



HAL
open science

Le gaz dans les galaxies spirales de l'univers local : modélisation d'observations radio et étude des lois de formation stellaire dans les galaxies perturbées

François Nehlig

► **To cite this version:**

François Nehlig. Le gaz dans les galaxies spirales de l'univers local : modélisation d'observations radio et étude des lois de formation stellaire dans les galaxies perturbées. Astrophysique [astro-ph]. Université de Strasbourg, 2015. Français. NNT : 2015STRAE014 . tel-01260328

HAL Id: tel-01260328

<https://theses.hal.science/tel-01260328>

Submitted on 21 Jan 2016

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

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



UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

**Le gaz dans les galaxies spirales de
l'univers local. Modélisation
d'observations radio et étude des lois
de formation stellaire de galaxies
perturbées.**

Auteur :

François NEHLIG

*Thèse soumise en vue de l'obtention du grade de Docteur de l'Université
de Strasbourg*

Directeur de thèse :

Monsieur Bernd VOLLMER

Discipline/Spécialité : Astrophysique

RAPPORTEURS :

Monsieur Philippe Amram,

Laboratoire d'Astrophysique de Marseille

Monsieur Alessandro Boselli,

Laboratoire d'Astrophysique de Marseille

EXAMINATEUR INTERNE :

Madame Ariane Lançon,

Observatoire Astronomique de Strasbourg

Observatoire Astronomique de Strasbourg (UMR 7550)
11, rue de l'Université
67 000 Strasbourg, France

Remerciements

Je voudrais tout particulièrement adresser mes remerciements à Bernd Vollmer pour son aide constante tout au long de ces trois années, à Françoise Genova pour le financement de cette thèse au sein du CDS ainsi qu'à Hervé Wozniak, Directeur de l'Observatoire. Je souhaite également remercier les membres du jury, Philippe Amram, Alessandro Boselli et Ariane Lançon, d'avoir accepté de donner de leur temps précieux. Merci à Jonathan Braine pour ses conseils éclairés ainsi qu'aux chercheurs de l'Observatoire de Strasbourg pour leur générosité scientifique. Je remercie également les thésards de l'Observatoire pour leur amitié, et tout particulièrement Jean-Baptiste pour les bons moments passés dans le bureau E02. Merci au clan Nehlig/Leonhart pour leur soutien.

*”La Nature est un temple où de vivants piliers
Laissent parfois sortir de confuses paroles ;
L’homme y passe à travers des forêts de symboles
Qui l’observent avec des regards familiers.
Comme de longs échos qui de loin se confondent
Dans une ténébreuse et profonde unité,
Vaste comme la nuit et comme la clarté,
Les parfums, les couleurs et les sons se répondent.”*

Charles Baudelaire, *Correspondances*, Les Fleurs du mal

Résumé

Au cours de cette thèse, nous nous sommes attachés à étudier le milieu interstellaire (MIS) des galaxies de l'univers local. La composante de gaz des galaxies spirales ne constitue qu'une mince fraction du budget de la masse totale des galaxies ($\sim 10\%$), mais il est néanmoins un matériel crucial pour l'évolution des disques galactiques. En effet, ce gaz est le réservoir de la formation stellaire et constitue de ce fait le carburant permettant aux galaxies de former de nouvelles générations d'étoiles. Ce gaz multiphasé est constitué d'une phase atomique d'hydrogène mais également de gaz moléculaire (H_2) ainsi que de gaz ionisé. En combinant des données multi-longueur d'onde, traçant les diverses composantes du MIS, le gaz peut être lié à l'activité de la formation stellaire. De plus, les observations radio du gaz des galaxies nous permettent d'étudier la cinématique des disques galactiques. L'étude du gaz permet, grâce à la cinématique et à l'analyse de la formation stellaire, d'une part de mieux contraindre les lois qui régissent la formation stellaire et d'autre part de distinguer la part due à l'évolution intrinsèque des galaxies de celle due à l'environnement extérieur, pour une meilleure compréhension de l'évolution des galaxies.

La cinématique du gaz d'une galaxie isolée a été étudiée à l'aide d'un modèle cinématique permettant de reproduire des observations radio HI du gaz atomique. La galaxie NGC 2683 a été choisie pour cette étude car c'est une galaxie isolée vue par la tranche, ce qui nous donne accès à la structure verticale de son disque de gaz. Des nouvelles données profondes du gaz atomique de cette galaxie spirale ont été obtenues avec le VLA (Very Large Array). Ces données montrent des sous-structures multiples et complexes. En plus de ces récentes observations, des données d'archive de cette galaxie ont été utilisées pour établir un jeu de données avec deux résolutions différentes. Les nouvelles données haute résolution nous permettent de contraindre le modèle pour le disque intérieur, alors que les données basse résolution nous permettent d'étudier les propriétés du disque à de plus grands rayons. Un modèle cinématique a été élaboré pour étudier la présence d'un "warp", c'est-à-dire d'un changement d'inclinaison du disque atomique avec le rayon. Ce modèle nous permet également de tester la présence d'un halo de gaz autour de cette galaxie - comme observé dans d'autres galaxies - ainsi que la présence d'un gradient de vitesse avec la hauteur du disque. Le modèle qui ajuste le mieux nos deux jeux de données contient un warp ainsi qu'une augmentation de la hauteur du disque avec le rayon. L'hypothèse de la présence d'un halo de gaz aux abords du disque mince a été testée puis rejetée. Finalement, cette

étude donne un aperçu de l'histoire d'accrétion de cette galaxie.

Les galaxies perturbées appartenant à l'amas de galaxies de la Vierge (qui est l'amas le plus proche de nous à ~ 17 Mpc) sont des cibles idéales pour étudier les effets dus à l'environnement sur la formation stellaire ainsi que sur les propriétés du gaz. En effet, la résolution des télescopes et radio télescopes est suffisante pour résoudre ces galaxies (~ 1 kpc) et permettent ainsi de caractériser plusieurs régions en leur sein. La compression du milieu interstellaire des galaxies d'amas peut résulter de l'interaction gravitationnelle entre deux galaxies proches (type collision de galaxies). De plus, au sein des amas de galaxies, du gaz chaud ($\sim 10^7-8$ K) et peu dense ($\sim 10^{-3-4}$ particules par cm^3) est observé, formant une sorte d'atmosphère d'amas. Les galaxies se déplaçant sur des orbites elliptiques passant près du centre de l'amas (où l'atmosphère de l'amas est plus dense) subissent un balayage par pression dynamique entraînant, entre autres, la compression du MIS. Avec l'aide de simulations dynamiques de galaxies, ces deux types de compression du MIS peuvent être simulés. Ces modèles permettent de remonter à des informations tridimensionnelles (telles que la densité volumique ou la dispersion de vitesse des nuages moléculaires) qui ne sont pas ou difficilement accessibles avec des données observationnelles. De plus, un modèle analytique nous permet également de reproduire et de comparer des aspects importants de la formation stellaire.

