraite sur une surface 4, 9, 16 et 25 fois plus grande que la structure simulée. Le Tableau 3.5 montre les résultats de cette analyse. Selon ceux-ci, il ne semble pas y avoir de dépendance entre la complexité de l'objet simulée et la moyenne de surface de fond soustraite. À la lumière de cette analyse, je ne crois pas que nous devrions nous inquiéter de l'impact d'une telle modification apportée à l'analyse de certains objets comme Sh 139.

Le HI associé à la région de formation d'étoiles Sh142 forme un arc très bien délimité au sud-est de l'étoile excitatrice. La meilleure candidate pour cette étoile excitatrice est DH Cep, une binaire dont le type spectral des deux étoiles est O6 V



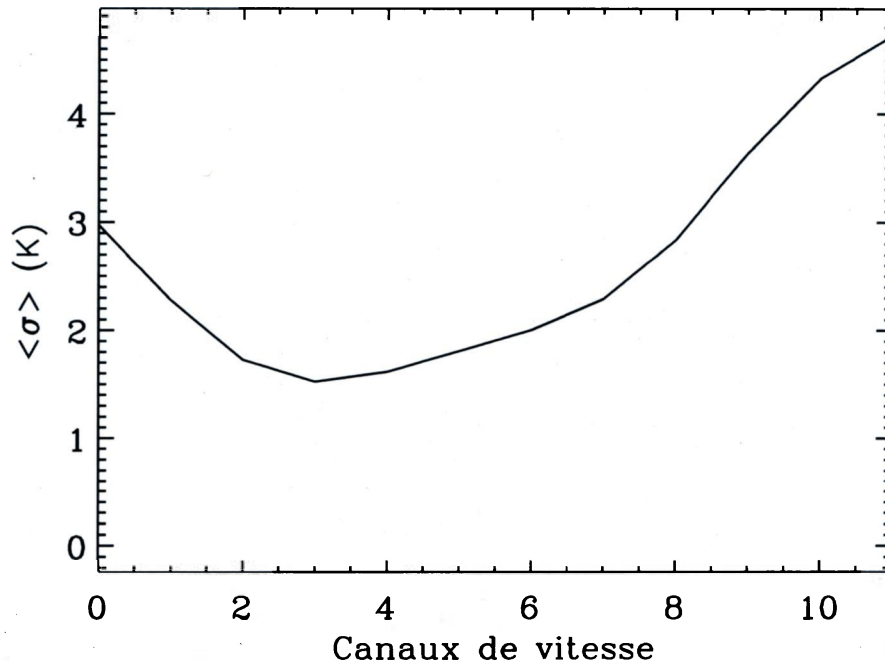


FIG. 3.5 – Profil moyen en vitesse de la structure HI associée à la région HII Sh139.

TAB. 3.5 – Le rang de complexité des structures simulées selon la moyenne de la surface de fond soustraite.

Simulations	Composantes	Densité	Filaments	Colonne	Volume	Vitesse	Puissance	Rang
fond 4×	2,05	1,82	5,60	2,00	1,82	1,21	1,17	6,84
fond 16×	2,05	1,82	5,93	2,00	1,81	1,15	1,28	6,92
fond 25×	2,05	1,82	5,87	2,00	1,81	1,18	1,27	6,93
fond 9×	2,05	1,81	6,06	2,00	1,81	1,18	1,28	6,96

(Joncas et al., 1985). Ces étoiles font partie de l'amas ouvert NGC 7380 de plus de 192 étoiles et comportant deux autres étoiles massives qui peuvent aussi contribuer à l'ionisation de la région. Les types spectraux de ces deux étoiles sont O9 et O9.5 et elles peuvent également être des binaires. Le manque de gaz atomique et moléculaire (HI et H<sub>2</sub>) à l'ouest de la région HII induit un flux de matière de l'est vers l'ouest qui a pu être mesuré en H $\alpha$ . Cette matière éjectée dans le MIS crée possiblement un effet champagne qui augmente la dynamique du milieu, mais ne devrait pas affecter le HI. Par contre, cet objet est relativement vieux et une portion importante du nuage moléculaire a été érodée. Le spectre de puissance du milieu est la fonction de sortie qui a contribué le plus à augmenter la complexité cet objet. Nous devons cependant être méfiant face à cette information, puisque la dimension de l'arc HI sur l'image est seulement de 62 pixels<sup>2</sup>. Ce qui fait de Sh142 l'un des objets les plus petits dont le spectre de puissance a pu être mesuré. Nous devons donc être prudents quant à son haut rang de complexité.

Sh170 est une région HII qui ne possède qu'une seule étoile excitatrice se situant dans l'intervalle spectral O9.5 V - B0 V (Roger et al., 2004). L'étoile est située au centre de la région HII. Le gaz ionisé a une forme circulaire avec plusieurs inhomogénéités et il comporte aussi une cavité près de l'étoile ionisante probablement provoquée par les vents stellaires. La position de l'étoile excitatrice près du nuage moléculaire pourrait continuer à alimenter la région en gaz ionisé. Même si en termes de l'âge de l'étoile excitatrice la région peut être encore relativement jeune, la plupart du gaz moléculaire qui était présent près de l'étoile a été photodissocié et ionisé. De la même manière que Sh142, il est possible que cette région corresponde également au modèle champagne. En effet, il semble que le gaz ionisé qui se trouve devant le nuage moléculaire soit en expansion et que le flux de gaz ionisé se dirige vers l'observateur (Miville-Deschênes et al., 1995). La dimension de l'image est de 100 pixels<sup>2</sup>. La haute coordonnée associée au spectre de puissance de l'objet ne devrait donc pas être biaisée par sa dimension.

### 3.1.2 Wolf-Rayet, supernovae et filaments

J'ai fait mention précédemment de l'homogénéité relative de la complexité des structures par rapport aux types d'objets auxquels ils sont associés. Par contre, il est important de signaler que cette uniformité apparente de la complexité prend en compte l'ensemble des caractéristiques analysées. Prises séparément, les fonctions de sortie peuvent révéler des comportements pour certains types d'objets qui demeurent invisibles dans le classement de leur complexité globale. Une tendance remarquable qui peut être mentionnée entre autres est celle reliée à l'indice filamentaire des structures HI associées aux étoiles de type Wolf-Rayet et aux restes de supernova.

Si nous classons les 43 objets du Tableau 3.1 selon leur coordonnée en ordre croissant de la fonction de sortie des filaments, nous retrouvons 77% des structures associées aux étoiles Wolf-Rayet dans la seconde moitié des coordonnées les plus élevées. Nous retrouvons également, dans cette seconde moitié, 67% des structures associées aux restes de supernova. Parmi ces objets, trois structures associées à des régions de formation d'étoiles font exception aux objets du même type. Ces régions sont Sh137, Sh154 et Sh199. Malheureusement, il existe peu d'information disponible au sujet de Sh137 et Sh154 dans la littérature. Par contre, Sh199 a fait l'objet d'une étude détaillée par Thompson et al. (2004). À l'aide d'observations submillimétriques, ils ont trouvé huit régions denses de poussière à 450 et 850  $\mu\text{m}$ . Ces nuages sont très bien corrélés avec la morphologie des cartes de <sup>12</sup>CO et <sup>13</sup>CO. Ceci peut être un très bon indice suggérant que cette région de formation d'étoiles est toujours active. Trois nuages moléculaires importants sont présents dans cette région, leur morphologie en forme de comète est expliquée par le flux ionisant de l'étoile principale HD 17505 de type spectral O6V.

Cette région étant relativement jeune, les nuages moléculaires sont toujours érodés par le flux UV de l'étoile excitatrice et crée ainsi du gaz atomique. L'article de Thompson et al. (2004) ne discute pas des corrélations morphologiques entre la poussière, le gaz moléculaire et le HI. Pour ma part, en comparant les données  $^{12}\text{CO}$  du FCRAO (Heyer et al., 1998) à la carte HI isolée, je peux voir une légère corrélation morphologique qui pourrait expliquer la grande coordonnée associée à la fonction de sortie des filaments.

La section 1.3 présente les processus physiques par lesquels les différents types d'objets associés au gaz HI interfèrent avec celui-ci. Les régions de formation d'étoiles ionisent principalement le gaz qui les entoure. Les vents stellaires d'une étoile Wolf-Rayet ou l'explosion d'une supernova ionisent également, mais appliquent aussi une force mécanique sur le gaz via l'onde de choc qui se propage dans le milieu. Comme nous le verrons plus tard, la présence de filaments dans le milieu semble être reliée entre autres à l'âge de la région en question. L'étude des corrélations considérant tous les restes de supernova sera traitée en détail plus loin dans le chapitre. L'âge n'est cependant pas le seul facteur qui semble être relié à la présence de filaments HI près des restes de supernova. Nous pouvons penser à l'inhomogénéité du milieu par exemple qui peut influencer l'expansion de la matière lors de l'explosion, ou encore à la turbulence induite dans le milieu. Les mêmes suppositions peuvent être faites dans le cadre des vents stellaires des étoiles Wolf-Rayet.

### 3.1.3 L'analyse de corrélations

Une des utilités les plus intéressantes dans la classification d'un grand nombre de structures interstellaires selon leur complexité est sans aucun doute la possibilité d'une étude de corrélation entre leur rang de complexité et certaines caractéristiques intrinsèques des régions auxquelles elles sont associées. Ce type d'étude permet une analyse du comportement global de certains objets stellaires qui demeure impossible à réaliser lors d'observations indépendantes de ceux-ci. Le formalisme de l'espace métrique permet d'avoir une vue d'ensemble sur ces objets et ainsi d'observer des tendances générales ou des propriétés récurrentes qui peuvent nous aider à mieux comprendre l'évolution et l'interaction de ces objets avec le MIS.

Le coefficient de corrélation est une grandeur sans dimension qui quantifie la liaison linéaire entre deux variables aléatoires (Hines et al., 2005). Ce dernier peut être

déterminé à l'aide de l'équation suivante :

$$r = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_x \cdot \sigma_y} \quad (3.1)$$

où  $\sigma_{xy}$  représente la covariance des deux variables aléatoires et  $\sigma_x$  ou  $\sigma_y$  leur écart-type. L'équation de la covariance s'exprime de la façon suivante :

$$\sigma_{xy} = \frac{1}{N} \cdot \sum (x - \bar{x})(y - \bar{y}) \quad (3.2)$$

Le coefficient de corrélation, aussi appelé le facteur de corrélation linéaire de Pearson, possède une valeur définie entre  $-1$  et  $1$ . Un coefficient de  $1$  signifie que les deux listes de variables sont parfaitement corrélées. À l'inverse, un coefficient nul signifie que les deux listes de variables sont linéairement indépendantes. Un coefficient négatif révélera pour sa part une corrélation inversement proportionnelle. Il est cependant important de comprendre qu'un coefficient de corrélation non nul ne signifie pas nécessairement qu'une corrélation significative existe entre les deux variables (Geller, 1983). Cette nuance sera abordée en détail dans la sous-section suivante.

### 3.1.4 Tests significatifs des corrélations

Il est légitime dans certains cas d'analyse statistique de vouloir évaluer le niveau de confiance que l'on peut accorder à nos calculs. En effet, dans le cadre d'une analyse de corrélation par exemple, l'intervalle de confiance que l'on peut accorder au calcul du coefficient de Pearson nous révélera l'étendue des valeurs sur lesquelles nous pouvons nous fier pour interpréter les résultats. Cette évaluation est d'autant plus importante vu la petite taille de l'échantillon de la présente recherche. Pour cette étude, l'intervalle de confiance ne sera pas évalué autour de la valeur du coefficient de corrélation obtenu, mais plutôt autour du coefficient nul afin de vérifier si la valeur mesurée est significativement différente de zéro. Les plus petits échantillons ( $< 500$ ) ne peuvent pas être assimilés à une distribution normale et nous devons donc avoir recours à un paramètre de corrélation transformé suivant une loi de tangente hyperbolique inverse qui peut être réécrite selon la relation suivante (Sokal & Rohlf, 1987) :

$$z' = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1+r}{1-r} \right). \quad (3.3)$$



L'erreur standard suit une loi semblable à celle de l'équation 2.20, mais adapté au calcul du coefficient de corrélation :

$$s_{z'} = \frac{1}{\sqrt{N-3}}. \quad (3.4)$$

Pour sa part, la borne supérieure de l'intervalle de confiance, pour une distribution normale, s'évalue de la manière suivante :

$$\text{borne supérieure} = z' + (z \cdot s_{z'}) \quad (3.5)$$

Cependant, dans notre cas, comme il est décrit plus haut,  $z'$  prend une valeur nulle. Le nombre  $z$  correspond à la borne inférieure ou supérieure d'un intervalle de confiance couvrant une certaine aire sous la courbe de la distribution normale. Par exemple, à un niveau de confiance de 95% correspond un nombre  $z$  de 1.96 et à un niveau de confiance de 80% correspond un nombre  $z$  de 1.28. Ensuite, la transformation inverse de la relation 3.3 doit être faite pour la borne supérieure évaluée à l'équation 3.5 afin de retrouver le niveau de confiance en terme de  $r$ . Nous obtenons finalement le seuil de confiance du coefficient de corrélation pour un échantillon de taille  $N$  et pour un niveau de confiance donné. La sous-section suivante servira d'exemple concret à ce type d'analyse statistique.

### 3.1.5 Les corrélations associées à l'âge des restes de supernova

À titre d'exemple pour les corrélations suivantes, j'expliquerai dans cette section, via le calcul du coefficient de corrélation entre l'âge des supernovae et leur complexité, la démarche suivie pour évaluer si une caractéristique intrinsèque à un des types d'objets est corrélée avec son rang de complexité.

Le Tableau B.1 de l'annexe B énumère l'âge associé à chacun des restes de supernova lorsque l'information était disponible dans la littérature. Cette liste d'âges est comparée au rang de complexité affiché à la colonne 9 du Tableau 3.1. Le coefficient de corrélation entre les deux valeurs est de  $-0.25$ . Mantovani et al. (1982) avaient assigné un âge situé entre 29 000 et 74 000 ans pour le reste de supernova CTB104a. Le coefficient de corrélation cité plus haut était pour un âge de 29 000 ans. Pour un âge de 74 000 ans, nous obtenons un coefficient de  $-0.26$ .

TAB. 3.6 – Niveau de confiance des corrélations entre la complexité et les caractéristiques physiques des structures HI.

Structures HI	Âge	u	Vents	z	Distance
<u>Toutes les régions</u>					
Rang de complexité	...	...	...	...	...
Complexité topologique	...	...	...	...	-80%
Complexité cinématique	...	...	...	...	...
Composantes	...	...	...	...	...
Densité	...	...	...	...	...
Filaments	...	...	...	-90%	-95%
Colonne	...	...	...	...	...
Volume	...	...	...	...	-80%
Vitesse	...	...	...	...	...
Puissance	...	...	...	...	...
<u>Régions HII</u>					
Rang de complexité	...	...	...	...	-80%
Complexité topologique	...	...	...	...	...
Complexité cinématique	...	95%	...	...	90%
Composantes	...	...	...	...	...
Densité	...	...	...	...	...
Filaments	...	...	...	...	-80%
Colonne	...	...	...	...	...
Volume	...	...	...	...	...
Vitesse	...	90%	...	...	90%
Puissance	...	...	...	...	...
<u>Wolf-Rayet</u>					
Rang de complexité	...	...	90%	...	...
Complexité topologique	...	...	80%	...	...
Complexité cinématique	...	...	...	...	...
Composantes	...	...	80%	...	...
Densité	...	...	...	80%	...
Filaments	...	...	...	...	...
Colonne	...	...	80%	...	...
Volume	...	...	80%	...	...
Vitesse	...	...	...	...	...
Puissance	...	...	80%	...	...
<u>Restes de supernova</u>					
Rang de complexité	-85%	...	...	...	...
Complexité topologique	-85%	...	...	...	...
Complexité cinématique	...	...	...	...	...
Composantes	...	...	...	...	...
Densité	-85%	...	...	...	-80%
Filaments	-90%	...	...	...	-85%
Colonne	...	...	...	...	...
Volume	-85%	...	...	...	...
Vitesse	-85%	...	...	...	...
Puissance	...	...	...	...	85%

Note - Le signe négatif signifie une corrélation inverse entre les deux variables

Il est maintenant important de vérifier si cette corrélation est significativement différente de zéro. Pour ce faire, on doit évaluer l'intervalle de confiance autour du coefficient  $r = 0$  en fonction de la taille de l'échantillon et du niveau de confiance de l'intervalle. Ce calcul est essentiel, puisque dans le cas où il n'existerait aucune

corrélation entre les deux variables, la probabilité que le coefficient soit non nul sera toujours présente en raison des inévitables fluctuations d'échantillonnage (Geller, 1983). En d'autres mots, dû au fait que notre banque de données ne comporte que 10 restes de supernova, la corrélation obtenue dans cette étude ne peut pas représenter parfaitement la tendance de tous les restes de supernova de la Galaxie. La démarche présente ne peut pas nous révéler exactement le niveau de corrélation de la population entière de supernovae, mais peut nous indiquer si la corrélation mesurée selon la taille de l'échantillon que nous possédons est significativement valable.

Comme il est mentionné plus haut, l'intervalle de confiance est dépendant de la taille de l'échantillon et du niveau de confiance choisi. Ce dernier prend habituellement les valeurs de 95 ou 99%. Si nous prenons par exemple un niveau de confiance de 95%, pour les 10 restes de supernova qui ont servi à déterminer le coefficient de corrélation, nous pouvons associer un seuil de confiance de 0.63. Ceci signifie que sous ce seuil de confiance, il n'existe pas de corrélation entre l'âge du reste de la supernova et son rang de complexité. Étant donné que le niveau de confiance le plus bas que nous acceptons pour notre étude est de 80% (soit un coefficient seuil de 0.48 pour 10 objets), nous pouvons considérer qu'il n'existe aucune corrélation entre l'âge des restes de supernova et leur rang de complexité global.