La formation stellaire a lieu dans des nuages moléculaires au sein desquels l'hydrogène moléculaire (H_2) n'est pas détectable de manière directe. Néanmoins, la molécule de CO nous permet de tracer la présence de gaz moléculaire et peut ainsi être liée à la formation stellaire. Nous avons obtenu des cartes de l'émission CO(2-1) pour deux galaxies de l'amas de la Vierge (NGC 4501 et NGC 4567/68) grâce au radiotélescope de 30m de l'IRAM. La galaxie spirale NGC 4501 montre des signes de compression du MIS qui sont observés grâce à l'augmentation de la polarisation radio dans la région de compression et à la répartition du gaz dans le disque. La paire de galaxies NGC 4567/68 montre des signes de compression du MIS par l'effet de marée, qui a pour conséquence de perturber à la fois la composante stellaire et le disque de gaz. Dans ces galaxies nous avons constaté :

- (i) Une augmentation de la fraction moléculaire (fraction du gaz moléculaire par rapport au gaz atomique) dans les zones comprimées.
- (ii) L'autogravitation du gaz augmente dans les zones comprimées.
- (iii) Le rapport entre la fraction moléculaire et la pression du

MIS diminue lorsque l'autogravitation du gaz augmente. (iv) Les données suggèrent une corrélation entre l'efficacité de formation stellaire et le paramètre de stabilité du gaz de Toomre.

Le modèle dynamique nous permet de reproduire l'effet de telles compressions sur le gaz de ces galaxies et d'en comparer les résultats avec les observations dans le but de comprendre les mécanismes mis en jeu lors de la compression du MIS. Ces simulations confirment l'importance de l'autogravitation du gaz dans les zones comprimées.

La galaxie de l'amas de la Vierge NGC 4654 présente à la fois des signes de pression dynamique et de perturbation gravitationnelle. Ce système fortement perturbé la rend particulièrement intéressante pour notre étude. Nous avons réalisé une carte de l'émission CO(2-1) de cette galaxie à l'aide du radiotélescope de 30m de l'IRAM. L'étude de cette galaxie apportera de nouvelles contraintes pour caractériser la compression du MIS.

La collision frontale spectaculaire de deux galaxies riches en gaz est un évènement rare. Seuls deux systèmes de ce type nous sont connus : UGC 12914/5 (galaxies Taffy 1) et UGC 813/6 (galaxies Taffy 2). L'interaction violente MIS-MIS de ces deux systèmes entraîne la création d'un pont de gaz entre les galaxies. Ce pont est riche en gaz atomique et moléculaire mais étonnamment la formation stellaire y est très faible, voire totalement absente. La collision de tels systèmes supprime donc les mécanismes de formation stellaire et nous donne une chance unique de comprendre la physique qui est mise en oeuvre. Nous avons réalisé la première carte complète de l'émission CO(2-1) du pont de gaz de UGC 813/6 (à l'aide du radiotélescope de l'IRAM) afin de mieux comprendre les mécanismes menant à la suppression de la formation stellaire.

Table des matières

Remerciements	ii
Table des matières	vii
1 Introduction	1
1.1 Le milieu interstellaire	1
1.2 Formation stellaire dans les galaxies	6
1.3 Accrétion de gaz	10
2 Cinématique du HI de NGC 2683	13
2.1 Modélisation du disque HI de NGC 2683	13
2.2 Le disque HI de NGC 2683	15
3 Les amas de galaxies	47
3.1 Évolution des galaxies dans les amas et les groupes	47
3.2 Interaction gravitationnelle	50
3.3 Interactions MIS-MIG	51
3.4 L'amas de Virgo	52
3.5 Effets sur la formation stellaire aux petites échelles	53
4 Modélisation du MIS	57
4.1 Modèle analytique	57
4.1.1 Le modèle	57
4.1.2 Application à la galaxie NGC 4501	64
4.1.2.1 Les paramètres libres du modèle Q , \dot{M} et δ	74
4.1.2.2 Modélisation des relations Schmidt-Kennicutt (KS) : $\dot{\Sigma}_*$ - Σ_{H_2} et $\dot{\Sigma}_*-\Sigma_g$	77
4.1.2.3 Modélisation de la fraction moléculaire R_{mol} via : $R_{mol}-P_{tot}$ et $R_{mol}-\Sigma_*$	77
4.2 Simulations dynamiques	81
4.2.1 Le modèle dynamique	81

4.2.2	La formation stellaire dans le modèle dynamique	82
4.2.3	Les observables	83
4.2.4	Implémentation de la pression dynamique	85
5	Compression du milieu interstellaire	87
5.1	NGC 4501, une galaxie soumise à la pression dynamique	88
5.1.1	La galaxie NGC 4501	88
5.1.2	Observation du CO dans NGC 4501	94
5.1.3	Réduction des données pour NGC 4501	95
5.1.4	Champ des vitesses de NGC 4501	104
5.1.5	Dispersion des vitesses de NGC 4501	113
5.1.6	La fraction moléculaire dans NGC 4501	123
5.1.7	Le paramètre R_{mol}/P_{tot}	124
5.1.8	Efficacité de formation stellaire du gaz de NGC 4501	130
5.2	Compression induite par interaction de marée dans NGC 4567/68	133
5.2.1	Observation de NGC 4567/68 et réduction des données	135
5.2.2	Le modèle dynamique de NGC 4567/68	139
5.3	Les galaxies Taffy	144
6	Conclusions et perspectives	151
6.1	Conclusions	151
A	Nehlig et al. 2015	159
	Bibliographie	205

À Marie et Adèle ...

Chapitre 1

Introduction

Les galaxies spirales sont des systèmes gravitationnellement liés dans lesquels trois composantes se distinguent dynamiquement et spatialement : le halo, le bulbe et le disque. Ces trois parties sont composées d'étoiles, de gaz et de poussières, l'ensemble baignant dans un halo de matière noire. Le rapport de masse ainsi que la composition chimique de ces trois parties varient d'une galaxie à l'autre. Alors que le halo et le disque sont riches en gaz, le bulbe en est quasiment dépourvu. Ainsi, étudier la composition, la dynamique et les échanges entre ces trois composantes nous renseigne sur le moteur de l'évolution des galaxies : la formation stellaire. La formation stellaire a lieu dans les coeurs denses des nuages moléculaires où le gaz est converti en étoiles. Les processus qui mènent à la formation des étoiles sont complexes et mal connus à l'heure actuelle. En effet, la formation stellaire implique de nombreux mécanismes physiques (turbulence, champ magnétique, auto-gravitation, etc) ayant lieu à différentes échelles spatiales. De plus, l'évolution des galaxies dépend fortement de l'environnement dans lequel elles évoluent (galaxies d'amas ou galaxies isolées) et différencier les causes environnementales des causes inhérentes à leur évolution interne s'avère être une tâche difficile. C'est pourquoi une meilleure compréhension des processus qui prennent forme dans le milieu interstellaire (MIS) des galaxies spirales est nécessaire.