Par contre, en observant attentivement le Tableau B.1, nous remarquons que l'âge de G132.6-0.7 est environ de 10 à 30 fois plus grand que les autres restes de supernova de la banque de données. Selon Normandeau et al. (2000), qui ont étudié en détail cet objet, la bulle interstellaire a été formée soit par l'explosion d'une supernova, soit par les vents stellaires d'une étoile de type O9.5. Cependant, l'âge cinématique de la bulle est plus petit que la durée de vie d'une telle étoile sur sa séquence principale. Cet argument demeure toujours vrai si nous supposons une étoile de type spectral O8 lorsqu'elle était sur sa séquence principale. Ainsi, l'hypothèse selon laquelle G132.6-0.7 ait été formé par des vents stellaires est peu convaincante, excepté si nous considérons qu'un autre facteur, comme un gradient de densité dans le milieu, ait pu causer l'accélération de l'expansion de la bulle. L'âge cinématique de la bulle est de  $3.1 \times 10^6$  ans. Ce qui correspondrait aussi à l'âge du reste de supernova si telle était son origine. En conclusion, les auteurs restent prudents et ne peuvent dire avec assurance lequel des deux phénomènes est à l'origine de la bulle interstellaire. Si G132.6-0.7 est retiré de la banque de données, le coefficient de corrélation entre l'âge des restes de supernova et leur complexité devient de  $-0.52$ , ce qui est au-dessus du seuil pour un niveau de confiance de 85%.

En résumé, si nous conservons G132.6-0.7 parmi les restes de supernova de la banque de données, aucune corrélation entre l'âge et la complexité n'est visible. Si nous le rejetons, une corrélation inverse avec un niveau de confiance 85% apparaît. D'ailleurs, même

si le calcul de la régression linéaire et du coefficient de corrélation Pearson sont deux entités distinctes (Sokal & Rohlf, 1987), leurs résultats sont souvent très semblables et nous pouvons voir en traçant le nuage de points de l'âge des supernovae en fonction de leur complexité que G132.6-0.7 est un point largement déviant par rapport au reste de la distribution. Il a donc pour effet de fortement biaiser la régression linéaire. Nous considérerons donc dorénavant que la corrélation existe entre les deux variables.

Le Tableau 3.6 présente les corrélations mesurées avec leur niveau de confiance respectif. Les coefficients ont aussi été calculés pour chacune des fonctions de sortie afin de voir si certaines analyses topologiques ou cinématiques des objets seraient directement corrélées avec leurs caractéristiques physiques. Dans le cas des restes de supernova, il existe une corrélation significative inversement proportionnelle au-dessus d'un seuil de niveau de confiance de 90% entre l'âge et l'indice filamentaire. Les corrélations du Tableau 3.6 ont été calculées sans l'objet G132.6-0.7. Comme il est indiqué à la section 1.3.3, l'étoile massive, qui terminera sa vie en supernova, éjecte une très grande quantité de matière dans le milieu qui l'entoure lors de son explosion. En fonction de l'homogénéité et des gradients de densité présents dans le milieu, l'onde de choc créera une cavité et des structures en filaments autour du cadavre de l'étoile. Ces filaments resteront présents au départ, mais se dissiperont avec l'âge à mesure que le milieu perdra de l'énergie lors de l'expansion adiabatique par exemple. Or, comme la corrélation l'indique, plus le reste de supernova sera âgé, moins les filaments seront présents dans le milieu.

Les corrélations ont aussi été calculées selon deux rangs de complexité différents du rang de complexité total décrit jusqu'à maintenant. En effet, comme il a été démontré à la section 1.5, les deux nouvelles fonctions de sortie associées au spectre de puissance et au spectre moyen en vitesse des objets sont très différentes des cinq autres fonctions de sortie. D'abord, celles-ci se démarquent par leur calcul métrique qui n'est pas relié à la distribution d'une valeur seuil de densité de colonne. Ces deux fonctions ne sont pas basées sur l'aspect géométrique ou topologique de l'objet, mais plutôt sur sa cinématique. La dispersion en vitesse du gaz ainsi que la dispersion de l'énergie dans le milieu peut révéler éventuellement un comportement différent de celui relié à la topologie de la structure HI.

Le spectre de puissance mesuré dans cette étude est celui relié à la densité de colonne des structures. Comme il a été expliqué à la section 2.2, en faisant l'approximation que le milieu est optiquement mince et que les échelles spatiales observées sont plus petites que la profondeur de l'objet sur la ligne de visée nous pouvons obtenir le spectre de puissance du champ de densité en trois dimensions à partir du spectre de puissance de la carte de densité de colonne. Miville-Deschênes et al. (2003) obtiennent exactement



la même valeur de pente pour le spectre de puissance en trois dimensions du champ de densité que pour celui de la vitesse mesurée sur une structure HI associée au cirrus de la Grande Ours en haute latitude galactique. Il n'est malheureusement pas possible de dire si ce résultat peut aussi s'appliquer à nos structures dans le plan galactique, puisque les conditions physiques y sont très différentes. La plupart du gaz à haute latitude galactique n'est pas affecté par de l'auto-absorption, ce qui lui donne la propriété d'être optiquement mince, et les champs de densité et de vitesse sont aussi dominés par des mouvements turbulents. Ce n'est pas toujours le cas pour les régions dans le plan de la Galaxie où l'énergie injectée peut se faire à plusieurs échelles, soit par l'explosion de supernovae ou par de puissants vents stellaires. Ces phénomènes peuvent influencer le spectre de puissance de la région (Miville-Deschênes et al., 2003).

Pour chacune des analyses de corrélation, il existe donc deux autres rangs de complexité : le rang de complexité cinématique qui comprend les deux fonctions de sortie du spectre moyen en vitesse et celui du spectre de puissance, quoiqu'il ne soit pas entièrement certain que celui-ci correspond au spectre de puissance du champ de vitesse, ainsi que le rang de complexité topologique qui comprend les cinq autres fonctions de sortie.

Il existe une corrélation négative significative avec un niveau de confiance de 85% entre la complexité topologique et l'âge des supernovae. Cependant, il ne semble pas exister de corrélation significative avec la complexité cinématique. La dépendance entre la complexité topologique et l'âge des supernovae peut être expliquée d'une façon analogue à la corrélation reliée aux structures en filaments. La dissipation de l'énergie lors de l'expansion adiabatique ou lors de l'émission radiative amènera, comme cette étude nous le laisse croire, une disparition progressive des structures apparentes créées lors de l'explosion. Cette dissipation progressive des structures dans le milieu est aussi visible via les corrélations inverses entre la distribution de volume ainsi que celle de densité et l'âge des supernovae. En effet, selon l'équation 2.15 et la Figure 3.6, nous pouvons voir que plus la distribution de densité sera large, plus la coordonnée associée à cette fonction de sortie sera petite. Le même comportement peut être attribué à la métrique de la fonction de sortie de la distribution de volume.

Nous pouvons également tenter d'expliquer la non-linéarité entre l'âge des restes de supernova et la complexité cinématique. Premièrement, nous pouvons voir qu'il existe une corrélation inverse avec un niveau de confiance de 85% pour les coordonnées reliées à la fonction de sortie du spectre moyen en vitesse. Cette corrélation signifie que plus le reste de supernova est âgé, plus la dispersion en vitesse du gaz sera près de celle d'un gaz en équilibre thermique et donc d'une distribution maxwellienne en vitesse. Ce comportement continue de corroborer l'hypothèse que, suite à l'explosion de la supernova,

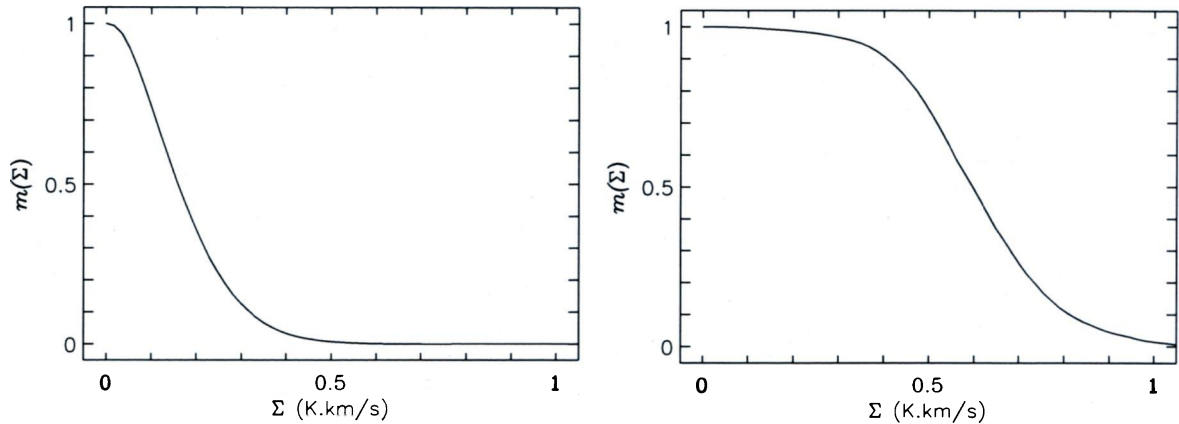


FIG. 3.6 – **Distribution en densité vs coordonnée.** *Distribution en densité de G116.5+1.1 (gauche) dont la coordonnée associée est 1.82 et G126.2+1.6a (droite) dont la coordonnée associée est 1.65.*

le système tend vers la relaxation et qu'il atteint l'équilibre d'un système fermé. Du côté du spectre de puissance, le faible coefficient de corrélation positif de 0.16 pourrait signifier que plus les restes de supernova sont âgés, plus la loi de puissance du spectre diffère de celle de Kolmogorov. Pour les supernovae, tous les indices de la loi de puissance sont supérieurs (plus positifs) à celui de la loi de Kolmogorov, soit  $-3.667$ . Selon Marc-Antoine Miville-Deschêne (2000), un exposant supérieur à celui de Kolmogorov indique que le niveau de corrélation, c'est-à-dire la cohérence entre la distribution de l'énergie et les échelles de la structure, diminue avec l'échelle et qu'il doit exister une longueur caractéristique dans le fluide. La longueur caractéristique représente l'échelle à laquelle l'énergie est injectée, soit le  $L_0$  de la Figure 2.1. Cette cohérence avec les plus petites échelles diminue donc avec l'âge des restes de supernova. Ce comportement laisse croire qu'il existe non seulement un lien entre l'âge de ces structures et la dissipation de l'énergie dans le milieu, mais aussi entre la dissipation de l'énergie et la complexité topologique des structures. En effet, en regard à l'analyse de corrélation précédente, il semble que la dissipation des structures physiques, principalement des filaments, ainsi que la dissipation de l'énergie via les plus petites échelles soient toutes les deux liées à l'âge de la supernova. Il est donc permis de croire que le passage du milieu d'un état filamentaire vers un état plus diffus du gaz aura pour conséquence d'augmenter la pente du spectre de puissance du milieu et par le fait même de diminuer la cohérence du transfert de l'énergie cinétique des plus grandes structures vers les plus petites. Le fait que les deux coefficients de corrélation du spectre moyen en vitesse et du spectre de puissance soient de signes contraires explique que nous ne mesurons aucune corrélation avec la complexité cinématique en générale. Par contre, le très faible coefficient de corrélation obtenu dans le cas du spectre de puissance ne nous permet pas de garantir que la corrélation est réelle.



### 3.1.6 Les corrélations associées au paramètre d'excitation des régions HII

Le paramètre d'excitation  $u$  (Mezger & Henderson (1967) et Schraml & Mezger (1969)) représentant la mesure du flux de photons émis par les étoiles excitatrices a été calculé pour chacune des 27 régions HII du Tableau B.1 à partir des informations trouvées dans la littérature. Ce paramètre permet de comparer le flux des étoiles indépendamment de la longueur d'onde à laquelle le flux a été mesuré ainsi que de la distance à laquelle se trouve l'objet. Une corrélation positive avec un seuil de confiance de 95% a été mesurée entre ce paramètre et la complexité cinématique des structures HI associées aux régions de formation d'étoiles. Aucune corrélation significative n'a été mesurée pour le rang de complexité global ni pour le rang de complexité topologique. Ceci signifie que plus le flux des étoiles ionisantes des régions HII est grand, plus celles-ci influenceront la cinématique et la dynamique du HI dans l'environnement. Cette corrélation est en majeure partie due à la coordonnée reliée à la fonction de sortie du spectre moyen en vitesse. En effet, nous avons mesuré une corrélation positive au-dessus d'un seuil de confiance de 90% pour cette fonction de sortie. La corrélation a été calculée à partir des 27 structures HI associées aux régions HII. Le flux des étoiles a donc tendance à élargir la distribution de vitesse du gaz qui l'entoure. Ceci peut être causé entre autres par l'expansion thermique de la région HII qui repousse le gaz HI en raison de la différence de pression des deux milieux (Osterbrock & Ferland, 2006). Nous pouvons imaginer également que la pression mécanique et la turbulence du milieu induites par les étoiles les plus massives peuvent aussi influencer la dispersion de vitesse du gaz HI de la région.

### 3.1.7 Les corrélations associées à la vitesse des vents stellaires des étoiles de type Wolf-Rayet

Il existe une corrélation positive au-dessus d'un seuil de confiance de 90% entre la vitesse des vents stellaires des étoiles de type Wolf-Rayet et le rang de complexité global de leurs structures HI associées. Cette complexité se reflète surtout via les coordonnées reliées aux fonctions de sortie de la distribution de composantes, de densité de colonne, de volume et du spectre de puissance. Comme il a été mentionné à la sous-section 3.1.5, plus la distribution de volume sera large, plus la coordonnée associée à cette fonction de sortie sera petite et vice-versa. Une corrélation positive dans notre cas signifiera que plus les vents stellaires de l'étoile Wolf-Rayet seront puissants, plus le gaz HI aura tendance à se localiser dans des régions denses. En d'autres mots, les régions de plus forte

intensité sur l'image occuperont une surface plus restreinte sur l'image dans le cas où les vents stellaires sont plus puissants. D'un point de vue plus physique, nous pouvons en déduire que les vents plus rapides d'une Wolf-Rayet compresseront davantage le gaz présent dans son environnement. La corrélation mesurée pour la fonction de sortie de la distribution des composantes vient confirmer cette tendance. Comme il a déjà été mentionné, les bulles créées dans le MIS par les étoiles Wolf-Rayet ne seront pas nécessairement symétriques et peuvent se trouver fragmentées par les effets turbulents des collisions de vents des systèmes multiples ou d'un gradient de densité déjà présent dans le milieu. Ces régions plus denses auront aussi pour conséquence d'augmenter la coordonnée de la fonction de sortie de la distribution de densité de colonne. De plus, l'action de ces forts vents sur le gaz HI semble avoir un effet sur la cohérence du transfert d'énergie aux échelles plus petites. En effet, la corrélation positive avec le spectre de puissance démontre que plus les vents stellaires sont rapides plus la cohérence de la distribution de l'énergie diminue avec l'échelle.

Il est important de noter, dans ce cas-ci, la particularité de la structure HI associée à l'étoile Wolf-Rayet WR 149. Cet objet a été divisé en trois parties identifiées par les lettres *a*, *b* et *c* dans le Tableau B.1. Le HI dans l'environnement de cette étoile a déjà été étudié par Cappa et al. (1996). WR 149a représente ce que Cappa et al. nomme la bulle B et WR 149b représente la bulle A. L'étoile Wolf-Rayet est située approximativement au centre de la bulle A. Cappa et al. (1996) affirme qu'il n'y a aucune étoile de type OB visible à la distance de la bulle B. Ceci est peut-être dû au très grand rougissement présent dans cette région. Le rougissement est dû à une très grande quantité de poussière dans le milieu interstellaire qui absorbe une partie du spectre de la lumière, essentiellement le spectre de courte longueur d'onde dont la taille est comparable à celle des grains de poussière. En raison de la distance comparable des deux bulles A et B, soit environ 6.5 kpc, il est possible que la bulle B ait été créée par une étoile OB faisant partie du même groupe d'étoiles que WR 149. WR 149c est une bulle qui avait été repérée lors des recherches de Mme Anik Daigle à l'aide d'un réseau de neurone informatique (Daigle et al., 2003). Cette bulle avait été conservée à l'époque par Antoine Allard afin de tester l'analyse métrique sur sa structure.

Une autre analyse de corrélation a été faite sur les structures HI associées aux étoiles de type Wolf-Rayet mais en incorporant seulement une des trois bulles reliées à WR 149 à la fois. Si nous conservons seulement WR 149b, soit la bulle directement associée à WR 149 selon Cappa et al. (1996), nous atteignons le même niveau de confiance de 90% pour la corrélation mesurée entre la vitesse des vents de l'étoile Wolf-Rayet et sa complexité. En conservant seulement WR 149a, la bulle B de Cappa et al. (1996), le niveau de confiance devient de 80% pour la corrélation entre la vitesse des vents et la complexité des structures HI. Finalement, en conservant seulement WR 149c,



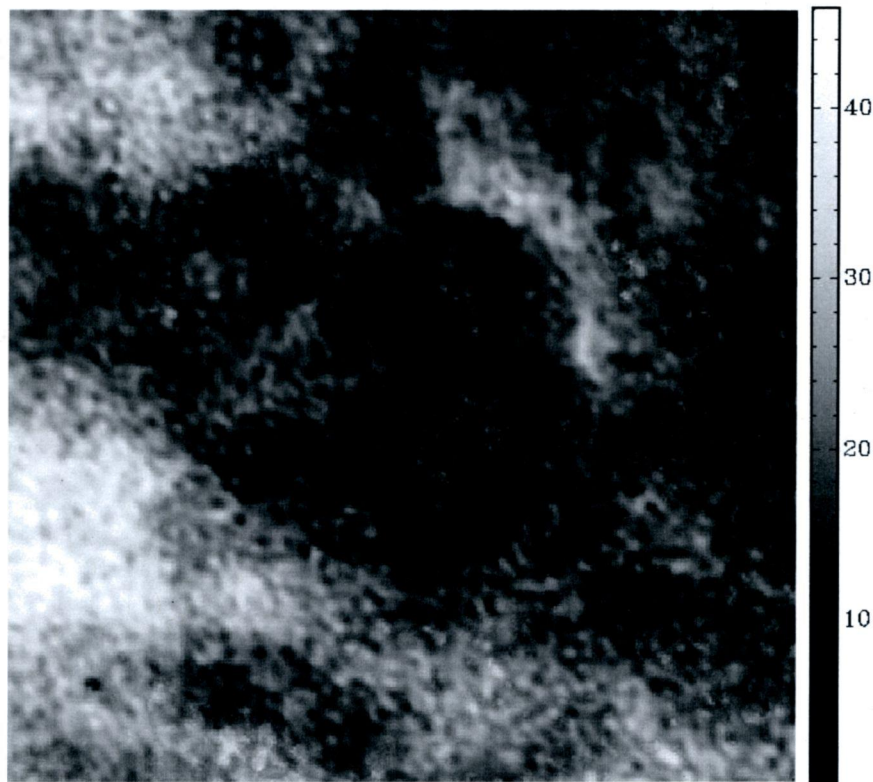


FIG. 3.7 – Carte de densité de colonne de la structure HI que nous nommons WR 149a.

aucun niveau de confiance acceptable n'est atteint. Ces résultats tendent à confirmer les hypothèses de Cappa et al. (1996). Il apparaît également que la bulle identifiée par la détection automatique du réseau de neurone informatique ne se comporte pas comme les autres structures HI associées aux étoiles de type Wolf-Rayet. Dorénavant, cette structure sera exclue de notre banque de données. Sans WR 149c, la corrélation demeure au dessus d'un niveau de confiance de 90%. Il demeure cependant incertain que la structure HI WR 149a soit associée aux vents stellaires d'une étoile de type Wolf-Rayet.