1.1 Le milieu interstellaire

Le milieu interstellaire est un milieu multiphasé. Il est couramment admis ([Dahlem \(1997\)](#); [Boulares & Cox \(1990\)](#)) que le gaz qui le constitue est présent dans cinq phases

TABLE 1.1 – Propriétés des différentes phases du MIS (cf. [Boulares & Cox \(1990\)](#))

	T (K)	n (cm^{-3})	$\langle n \rangle$ (cm^{-3})	v_{turb} (km/s)	ϕ_v	H (pc)	M/M_{tot} (%)
”très chaud” ionisé	$\sim 10^6$...	0.002	...	0.5	3000	4
”chaud” ionisé	~ 8000	0.3 – 10	0.025	~ 10	0.2	900	14
”chaud” neutre	~ 8000	0.1 – 10	0.1	~ 10	0.3	400	31
”froid” neutre	~ 100	10 – 1000	0.3	~ 6	0.02	140	25
moléculaire	~ 10	> 100	0.6	~ 6	0.001	70	26

T la température en kelvin, n la densité, $\langle n \rangle$ la densité moyenne, v_{turb} la vitesse de dispersion, ϕ_v le facteur de remplissage, H l’échelle de hauteur et M/M_{tot} le pourcentage de la masse totale de gaz.

distinctes (cf. Tableau 1.1). Chaque phase peut être observée dans une gamme du spectre différente. Les rayons X tracent le gaz ”très chaud” et peu dense, l’émission H_α , le gaz chaud ionisé diffus ainsi que les régions HII. La raie HI de l’hydrogène à 21 cm permet de tracer la phase atomique chaude en émission et froide en absorption. Les raies d’émission des molécules (H_2 , CO, OH, NH_3 , H_2CO , ...) permettent de tracer la phase moléculaire, la sondant à différentes densités. Chacune de ces phases du MIS s’agencent différemment dans l’espace et ont par conséquent des facteurs de remplissage ϕ_v différents (rapport entre la densité locale et globale). La phase chaude 10^{4-6} K du halo présente peu de sur-densités locales $\phi_v \sim 0.5$. La phase froide de gaz atomique a un facteur de remplissage $\phi_v \sim 0.02$ alors que le gaz moléculaire est présent avec un facteur de remplissage $\phi_v \sim 0.001$. Il est en effet confiné dans le disque avec davantage de structure. Le gaz atomique s’étend sur 1.5-1.8 fois le rayon optique des galaxies (r_{25}) ([Cayatte et al. \(1990\)](#); [Walter et al. \(2008\)](#)). Cette phase devient prédominante par rapport au gaz moléculaire pour un rayon supérieur à $\sim 0.4 \times r_{25}$ (cf. [Leroy et al. \(2008\)](#)). Ainsi, il apparaît que le disque HI est bien plus étendu que le disque de gaz moléculaire. Le gaz moléculaire est en grande partie enfouis dans le plan central du disque des galaxies, au coeur des nuages moléculaires.

[Pety et al. \(2013\)](#) ont réalisé un relevé des 10×6 kpc centraux de la galaxie M51, combinant des observations de la raie d’émission $^{12}\text{CO}(1-0)$ qui tracent le H_2 . Ils ont utilisé des données de l’interféromètre du plateau de Bure et de l’antenne unique de l’IRAM 30m. Ces observations d’une résolution de 40 pc (taille typique des nuages moléculaires géants) révèlent que $\sim 50\%$ de l’émission provient d’échelles spatiales de plus de 1.3 kpc et qu’elle est compatible avec un disque diffus de gaz moléculaire de ~ 200 pc de hauteur caractéristique, sans doute sous-structuré en filaments d’une hauteur caractéristique 5 fois moindre. Ces observations de M51 sont-elles révélatrices de la distribution spatiale du gaz

moléculaire dans les galaxies spirales en général ?

Un des problèmes majeurs que l'on rencontre pour estimer la présence de H_2 dans les galaxies repose sur le fait que cette molécule - la plus abondante dans le MIS - n'est pas observable directement en émission. En effet, cette molécule est diatomique et symétrique. Elle ne possède ni moment dipolaire permanent, ni transitions dipolaires rotationnelles. De plus, la température des nuages moléculaires est trop faible pour exciter l'émission quadripolaire du H_2 . Néanmoins, fort heureusement pour les astronomes, d'autres molécules possédant un moment dipolaire permanent, telles que le CO, sont présentes dans ce milieu. La densité de colonne du H_2 ($N(\text{H}_2)$ en cm^{-2}) peut ainsi être estimée par le biais du CO en considérant un facteur de conversion X_{CO} tel que (cf. [Bolatto et al. \(2013\)](#)) :

$$N(\text{H}_2) = X_{CO} \times I_{CO(1-0)}, \quad (1.1)$$

avec, $I_{CO(1-0)}$ en K km s^{-1} . Ou encore :

$$M_{mol} = \alpha_{CO} \times L_{CO}, \quad (1.2)$$

avec M_{mol} en M_\odot , α_{CO} le facteur de conversion en $M_\odot(\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^{-2})^{-1}$ et L_{CO} exprimé en $\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^{-2}$.

Le facteur de conversion peut être mesuré de plusieurs manières, notamment en considérant les hypothèses suivantes (cf. [Dickman et al. \(1986\)](#)) :

- L'émission de CO provient de nuages moléculaires indépendants. Le CO étant le plus souvent optiquement épais, cette hypothèse est valide si le nombre de nuages dans un beam du télescope est suffisamment faible, pour éviter que les nuages ne se superposent dans l'espace spectral et/ou spatial. Un trop grand nombre de nuages présents dans le beam du télescope aurait pour conséquence de sous-estimer la masse de H_2 présente.
- Les nuages moléculaires sont virielisés, c'est-à-dire que la masse moléculaire peut être déduite de la masse virielle M_{vir} ([Solomon et al. \(1987\)](#)) tel que :