### 3.1.8 Les corrélations associées à la hauteur $|z|$

Une corrélation inverse a pu être mesurée avec un niveau de confiance de 90% entre la distribution des filaments des structures HI reliées aux régions de formation d'étoiles ainsi qu'aux étoiles de type Wolf-Rayet et la hauteur absolue  $|z|$  au-dessus ou au-dessous du plan de la Galaxie. Seulement les images de plus de 50 pixels ont été utilisées pour évaluer cette corrélation. Ceci signifie que plus les structures s'éloignent du plan de la

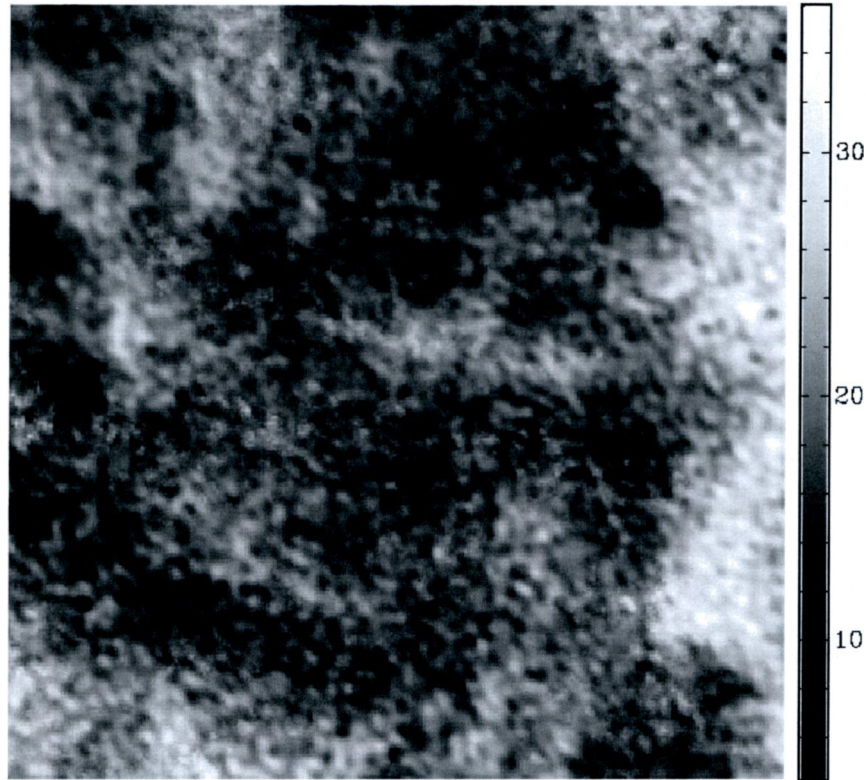


FIG. 3.8 – Carte de densité de colonne de la structure HI que nous nommons WR 149b.

Galaxie, moins elles sont filamenteuses. Toutefois, aucune corrélation n'a été mesurée pour la distribution des composantes. Donc, le fait qu'il y ait un gradient de densité de matière allant d'une plus forte densité dans le plan de la Galaxie vers une densité plus faible à l'extérieur ne semble pas affecter la distribution d'inhomogénéités dans le milieu, mais seulement son indice filamentaire. Du côté des régions de formation d'étoiles, ce résultat est assez difficile à expliquer sans connaître le comportement du nuage moléculaire associé. En effet, une analyse ultérieure utilisant la technique de l'espace métrique permettrait de savoir si le nuage moléculaire associé comporte une signature de complexité semblable à celui du HI. Du côté des étoiles Wolf-Rayet, la corrélation est aussi difficile à expliquer.

Une seconde corrélation, mais cette fois-ci positive, a été mesurée avec un niveau de confiance de 80% par rapport à la distribution de densité du HI associé aux étoiles Wolf-Rayet et la hauteur  $|z|$ . Selon le calcul métrique, une coordonnée plus élevée associée à la fonction de sortie de la distribution de densité est reliée à une distribution moins étendue en fonction du seuil de densité de colonne de l'image. Le HI associé aux étoiles de type Wolf-Rayet situé plus loin du plan de la Galaxie a donc tendance à se retrouver dans des régions plus denses et à être moins diffus autour de l'étoile. Ce comportement

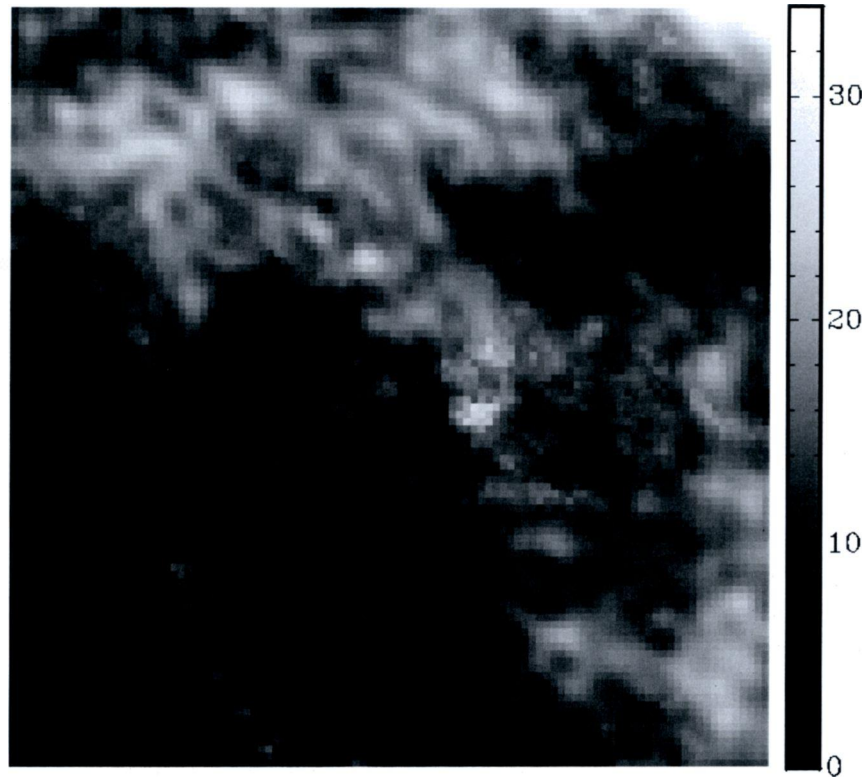


FIG. 3.9 – Carte de densité de colonne de la structure HI que nous nommons WR 149c.

laisse croire qu'une étoile plus évoluée dans un environnement au départ moins dense en matière interstellaire aura plus de facilité à repousser cette matière autour d'elle et donc à limiter sa distribution de densité dans son environnement. Cette hypothèse pourrait expliquer la faible corrélation mesurée.

### 3.1.9 Les corrélations associées à la distance

La section 4.4 de l'article de Khalil et al. (2004) explique les modifications apportées aux fonctions de sortie de la distribution de composantes et de la distribution de densité de colonne pour s'affranchir de toutes dépendances possibles avec les distances des structures HI. À l'exception des structures HI associées aux restes de supernova, aucune corrélation entre le rang de complexité global et la distance n'avait été mesurée. Dans la présente étude, une corrélation inverse avec un niveau de confiance de 85% a été mesurée entre la complexité topologique de tous les objets et leur distance. D'autres corrélations ont été mesurées plus spécifiquement avec la complexité globale des structures HI associées aux régions HII ainsi qu'avec la complexité topologique

des structures HI associées aux restes de supernova. Dans tous ces cas, la contribution majeure à l'augmentation de la complexité des structures provient de la fonction de sortie de la distribution des filaments. Aucune corrélation de la sorte n'avait été mesurée en 2004. Les changements effectués à cette fonction de sortie lors de cette présente étude semblent avoir révélé une dépendance avec la distance qui n'était pas apparue auparavant.

Aucune corrélation entre la distance et la fonction de sortie de la distribution des composantes n'a été mesurée. Donc, la révision faite précédemment semble toujours fonctionner. La dépendance affecte seulement l'indice filamentaire des composantes. Un comportement semblable a été mentionné à la sous-section précédente pour la corrélation entre la distribution des filaments et la hauteur  $|z|$ . Cette hauteur au-dessus du plan de la Galaxie est obtenue à partir de l'équation suivante :

$$|z| = d |\sin b| \quad (3.6)$$

où  $d$  est la distance héliocentrique et  $b$  la latitude galactique. La hauteur  $|z|$  de l'objet est donc directement proportionnelle à sa distance. D'ailleurs, il est intéressant de noter qu'il existe une corrélation au-dessus d'un niveau de confiance de 99% entre la distance des objets analysés et leur hauteur  $|z|$ . Il n'est donc pas impossible que cette relation entre la distance et la complexité des objets soit tout simplement due à cette dépendance entre la distance et la hauteur et que la vraie corrélation avec la complexité soit en fait associée à la hauteur  $|z|$ .