$$M_{mol} = M_{vir} = \frac{3(5 - 2k)}{G(3 - k)} R \sigma^2, \quad (1.3)$$

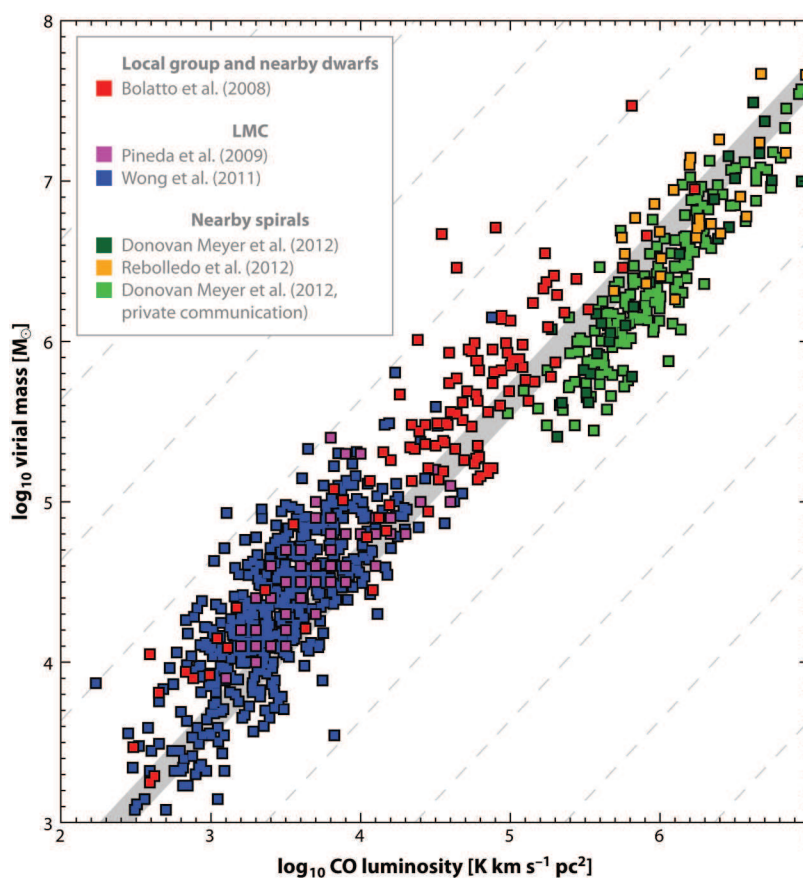
avec, G la constante gravitationnelle, k tel que la densité sphérique du nuage soit donnée par $\rho(R) \propto R^{-k}$ ($k=1$), σ la dispersion des vitesses 1D en km/s et R le rayon projeté du nuage en pc .

- La température de brillance T_B ne dépend que faiblement de la taille des nuages.
- La densité de surface moyenne des nuages est la même.
- Il existe une relation entre la taille des nuages et la largeur de la raie CO universelle. (Lois de Larson (Larson, 1981)) Cette relation ne peut être mesurée pour les galaxies extérieures au groupe local. Bolatto et al. (2008) ont étudié les relations suivantes : taille des nuages/largeur de raie, luminosité/taille et masse/luminosité pour un jeu de données concernant des nuages moléculaires géants (GMC) extragalactiques. Cette étude révèle que les propriétés des GMC sont comparables à celles des nuages moléculaires de la Voie lactée.

De nombreux relevés dans la Voie lactée, le grand nuage de Magellan (LMC) ainsi que dans d'autres galaxies du groupe local, trouvent à l'aide de cette technique des valeurs de X_{CO} comprises entre $1-4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}(\text{K km/s})^{-1}$. La figure 1.1 de Bolatto et al. (2013) montre la masse virielle M_{vir} en fonction de la luminosité du CO pour quelques-uns de ces relevés dans le groupe local. On remarque que cette relation est bien définie sur trois ordres de grandeur en luminosité, ceci pour environ une douzaine de systèmes.

De plus, cette technique ne prédit que la masse de H_2 dans les régions où le CO est présent alors même qu'une partie non négligeable de H_2 peut être présente en dehors de ces régions. Wolfire et al. (2010) indiquent que, dans les régions externes des nuages moléculaires où le carbone est présent sous forme C et C^+ (le CO est dissocié dans ces régions), le H_2 est protégé des photons UV par auto-écranage ou par écranage par les poussières. Ainsi, le H_2 est "sombre" dans ces régions, car il ne peut être mesuré par l'émission du CO (régions de photodissociations). Wolfire et al. (2010) remarquent dans leur modèle que la fraction de H_2 "sombre" présente dans les nuages est quasiment constante ($\sim 30\%$) tant que la métallicité ne varie pas trop. En effet, des variations de la métallicité peuvent faire varier l'extinction visuelle A_V mais également le taux de formation de H_2 à la surface des grains de poussières.

L'émission des poussières dans l'infrarouge constitue une alternative pour mesurer le facteur de conversion, dans la mesure où les poussières sont bien mélangées dans le gaz. Ainsi, en postulant que la masse des poussières présentes (mesurée par l'émission dans l'infrarouge) est proportionnelle à la masse du gaz total : $M_{poussieres} \propto M_{HI+H_2}$, le facteur de conversion peut être déduit par comparaison entre l'émission HI et la luminosité du CO. Leroy et al. (2011), par exemple, ont appliqué cette méthode pour des galaxies du groupe local et trouvent $X_{CO} = 1$ à $4.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}(\text{K km/s})^{-1}$ dans leur échantillon. Cette technique directe permet de mesurer le facteur de conversion X_{CO} , mais elle repose néanmoins sur l'émissivité des poussières, laquelle peut varier dans le milieu.

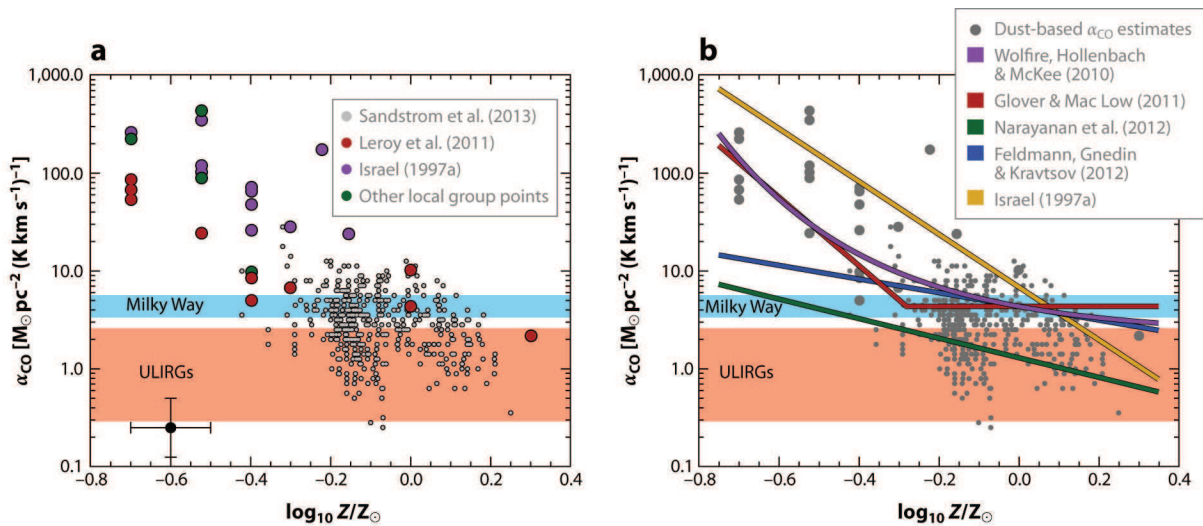


AR Bolatto AD, et al. 2013.
Annu. Rev. Astron. Astrophys. 51:207–68

FIGURE 1.1 – Figure de Bolatto et al. (2013). La masse virielle M_{vir} en fonction de la luminosité CO pour diverses études dans le groupe local. Les tirets indiquent un facteur de conversion galactique classique constant de $X_{CO} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$. Les zones grisées indiquent l'incertitude qui est de $\pm 30\%$ pour la Voie lactée.

Théoriquement, le facteur de conversion varie avec la métallicité. La composition chimique des nuages moléculaires, notamment leur quantité de carbone, peut varier et ainsi affecter le facteur de conversion. De plus, le rapport entre H_2 et CO au sein d'un nuage moléculaire dépend entre autres du flux UV ambiant, lequel peut dissocier les molécules. Le gaz atomique présent dans les couches plus hautes des nuages moléculaires ainsi que le H_2 peuvent écranter le flux UV et permettent ainsi d'avoir des molécules de CO dans les couches inférieures des nuages. Plus la métallicité est faible (ou plus le rapport entre poussière et gaz est petit), plus le CO se trouve enfouis dans le centre des nuages, jusqu'à totalement disparaître pour des métallicités faibles. L'émission du CO étant optiquement épais, l'émission mesurée sera moindre et le facteur de conversion sous-estimera la masse de H_2 présente en réalité. Ainsi, il est observé que le facteur de conversion augmente

pour des métallicités plus faibles (cf. [Boselli et al. \(2002\)](#)). La figure 1.2 de [Bolatto et al. \(2013\)](#) montre les effets de la métallicité sur le facteur de conversion mesuré avec l'émission des poussières dans quelques études ainsi que les prédictions de certains modèles (lignes continues dans le panneau de droite). Ainsi, pour une métallicité inférieure à $1/3-1/2Z_{\odot}$, le facteur de conversion augmente. [Bolatto et al. \(2013\)](#) recommandent l'application d'un facteur de conversion constant, celui déterminé dans la Voie lactée, pour les galaxies de même type : $X_{CO} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$ avec une incertitude de 30%. Cependant, le facteur de conversion reste mal contraint et il paraît important de garder à l'esprit que ce dernier peut varier au sein des galaxies (notamment au centre de certaines d'entre elles, où il peut diminuer) et entre les galaxies, pour les différentes raisons évoquées ici.



A Bolatto AD, et al. 2013.
Annu. Rev. Astron. Astrophys. 51:207–68

FIGURE 1.2 – Figure extraite de [Bolatto et al. \(2013\)](#) (Fig. 9). Le facteur de conversion mesuré à partir de l'émission des poussières en fonction de la métallicité. Les lignes continues bleues représentent le facteur de conversion recommandé dans la Voie lactée de $X_{CO} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$ et en orange celui recommandé pour les galaxies ULIRGs (ultra-lumineuses en infrarouge). À gauche en bas, les barres d'erreurs typiques sont représentées. À droite, les lignes en couleurs indiquent les prédictions de certains modèles, qui considèrent l'écrantage de photons UV dans les nuages moléculaires.

1.2 Formation stellaire dans les galaxies

Les nuages moléculaires sont les sites où la formation stellaire a lieu. En effet, les étoiles se forment principalement à partir du H_2 . Le gaz moléculaire constitue donc le carburant

nécessaire à la formation stellaire. Les mécanismes dynamiques clés qui prennent part au processus de formation stellaire sont : la turbulence, l'autogravitation du gaz et les champs magnétiques. Ces processus prennent place à des échelles spatiales différentes. La turbulence, notamment, permet de créer des sur-densités locales dans le MIS (scénario de création "top-down" des nuages moléculaires), ce qui va permettre aux nuages moléculaires de devenir autogravitant et donc de former des étoiles. Ainsi, il paraît naturel de lier la densité de surface du gaz moléculaire et/ou atomique (Σ_{H_2} ou Σ_{HI}) au taux de formation stellaire $\dot{\Sigma}_*$.

Il existe une grande variété de traceurs de la formation stellaire utilisant l'émission dans les bandes : FUV, NUV, H_α , IR de 3.6 à 250 μm , 1.4GHz, 2-10KeV, ainsi que des combinaisons de plusieurs d'entre elles (voir [Kennicutt & Evans \(2012\)](#)). L'UV lointain (FUV \sim 155 nm) provient des étoiles jeunes massives (O et B). Il permet de retracer la formation stellaire qui a eu lieu sur une période de \sim 100 millions d'années. L'UV proche (NUV \sim 230nm) permet quant à lui de retracer la formation stellaire sur \sim 200 millions d'années (ce qui entraîne des complications dues à la rotation du disque et donc à la perte de l'information de la provenance spatiale de l'émission). De plus, l'UV est très facilement atténué par les poussières présentes dans le MIS. Cependant, en ajoutant l'émission des poussières chauffées par le flux UV des étoiles jeunes, il est possible de trouver cette émission perdue qui est ré-émise par les poussières dans l'infrarouge ([Hao et al. \(2011\)](#); [Rieke et al. \(2009\)](#)). Ainsi, l'émission des poussières peut être retracée en considérant la luminosité totale en infrarouge, c'est-à-dire en intégrant le spectre entre 3 et 250 μm (TIR). [Galametz et al. \(2013\)](#), par exemple, ont utilisé un modèle d'émission des poussières ([Draine et al. \(2007\)](#)) afin de retracer la distribution spectrale d'énergie (SED) émise par les poussières chauffées par le flux UV, dans le but de calibrer les relations avec les bandes observées par les télescopes Herschel et Spitzer à 3.6, 8, 24, 70, 100, 160, 250 μm .

La raie du H_α provient du gaz ionisé et des régions HII de formation stellaire. Ainsi, elle retrace la formation stellaire sur une période de 10 millions d'années. [Kennicutt et al. \(2007\)](#) et [Calzetti et al. \(2007\)](#) ont combiné l'émission H_α au 24 μm pour retracer la formation stellaire en la comparant avec l'émission Paschen α ($Pa\alpha$ trace les photons ionisants) qui présente l'avantage de ne pas être affectée par l'extinction.

Dans certaines galaxies qui ont une métallicité plus faible, la quantité de poussière est également plus faible, entraînant alors une émission moindre dans les TIR. [Calzetti et al. \(2007\)](#) et [Leroy et al. \(2008\)](#) mettent ainsi en avant la nécessité d'avoir une combinaison

de traceurs IR et non IR. L'incertitude sur la formation stellaire déduite par ces méthodes reste néanmoins d'un facteur ~ 2 . De plus, la calibration de ces relations permettant de remonter au taux de formation stellaire repose sur la connaissance de la fonction de masse initiale (IMF), des modèles d'émissions des poussières et du taux de production des photons ionisants.