Une corrélation avec un niveau de confiance de 90% entre la coordonnée liée au spectre moyen en vitesse et la distance des structures HI associées aux régions de formation d'étoiles a également été mesurée. Cette corrélation est probablement due au fait que la distance de ces objets est aussi corrélée avec le paramètre d'excitation  $u$  dont la dépendance avec le spectre moyen en vitesse a déjà été discutée plus tôt. Le coefficient de corrélation entre ces deux caractéristiques est de 0.58 avec un niveau de confiance de 99%. La taille relativement petite de l'échantillon combinée au fait que les données sources ne couvrent pas entièrement le plan de la Galaxie peuvent être entre autres les causes de ce résultat. Cette corrélation a aussi eu une incidence sur la complexité cinématique du HI en fonction de la distance. La corrélation entre la distribution de densité du HI associée aux restes de supernova et la distance des objets peut aussi être expliquée par une corrélation semblable entre l'âge et la distance. Dans ce cas, le coefficient de corrélation obtenu est de 0.73 avec un niveau de confiance de 95%. Cette corrélation peut-être partiellement expliquée si nous nous référons encore une fois à la dépendance entre la distance et la hauteur  $|z|$  de l'équation 3.6. En



effet, déterminer l'âge d'une supernova demande souvent que l'on suppose une valeur initiale de la concentration de gaz dans le milieu interstellaire. Ensuite, entre autres grâce au diamètre de la cavité, il est possible de donner une approximation de l'âge du reste de la supernova. Malheureusement, à défaut de connaître cette concentration, une valeur constante de  $n_0 = 1\text{cm}^{-3}$  est souvent assignée au milieu indépendamment de la hauteur  $|z|$ . Comme il a été mentionné plus tôt, il existe un gradient de densité de matière allant d'une plus forte densité dans le plan de la Galaxie vers une densité plus faible à l'extérieur. En combinant ces facteurs, ceci pourrait expliquer la forte corrélation mesurée entre l'âge des restes de supernova et leur hauteur  $|z|$ .

Une autre corrélation visible entre les restes de supernova et la distance de ces objets est celle reliée à la fonction de sortie du spectre de puissance. Une corrélation positive au-dessus d'un seuil de confiance de 85% a été mesurée entre cette fonction de sortie et la distance des structures trouvées dans la littérature. Comme nous l'avons déjà mentionné, une perte de cohérence aux petites échelles des structures cause une augmentation de l'indice spectral du spectre de puissance. Il est donc légitime de se demander si l'information à ces échelles ne serait pas perdue de notre point de vue en raison de la grande distance qui les sépare de nous. Pour vérifier cette hypothèse, la mesure de la pente du spectre de puissance d'une image a été réalisée à plusieurs résolutions différentes.

La région HII Sh134 a été choisie en raison de la grande taille de sa structure HI associée et de sa distance de 1.66 kpc qui est parmi les régions HII les plus près dans la banque de données. À cette image initiale de 373 par 373 pixels, le nombre de pixels en largeur et en hauteur a été divisé par deux, trois, quatre, cinq et six en moyennant les valeurs de densité de colonne de façon à obtenir cinq autres images de plus basse résolution du même objet. Les images de plus basse résolution simulent l'objet vu à des distances de plus en plus grandes. Le Tableau 3.7 présente la valeur de la pente du spectre de puissance obtenue en fonction de la grandeur de l'image. En raison du très petit nombre de points, l'incertitude n'a pas pu être évaluée sur les deux dernières pentes.

Nous pouvons remarquer une augmentation de la pente avec la diminution de la taille de l'image. Le coefficient de corrélation des deux variables est de  $-0.81$  ce qui est au-dessus d'un seuil de confiance de 95%. Il semble donc y avoir vraisemblablement un lien entre la distance des structures HI et la pente de leur spectre de puissance. Cependant, le coefficient de corrélation est suffisamment faible à mon avis pour que nous n'ayons pas à nous inquiéter d'un biais significatif sur l'analyse de complexité. Comme il a été expliqué précédemment à la section 2.2, les limites appliquées sur le spectre afin de ne pas biaiser le calcul de la pente sont fixées aux échelles où le bruit

TAB. 3.7 – La pente du spectre de puissance en fonction de la grandeur de l'image pour la région HII Sh134.

Grandeur (pixels <sup>2</sup> )	Pente	
373	-3,182	±0,10
186	-2,886	±0,28
124	-2,350	±0,18
93	-2,813	±0,15
74	-2,575	...
62	-2,545	...

instrumental devient non négligeable. C'est d'ailleurs pour cette raison que nous ne pouvons pas calculer la loi de puissance des images de 50 pixels<sup>2</sup> et moins. Ces limites nous assurent que la loi de puissance mesurée sur chacune de nos images est bien réelle et qu'elle n'est pas perturbée par un biais instrumental. De plus, malgré la corrélation âge-distance des restes de supernova mentionnée plus tôt, nous pouvons voir au Tableau 3.6 qu'aucune corrélation n'a été mesurée entre la fonction de sortie du spectre de puissance et l'âge des objets, ce qui démontre le faible impact de la corrélation entre le spectre de puissance et la distance sur les autres mesures.

Finalement, la seule corrélation avec les distances des objets qui n'a pas pu être expliquée est celle reliée à la fonction de sortie de la distribution de volume pour toutes les régions (ce calcul ne prend pas en compte les 9 objets de 50 pixels et moins). Cette dépendance ne peut être expliquée par aucune des hypothèses citées plus haut et demeure invisible lorsque le coefficient est calculé sur les différents types d'objets indépendamment. Le coefficient de corrélation étant relativement faible, soit de  $-0.22$ , il y a peu de raison de croire que cette mince dépendance ait une incidence importante sur les autres résultats.

# Chapitre 4

## Conclusion

Cette nouvelle étude des structures HI basée sur la technique de l'espace métrique a permis d'établir plusieurs liens intéressants entre la topologie ainsi que la cinématique de celles-ci et certaines caractéristiques intrinsèques des objets auxquels elles sont associées.

Premièrement, les corrélations mesurées entre les différentes fonctions de sortie et l'âge des restes de supernova de notre banque de données ont permis d'évaluer que plus l'explosion est vieille, moins la structure HI associée à la région est complexe. Cette analyse réalisée sur plusieurs objets de ce type dans le plan de la Galaxie a permis en quelque sorte de voir la relaxation du gaz à la suite de la perturbation due à l'explosion d'une étoile massive.

Deuxièmement, une corrélation avec un haut niveau de confiance de 95% entre la complexité cinématique des régions de formation d'étoiles et le type spectral des étoiles présentes a été mesurée. Cette étude à grande échelle nous confirme donc que l'intensité du flux ionisant des étoiles semble bel et bien avoir une action dynamique et cinématique sur le gaz qui les entoure. Plus le paramètre d'excitation  $u$  de la région est grand, plus la structure HI sera complexe du point de vue des fonctions de sortie du spectre moyen en vitesse et du spectre de puissance, soit la complexité que nous appelons cinématique.

Troisièmement, plus la vitesse des vents des étoiles de type Wolf-Rayet est grande, plus le gaz HI associé est complexe. Cette corrélation a été mesurée via le rang de complexité global des 12 objets de la banque de données.

Finalement, une plus faible corrélation a pu être mesurée entre la distribution de densité du HI associé aux étoiles de type Wolf-Rayet et la hauteur en valeur absolue de ces objets au-dessus du plan galactique. Une corrélation inverse a aussi pu être évaluée

entre le  $|z|$  et la fonction de sortie de la distribution de filaments de l'ensemble des objets.

Cette étude sur les structures HI réalisée à l'aide de la technique de l'espace métrique a également bénéficié de plusieurs améliorations significatives par rapport à la dernière publication de Khalil et al. (2004). En plus d'une augmentation appréciable de la banque de données utilisée lors de cette recherche, certains aspects du formalisme même de l'espace métrique ont été modifiés afin que les analyses effectuées soient plus précises et mieux adaptées aux réalités du milieu observé. Parmi les modifications les plus significatives, la soustraction de la moyenne de fond sur chacune des régions analysées a définitivement aidé à améliorer la qualité des données. La discrétisation des valeurs de densité de colonne maintenant basée sur une redistribution de largeur constante a aussi diminué de façon significative le bruit intrinsèque relié aux fonctions de sortie. La correction apportée à la constante d'intégration ainsi que la normalisation des métriques sont également des changements importants qui assurent une fiabilité accrue des résultats.

Durant ce travail en plus de certaines modifications importantes apportées aux fonctions de sortie du spectre moyen en vitesse et de la distribution de filaments, une septième fonction de sortie a été ajoutée, celle du spectre de puissance des cartes de densité de colonne.

De plus, afin d'évaluer l'impact du milieu HI sur la ligne de visée et non-associé aux structures isolées, une méthode d'estimation de l'incertitude sur les coordonnées des fonctions de sortie et du rang de complexité a été développée. Une estimation qui nous assure du degré de précision de l'analyse de la complexité réalisée à l'aide de la technique de l'espace métrique.