La relation de Schmidt-Kennicutt (KS) relie le taux de formation stellaire $\dot{\Sigma}_*$ au réservoir de gaz (Schmidt (1959), Schmidt (1963), Kennicutt (1989), Kennicutt & Chu (1988)). Ces études trouvent une relation de la forme $\dot{\Sigma}_* = A \times (\Sigma_g)^N$ avec $N = 1.4 \pm 0.15$ pour un échantillon comprenant des galaxies formant des étoiles à des taux comparables à la Voie lactée et aux galaxies qui forment des étoiles activement ("starburst galaxies") (cf. Kennicutt (1998)). De multiples études de cette relation ont été réalisées depuis, utilisant divers échantillons de galaxies et des données de résolutions spatiales variées (Wong & Blitz (2002); Kennicutt et al. (2007); Bigiel et al. (2008); Leroy et al. (2008), Leroy et al. (2013)). Ces travaux étudient également la relation KS pour le gaz moléculaire et trouvent une relation $\dot{\Sigma}_* = a \times (\Sigma_{H_2})^n$ avec un indice plus faible $n \sim 1$.

L'efficacité de formation stellaire du gaz (SFE en Gyr^{-1}) peut être calculée en considérant le taux de formation stellaire par masse de gaz disponible localement, c'est-à-dire :

$$SFE = \frac{\dot{\Sigma}_*}{\Sigma_{HI+H_2}}, \quad (1.4)$$

Cependant, puisque la formation stellaire a lieu dans les nuages moléculaires, il paraît plus adapté de considérer l'efficacité de formation stellaire par rapport au gaz moléculaire SFE_{H_2} :

$$SFE_{H_2} = \frac{\dot{\Sigma}_*}{\Sigma_{H_2}}. \quad (1.5)$$

Bigiel et al. (2011) ont comparé le taux de formation stellaire à la densité de surface du gaz Σ_{H_2} en considérant 30 galaxies spirales proches avec une résolution spatiale de 1 Kpc. Ils trouvent un temps de déplétion du gaz moléculaire $\tau_{dep}^{H_2} = (SFE_{H_2})^{-1}$ constant dans ces galaxies $\tau_{dep}^{H_2} \sim 2.35 \text{Gyr}$, ce qu'ils interprètent comme preuve que la formation stellaire opère de manière uniforme dans les nuages moléculaires. Dans la figure 1.3 de Bigiel et al. (2011), cette relation est comparée à d'autres mesures trouvées dans la littérature. Malgré les variations dans les traceurs de formation stellaire utilisés, les méthodes d'échantillonnages des données et les échelles physiques, le résultat obtenu semble être en accord avec leur résultat (avec néanmoins davantage de dispersion) (voir également Krumholz (2014)).

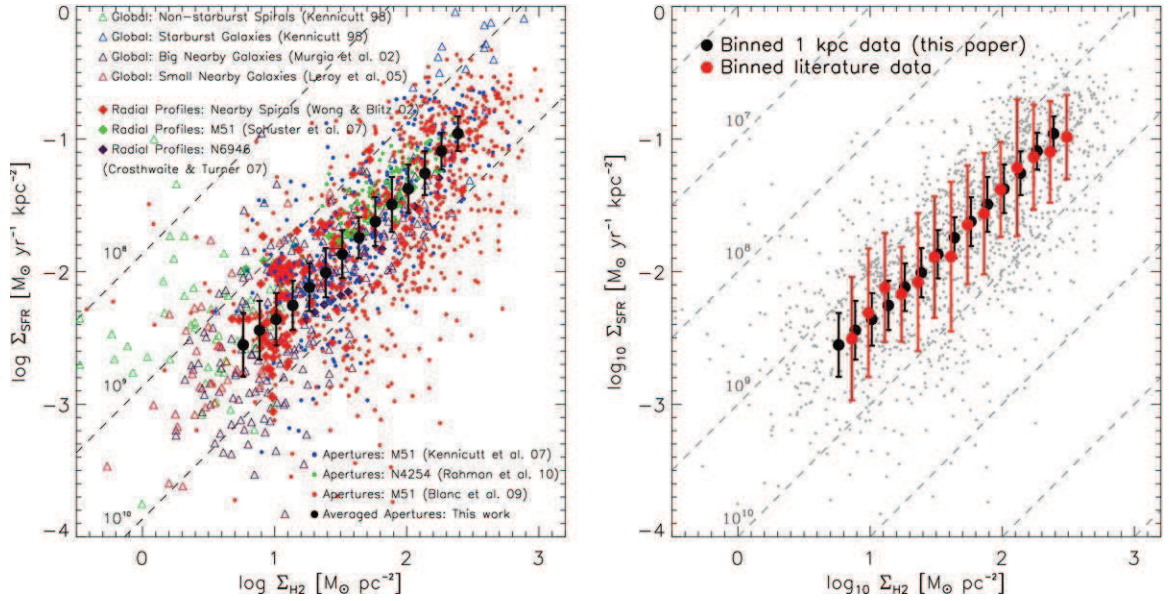


FIGURE 1.3 – Figure (3) de Bigiel et al. (2011). À gauche, le taux de formation stellaire $\dot{\Sigma}_{\star}$ en fonction de la densité de surface du gaz moléculaire Σ_{H_2} pour divers relevés, les lignes discontinues obliques montrent différents temps de déplétion du gaz moléculaire. À droite, idem avec les données échantillonnées, les points gris indiquant les mesures individuelles.

Le temps de déplétion τ_{dep} du gaz reflète le temps que la formation stellaire met pour consommer le réservoir de gaz. Ainsi, considérant ce temps comme étant de l'ordre de 2 milliards d'années, les galaxies ont besoin d'accréter du nouveau gaz pour maintenir la formation stellaire observée dans les galaxies de l'univers local ($\sim 1\text{-}10M_{\odot}/\text{ans}$ Kennicutt (1998)). Ce problème est connu sous le nom de dilemme de consommation de gaz (cf. Kennicutt (1983)). Fraternali & Tomassetti (2012) estiment que le taux d'accrétion de gaz suit de près le taux de formation stellaire et qu'il s'agit d'un facteur dominant de l'évolution des galaxies.

Quels sont les mécanismes capables d'amener du gaz dans les galaxies et quelle quantité de gaz est nécessaire pour maintenir la formation stellaire? Le taux de formation stellaire observé pouvant varier entre galaxies et au sein même d'une galaxie, ces questions sont encore débattues.

1.3 Accrétion de gaz

Des observations profondes du HI permettent de détecter directement le gaz froid accrété aux abords des galaxies. Cependant, il peut être difficile d'interpréter les structures dans le disque HI comme provenant de l'environnement extérieur ou résultant de l'évolution interne du disque. Néanmoins, les observations HI permettent de remonter à la cinématique des disques et donc à l'histoire de leurs interactions passées. En effet, la modélisation du HI dans les galaxies permet de retrouver les échelles de temps d'accrétion. [Sancisi et al. \(2008\)](#) exposent quatre indications observationnelles différentes de l'accrétion de gaz dans les galaxies :

- (1) la présence de galaxies naines riches en gaz ou de structures HI dans le voisinage de galaxies spirales.
- (2) le disque HI étendu de certaines galaxies formant un "warp" (changement d'inclinaison du disque HI avec le rayon par exemple NGC 4013, NGC 5055, NGC 5907 ou NGC 4565).
- (3) le disque HI de certaines galaxies présentant des asymétries à la fois spatiales et cinématiques.
- (4) l'observation de gaz en dehors du plan des galaxies (par exemple NGC 891).