Évidemment, les études possibles grâce à cette méthode pourront être davantage améliorées lors de travaux ultérieurs. Comme il a été mentionné précédemment, plus il y aura de fonctions de sortie ajoutées à l'espace métrique, plus précise sera la classification des structures HI associées aux différents objets stellaires. Le nouvel espace métrique décrit à l'annexe A ouvre d'ailleurs la porte à une multitude d'autres fonctions qui n'auront pas nécessairement à être dépendantes du seuil de densité de colonne.



# Bibliographie

- Adams, F. C. 1992, *ApJ* **387**, 572
- Adams, F. C. & Wiseman, J. J. 1994, *ApJ* **435**, 693
- Arnal, E. M., Cappa, C. E., Rizzo, J. R., & Cichowolski, S. 1999, *AJ* **118**, 1798
- Blitz, L., Fich, M., & Stark, A. A. 1982, *ApJS* **49**, 183
- Brand, J. & Wouterloot, J. G. A. 1998, *A&A* **337**, 539
- Caplan, J., Deharveng, L., Peña, M., Costero, R., & Blondel, C. 2000, *MNRAS* **311**, 317
- Cappa, C. E., Niemela, V. S., Herbstmeier, U., & Koribalski, B. 1996, *A&A* **312**, 283
- Cazzolato, F. & Pineault, S. 2005, *AJ* **129**, 2731
- Cichowolski, S., Pineault, S., Arnal, E. M., Testori, J. C., Goss, W. M., & Cappa, C. E. 2001, *AJ* **122**, 1938
- Crovisier, J. & Dickey, J. M. 1983, *A&A* **122**, 282
- Daigle, A., Joncas, G., Parizeau, M., & Miville-Deschênes, M.-A. 2003, *PASP* **115**, 662
- Deharveng, L., Lefloch, B., Zavagno, A., Caplan, J., Whitworth, A. P., Nadeau, D., & Martin, S. 2003, *A&A* **408**, L25
- Demers, H., Moffat, A. F. J., Marchenko, S. V., Gayley, K. G., & Morel, T. 2002, *ApJ* **577**, 409
- Dickey, J. M., McClure-Griffiths, N. M., Stanimirović, S., Gaensler, B. M., & Green, A. J. 2001, *ApJ* **561**, 264
- Dyson, J. E. & Williams, D. A. 1997, *The physics of the interstellar medium*, Bristol : Institute of Physics Publishing, Séries : The graduate series in astronomy
- Fich, M. & Blitz, L. 1984, *ApJ* **279**, 125
- Fich, M., Blitz, L., & Stark, A. A. 1989, *ApJ* **342**, 272
- Fich, M., Dahl, G. P., & Treffers, R. R. 1990, *AJ* **99**, 622
- Foster, T. & MacWilliams, J. 2006, *ApJ* **644**, 214
- Geller, S. 1983, *Abrégé de statistique*, Masson, Quatrième édition

- Goldberg, R. R. 1964, *Methods of Real Analysis*, Blaisdell Publishing Company
- Green, D. A. 1984, *MNRAS* **209**, 449
- Green, D. A. 2004, *Bulletin of the Astronomical Society of India* **32**, 335
- Guseinov, O. H., Ankay, A., & Tagieva, S. O. 2003, *Serbian Astronomical Journal* **167**, 93
- Heyer, M. H., Brunt, C., Snell, R. L., Howe, J. E., Schloerb, F. P., & Carpenter, J. M. 1998, *ApJS* **115**, 241
- Heyer, M. H., Carpenter, J. M., & Ladd, E. F. 1996, *ApJ* **463**, 630
- Hines, W. W., Montgomery, D. C., Goldsman, D. M., Borrer, C. M., Adjengue, L.-D., & Carmichael, J.-P. 2005, *Probabilités et statistique pour ingénieurs*, Les Éditions de la Chenelière inc.
- Hunter, D. A. & Massey, P. 1990, *AJ* **99**, 846
- Joncas, G., Dewdney, P. E., Higgs, L. A., & Roy, J. R. 1985, *ApJ* **298**, 596
- Joncas, G., Durand, D., & Roger, R. S. 1992, *ApJ* **387**, 591
- Joncas, G., Roger, R. S., & Dewdney, P. E. 1989, *A&A* **219**, 303
- Khalil, A., Joncas, G., & Nekka, F. 2004, *ApJ* **601**, 352
- Kuchar, T. A. & Clark, F. O. 1997, *ApJ* **488**, 224
- Landecker, T. L., Anderson, M. D., Routledge, D., & Vaneldik, J. F. 1992, *A&A* **258**, 495
- Landecker, T. L., Dewdney, P. E., Burgess, T. A., Gray, A. D., Higgs, L. A., Hoffmann, A. P., Hovey, G. J., Karpa, D. R., Lacey, J. D., Prowse, N., Purton, C. R., Roger, R. S., Willis, A. G., Wyslouzil, W., Routledge, D., & Vaneldik, J. F. 2000, *A&AS* **145**, 509
- Lazendic, J. S. & Slane, P. O. 2006, *ApJ* **647**, 350
- Lequeux, J. 2005, *The interstellar medium*, Astronomy and astrophysics library, Berlin : Springer
- Mantovani, F., Nanni, M., Salter, C. J., & Tomasi, P. 1982, *A&A* **105**, 176
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., Eenens, P. R. J., Cardona, O., Echevarria, J., & Hervieux, Y. 1997, *ApJ* **485**, 826
- Mezger, P. G. & Henderson, A. P. 1967, *ApJ* **147**, 471
- Miville-Deschênes, M.-A. 2000, *Observation à 21 cm et dans l'infrarouge moyen de cirrus galactiques : turbulence et poussières*, Thèse de doctorat ; Université Laval
- Miville-Deschênes, M.-A., Joncas, G., & Durand, D. 1995, *ApJ* **454**, 316
- Miville-Deschênes, M.-A., Joncas, G., Falgarone, E., & Boulanger, F. 2003, *A&A* **411**, 109

- Moon, D.-S., Lee, J.-J., Eikenberry, S. S., Koo, B.-C., Chatterjee, S., Kaplan, D. L., Hester, J. J., Cordes, J. M., Gallant, Y. A., & Koch-Miramond, L. 2004, *ApJ* **610**, L33
- Moore, B. D., Hester, J. J., Scowen, P. A., & Walter, D. K. 2002, *AJ* **124**, 3305
- Normandeau, M., Taylor, A. R., Dewdney, P. E., & Basu, S. 2000, *AJ* **119**, 2982
- Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, University Science Books, Seconde édition
- Panagia, N. 1973, *AJ* **78**, 929
- Pismis, P., Hasse, I., & Moreno, M. A. 1986, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica* **13**, 131
- Reich, W. & Braunsfurth, E. 1981, *A&A* **99**, 17
- Reich, W., Kallas, E., & Steube, R. 1979, *A&A* **78**, L13+
- Reich, W., Zhang, X., & Fürst, E. 2003, *A&A* **408**, 961
- Roger, R. S. & Dewdney, P. E. 1992, *ApJ* **385**, 536
- Roger, R. S., McCutcheon, W. H., Purton, C. R., & Dewdney, P. E. 2004, *A&A* **425**, 553
- Russeil, D., Adami, C., & Georgelin, Y. M. 2007, *A&A* **470**, 161
- Schraml, J. & Mezger, P. G. 1969, *ApJ* **156**, 269
- Sokal, R. R. & Rohlf, F. J. 1987, *Introduction to Biostatistics*, W. H. Freeman and Company, Seconde édition
- Taylor, A. R., Gibson, S. J., Peracaula, M., Martin, P. G., Landecker, T. L., Brunt, C. M., Dewdney, P. E., Dougherty, S. M., Gray, A. D., Higgs, L. A., Kerton, C. R., Knee, L. B. G., Kothes, R., Purton, C. R., Uyaniker, B., Wallace, B. J., Willis, A. G., & Durand, D. 2003, *AJ* **125**, 3145
- Thompson, M. A., White, G. J., Morgan, L. K., Miao, J., Fridlund, C. V. M., & Hultgren-White, M. 2004, *A&A* **414**, 1017
- Uyaniker, B., Kothes, R., & Brunt, C. M. 2002, *ApJ* **565**, 1022
- van der Hucht, K. A. 2001a, *VizieR Online Data Catalog* **3215**, 0
- van der Hucht, K. A. 2001b, *New Astronomy Review* **45**, 135
- van der Hucht, K. A., Hidayat, B., Admiranto, A. G., Supelli, K. R., & Doom, C. 1988, *A&A* **199**, 217
- Varricatt, W. P. & Ashok, N. M. 2006, *MNRAS* **365**, 127
- Villar-Sbaffi, A., St-Louis, N., Moffat, A. F. J., & Piirola, V. 2006, *ApJ* **640**, 995
- Williams, P. M., Dougherty, S. M., Davis, R. J., van der Hucht, K. A., Bode, M. F., & Setia Gunawan, D. Y. A. 1997, *MNRAS* **289**, 10

Wiseman, J. J. & Adams, F. C. 1994, *ApJ* **435**, 708

Yar-Uyaniker, A., Uyaniker, B., & Kothes, R. 2004, *ApJ* **616**, 247

Yonekura, Y., Dobashi, K., Hayashi, Y., Sato, F., Ogawa, H., & Fukui, Y. 1998, *AJ* **115**, 2009