La mesure de la fréquence des interactions avec des structures externes aux galaxies est limité par le nombre de relevés profonds HI de tel systèmes. Néanmoins, [Sancisi et al. \(2008\)](#) estiment une valeur minimale du taux d'accrétion observé par l'étude du gaz présent dans le voisinage des galaxies de $0.2 M_{\odot}/\text{ans}$. De plus, le gaz contenu dans le warp situé dans la périphérie des galaxies (qui contient entre 10^8 et jusqu'à $10^{10} M_{\odot}$ de HI) pourrait constituer un réservoir permettant de soutenir la formation stellaire. Néanmoins, la question de la manière dont ce gaz pourrait perdre du moment cinétique afin de s'écouler radialement vers le centre des galaxies reste une question ouverte et sans réponse réellement satisfaisante (bras spiraux et barres).

La formation stellaire présente dans le disque injecte de l'énergie dans le gaz par les supernovae, ainsi que par le flux UV, permettant ainsi de surélever une partie du gaz dans le halo de ces galaxies. Ce gaz surélevé par rapport au plan du disque va interagir avec le gaz chaud du halo ([Rasmussen et al. \(2009\)](#)), lequel va pouvoir se condenser et ainsi retomber sur le disque. Ce mécanisme a été proposé par [Shapiro & Field \(1976\)](#) et est connu sous le nom de fontaine galactique. Il permet d'expliquer en partie le gaz froid présent à haute latitude au-dessus du disque de certaines galaxies telles que NGC 891 où du gaz HI extra planaire est détecté jusqu'à 22 kpc au-dessus du disque stellaire (figure 1.4

de Oosterloo et al. (2007)). Néanmoins, une partie de ce gaz pourrait provenir du milieu

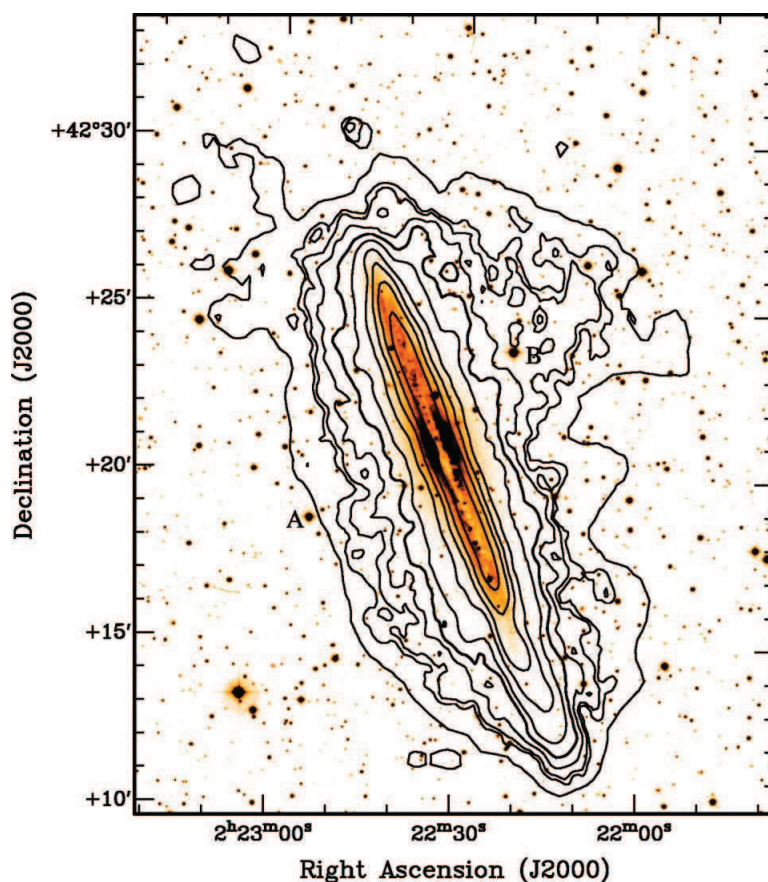


FIGURE 1.4 – Figure de Oosterloo et al. (2007). NGC 891 émission totale du HI. Le contour extérieur gris vient de données à 60 arc seconde avec un niveau de $0.005 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Les contours noirs proviennent de données à 30 arc seconde de résolution et sont placés à $0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, 2.0$ et $5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

intergalactique comme le suggère la faible métallicité observée dans les nuages à grande vitesse (HVCs) de la Voie lactée. De plus, la cinématique des halos de gaz présents dans certaines galaxies montre un gradient de vitesse négatif avec la hauteur du disque (par exemple NGC 891 : -15 km/s/kpc Oosterloo et al. (2007)). Cependant, des variations significatives de ce gradient de vitesse existent (HALOGAS Heald et al. (2011)) et les causes de telles variations ne sont pas comprises.

Pour NGC 891 cependant, Fraternali & Binney (2008) parviennent à expliquer cette cinématique en considérant que l'accrétion dans cette galaxie arrive sur le disque avec un moment angulaire plus faible et échange ainsi du moment angulaire avec le gaz poussé au-dessus du disque par la formation stellaire. Ils estiment, à l'aide de leur modèle de fontaine galactique avec accrétion, que seul 10 à 20% du gaz dans le halo provient du

milieu extérieur, ce qui entraînerait un taux d'accrétion de l'ordre du taux de formation stellaire pour les deux galaxies considérées (NGC 891 où la formation stellaire est de $\sim 3.8M_{\odot}/\text{ans}$ (Popescu et al. (2004)) et NGC 2403 qui a $\sim 1.2M_{\odot}/\text{ans}$). Néanmoins, les observations de halo HI de galaxies sont peu nombreuses car elles nécessitent une inclinaison proche de 90 degrés pour pouvoir être observées. De plus, la modélisation cinématique (passage de l'espace observable : vitesse, RA, DEC à l'espace 3D modélisé) de tels systèmes implique de nombreux paramètres libres qui sont dégénérés entre eux. Par exemple une légère inclinaison du disque pourrait avoir pour conséquence une diminution de la vitesse verticale au-dessus du disque.

Ainsi, pour étudier ces différents effets de l'évolution des galaxies, nous avons conçu un modèle permettant de modéliser des cubes de données HI ainsi que la cinématique HI de galaxies spirales. Ce modèle a été appliqué à de nouvelles observations HI de NGC 2683, une galaxie spirale fortement inclinée. Cette étude nous permet de recueillir des indications sur l'histoire d'accrétion de cette galaxie.