# Annexe A

## Nouvel espace métrique

Nous pouvons considérer nos pseudométriques comme étant la composition de deux fonctions (Adams, 1992) :

$$d_p(\sigma_A, \sigma_B) = d \circ p(\sigma_A, \sigma_B) = d[p(\sigma_A), p(\sigma_B)], \quad (\text{A.1})$$

où  $\sigma_A$  et  $\sigma_B$  sont des éléments de l'espace, la fonction  $p$  attribue la caractéristique physique de l'objet,  $d$  est la métrique standard décrite à l'équation 1.5 et  $\circ$  est l'opération de composition. Retranscrivons l'équation 1.5 mais cette fois-ci dans un espace discret :

$$d_p(f, g) = \left[ \sum_{k=1}^n (f_k - g_k)^2 \right]^{1/2}. \quad (\text{A.2})$$

La différence avec les autres fonctions de sortie est que dans le cas du spectre moyen en vitesse et du spectre de puissance, la fonction  $p(f)$  ou  $p(g)$  est égale à un nombre réel et non à une distribution en fonction d'un seuil. Ceci revient à dire que le nombre  $n$  de l'équation A.2 est égal à un. Ce qui nous donne :

$$d_p(f, g) = |f_1 - g_1|, \quad (\text{A.3})$$

ceci est précisément la métrique utilisée dans nos deux nouvelles fonctions de sortie. Nous pouvons d'abord facilement confirmer que cet nouvel espace métrique satisfait la

première condition de l'équation 1.1 :

$$d_p(f, g) \geq 0. \quad (\text{A.4})$$

En effet, si nous prenons par exemple la fonction de sortie du spectre de puissance, nous pouvons très bien imaginer que deux nuages HI possèdent des lois de puissance différentes ou exactement la même pour produire l'égalité. La même réflexion peut être faite pour la déviation standard des spectres de vitesse de deux nuages différents. Par contre, dans les deux cas, une égalité ne veut pas nécessairement dire que les deux nuages sont identiques, mais seulement que ces caractéristiques physiques spécifiques sont semblables. La condition de l'équation 1.4 n'est donc pas encore remplie pour cet nouvel espace, ce qui signifie que nous avons toujours affaire avec un espace pseudométrique. Naturellement, la troisième condition de l'équation 1.3 est satisfaite si nous sommes en présence de deux nuages identiques.

Pour tester la seconde condition 1.2, nous devons d'abord introduire un troisième élément de l'espace,  $h$ . Posons d'abord que  $a_k = f_k - h_k$  et que  $b_k = h_k - g_k$ , alors

$$d_p(f, h) = \left( \sum_{k=1}^n a_k^2 \right)^{1/2}, \quad (\text{A.5})$$

$$d_p(h, g) = \left( \sum_{k=1}^n b_k^2 \right)^{1/2} \quad (\text{A.6})$$

et

$$d_p(f, g) = \left[ \sum_{k=1}^n (a_k + b_k)^2 \right]^{1/2}. \quad (\text{A.7})$$

Ce que nous devons vérifier est que

$$\left[ \sum_{k=1}^n (a_k + b_k)^2 \right]^{1/2} \leq \left( \sum_{k=1}^n a_k^2 \right)^{1/2} + \left( \sum_{k=1}^n b_k^2 \right)^{1/2}. \quad (\text{A.8})$$

Cette inégalité est connue sous le nom de *l'inégalité de Minkowski* (Goldberg, 1964). Je n'en ferai pas la preuve ici, mais ce théorème connu nous démontre que la condition de l'équation 1.2 est satisfaite. Naturellement, comme à l'équation A.3, nous pouvons considérer A.8 à  $n = 1$ . Ceci confirme que le nouvel espace ainsi créé avec les deux

nouvelles fonctions de sortie est un espace pseudométrique à même titre que l'espace des cinq autres fonctions de sortie déjà existantes.

## Annexe B

### La banque de données



TAB. B.1 – Les structures HI

Structures HI	d (kpc)	Étoiles ionisantes		Âges (années)	Vents (km s <sup>-1</sup> )	z (pc)	Références
		Type	u <sup>a</sup> (pc cm <sup>-2</sup> )				
<b>Régions HII</b>							
Sh101	2,47	O6	21,623	...	...	...	3, 15
Sh104	4,00	O6	59,245	...	...	...	4,15
Sh134	1,66	O6	15,842	...	...	34	5, 7, 15, 33
Sh135	3,08	O9.5	32,122	...	...	34	5, 15, 23
Sh137	0,60	...	5,763	...	...	75	5, 6, 15, 22
Sh139	3,26	O9, B2	31,248	...	...	-9	5, 7, 14
Sh141	6,64	O8	37,347	...	...	389	5, 15, 27
Sh142	3,08	O6	53,929	...	...	-53	3, 5, 7, 11, 15
Sh151b	5,80	O7	55,600	...	...	-247	2, 5
Sh151c	5,80	O7	55,600	...	...	-247	2, 5
Sh154	1,40	B0	13,151	...	...	36	5, 6, 14, 15
Sh158a	2,80	...	22,428	...	...	38	5, 6, 15
Sh158b	2,80	O9	82,363	...	...	38	5, 6, 15, 27
Sh159	3,10	O9	37,535	...	...	34	5, 6, 15, 27
Sh162	2,72	O6.5	49,193	...	...	13	5, 7, 15, 20
Sh165	2,02	B0.5	9,100	...	...	4	5, 7, 10
Sh168	3,70	O9	37,535	...	...	-110	3, 5, 15
Sh170	2,30	B1	31,365	...	...	91	5, 6, 15, 27
Sh173	2,70	B2	22,487	...	...	-40	5, 6, 15, 27
Sh181	2,60	B0, B0.5	15,009	...	...	117	5, 6, 16
Sh187	1,03	B2.5	14,159	...	...	-13	5, 13, 27
Sh199	2,32	O6	32,165	...	...	57	5, 15, 28
Sh212	7,10	O5.5, O6	57,763	...	...	278	3, 5, 15
Sh217	4,20 - 5,60	O9.5, B0, O8	25,880 - 31,351	...	...	297	3, 5, 15
Sh219	4,99	B0	18,005	...	...	189	3, 5, 15
Sh232	1,00	B0	8,300	...	...	55	5, 6, 9, 10
Sh235	1,60	O9.5	28,585	...	...	79	5, 6, 9, 10, 15
<b>Wolf-Rayet</b>							
WR 4	2,44	WC5	...	...	1900	-127	31
WR 5	1,91	WC6	...	...	2100	-72	31
WR 130	2,68	WN8	...	...	1000	46	31
WR 132	3,87	WC6	...	...	2000	74	31
WR 139	1,90	WN5	...	...	1600	47	31
WR 140	1,10	WC7	...	...	2870	80	31
WR 143	1,07	WC4	...	...	2750	-1	31
WR 144	0,79	WC4	...	...	2400	13	31
WR 149a	4,00	WN5	...	...	1100	45	31
WR 149b	4,00	WN5	...	...	1100	45	31
WR 149c	4,00	WN5	...	...	1100	45	31
WR 151	5,70	WN5	...	...	2900	138	1, 31
WR 153	3,47	WN6o/WCE	...	...	1785	-39	30, 31
<b>Restes de supernova</b>							
ctb1	1,60	...	...	$1,2 \times 10^5$	...	...	25, 32
ctb104a	1,50	...	...	$2,9 - 7,4 \times 10^4$	...	...	18, 29
G116.5+1.1	1,60	...	...	$1,5 \times 10^4$	...	...	32
G126.2+1.6a	2,40	...	...	$2,7 \times 10^5$	...	...	12, 24
G126.2+1.6b	2,40	...	...	$2,7 \times 10^5$	...	...	12, 24
G132.6-0.7	2,20	...	...	$3,1 \times 10^6$	...	...	21
G69.0+2.7(ctb80)	2,00	...	...	$7,7 \times 10^4$	...	...	19
G76.9+1.0a	12,60	...	...	...	...	...	8
G76.9+1.0b	12,60	...	...	...	...	...	8
hb21a	0,80	...	...	$5,6 \times 10^3$	...	...	17, 26
hb21b	0,80	...	...	$5,6 \times 10^3$	...	...	17, 26
hb3	2,20	...	...	$3,0 \times 10^4$	...	...	17, 26

<sup>a</sup> paramètre d'excitation u

Références - (1) Arnal et al. (1999), (2) Brand & Wouterloot (1998), (3) Caplan et al. (2000), (4) Deharveng et al. (2003), (5) Fich & Blitz (1984), (6) Fich et al. (1989), (7) Foster & MacWilliams (2006), (8) Guseinov et al. (2003), (9) Heyer et al. (1996), (10) Hunter & Massey (1990), (11) Joncas et al. (1985), (12) Joncas et al. (1989), (13) Joncas et al. (1992), (14) Khalil et al. (2004), (15) Kuchar & Clark (1997), (16) Landecker et al. (1992), (17) Lazendic & Slane (2006), (18) Mantovani et al. (1982), (19) Moon et al. (2004), (20) Moore et al. (2002), (21) Normandeau et al. (2000), (22) Panagia (1973), (23) Pismis et al. (1986), (24) Reich et al. (1979), (25) Reich & Braunsfurth (1981), (26) Reich et al. (2003), (27) Russeil et al. (2007), (28) Thompson et al. (2004), (29) Uyanicker et al. (2002), (30) van der Hucht et al. (1988), (31) van der Hucht et al. (2001b), (32) Yar-Uyaniker et al. (2004), (33) Yonekura et al. (1998)