Cette thèse est structurée de la façon suivante : nous exposerons au *chapitre 2* les résultats obtenus avec le modèle cinématique de NGC 2683. Ces résultats ont été soumis en vue de publication dans le journal A&A. Le *chapitre 3* abordera l'évolution des galaxies dans les amas afin d'introduire notre étude sur les effets de la compression dans les galaxies perturbées. Dans le *chapitre 4*, nous développerons le modèle analytique ainsi que le modèle dynamique que nous avons utilisé. Nous présenterons nos observations, la réduction des données et compléterons l'étude sur la compression du milieu interstellaire dans le *chapitre 5*. Cette étude est soumise en vue de publication dans le journal A&A. L'intégralité du texte est consultable dans l'annexe A. Finalement, nos conclusions ainsi que les perspectives de ce travail seront données dans le *chapitre 6*.

Chapitre 2

Cinématique du HI de NGC 2683

2.1 Modélisation du disque HI de NGC 2683

De nouvelles données HI du VLA en configuration D de la galaxie spirale fortement inclinée NGC 2683 sont présentées dans l'article suivant. Des observations d'archive du VLA en configuration C leur ont été combinées pour aboutir à deux cubes de données, un cube haute résolution $19'' \times 18''$ et un cube basse résolution $61'' \times 51''$. La morphologie 3D du disque HI a ensuite été modélisée pour ces deux résolutions, puis des cubes de données ont été créés à partir de ces modèles. Alors que la basse résolution donne accès aux propriétés du disque étendu, la haute résolution permet de mieux contraindre la structure intérieure du disque HI. De multiples modèles 3D axisymétriques ont été élaborés afin de reproduire les cubes observés.

Notre modèle qui reproduisant au mieux les observations comporte : (i) un disque fin incliné de 80 degrés, (ii) une approximation grossière d'un bras spiral et/ou d'une barre par une distribution elliptique de la densité de surface du HI, (iii) un léger changement d'inclinaison avec le rayon entre 10 et 20 kpc, (iv) un évasement ("flare") exponentiel du disque qui augmente de 0.5 kpc à $R=9$ kpc à 4 kpc pour $R=15$, puis reste constant jusqu'à $R=22$ kpc et décroît ensuite pour $R>22$ kpc, (v) un anneau de gaz à faible densité de surface situé à 1.3 kpc au-dessus du disque.

La pente de l'évasement est comparable à celle d'autres galaxies spirales telles que celle de la Voie lactée, avec néanmoins une pente légèrement plus raide. La hauteur maximale de l'évasement du disque est également comparable celle d'autre galaxies spirales. Cependant,

la saturation de l'évasement du disque HI de NGC 2683 n'est en rien similaire à ce qui peut être observé dans d'autres galaxies.

La présence d'un halo étendu de HI au-dessus du disque fin et du disque optique de NGC 2683 (comme observé dans NGC 891 par exemple) a été testée avec les données haute résolution puis rejetée. En considérant l'équilibre hydrostatique vertical du gaz, la vitesse de dispersion vertical a été calculée. La vitesse turbulente élevée du gaz dans l'évasement du disque peut être expliquée par l'injection d'énergie dans la turbulence par divers mécanismes : (i) les supernovae, (ii) l'instabilité magnéto-rotationnelle, (iii) l'agitation du MIS causée par des sous-structures de matière noire, (iv) l'accrétion de gaz extérieur au système.

La présence de sous-structures complexes et d'un changement d'inclinaison du disque avec le rayon ("warp") laissent à penser que l'accrétion est la source majeure d'injection d'énergie dans la turbulence du disque de gaz externe.

Nous proposons un scénario dans lequel l'accrétion externe mène à la compression adiabatique turbulente du gaz, ce qui provoque l'augmentation de la vitesse turbulente de ce dernier et pourrait couper la formation stellaire dans le disque externe de gaz de NGC 2683.

2.2 Le disque HI de NGC 2683

Astronomy & Astrophysics manuscript no.
(will be inserted by hand later)

The flaring HI disk of the nearby spiral galaxy NGC 2683^{*}

B. Vollmer, F. Nehlig, R. Ibata

Observatoire astronomique de Strasbourg, UMR 7750, 11, rue de l'université, 67000 Strasbourg, France

Received / Accepted

Abstract. New deep VLA D array HI observations of the highly-inclined nearby spiral galaxy NGC 2683 are presented. Archival C array data were processed and added to the new observations. To investigate the 3D structure of the atomic gas disk, we made different 3D models for which we produced model HI data cubes. The main ingredients of our best fit model are (i) a thin disk inclined by 80° , (ii) a crude approximation of spiral and/or bar structure by an elliptical surface density distribution of the gas disk, (iii) a slight warp in inclination between $10 \text{ kpc} \leq R \leq 20 \text{ kpc}$ (decreasing by 10°), (iv) an exponential flare which rises from 0.5 kpc at $R = 9 \text{ kpc}$ to 4 kpc at $R = 15 \text{ kpc}$, stays constant until $R = 22 \text{ kpc}$, and decreases its height for $R > 22 \text{ kpc}$, and (v) a low surface density gas ring with a vertical offset of 1.3 kpc. The slope of NGC 2683's flare is comparable, but somewhat steeper than those of other spiral galaxies. NGC 2683's maximum height of the flare is also comparable with those of other galaxies. On the other hand, a saturation of the flare is only observed in NGC 2683. Based on the comparison between the high resolution model and observations we exclude the existence of an extended atomic gas halo around the optical and thin gas disk. Under the assumption of vertical hydrostatic equilibrium we derive the vertical velocity dispersion of the gas. The high turbulent velocity dispersion in the flare can be explained by energy injection by (i) supernovae, (ii) magneto-rotational instabilities, (iii) ISM stirring by dark matter substructure, or (iv) external gas accretion. The existence of the complex large-scale warping and asymmetries favors external gas accretion as one of the major energy sources that drives turbulence in the outer gas disk. We propose a scenario where this external accretion leads to turbulent adiabatic compression that enhances the turbulent velocity dispersion and might quench star formation in the outer gas disk of NGC 2683.

Key words. Galaxies: individual: NGC 2683 – Galaxies: ISM – Galaxies: kinematics and dynamics

1. Introduction

The neutral gas content of a spiral galaxy can roughly be divided into 3 components: the dense molecular disk, the atomic gas disk, and an atomic gas halo. Whereas the inner gas disk is extremely thin ($\sim 100 \text{ pc}$; e.g. Kalberla & Kerp 2009 for the Galaxy), the gas halo component, if present, is much more extended (a few kpc up to 22 kpc; Gentile et al 2013, Oosterloo et al. 2007) and contains about 15% of the galaxy's total gas content (NGC 891, Oosterloo et al. 2007; NGC 6946, Boomsma et al. 2008; NGC 253, Boomsma et al. 2005; NGC 4559, Barbieri et al. 2005; UGC 7321, Matthews & Wood 2003; NGC 2403, Fraternali et al. 2002; NGC 2613, Chaves & Irwin 2001; NGC 3198, Gentile et al. 2013; for a review see Sancisi et al. 2008). In edge-on systems, as NGC 891, the vertical extension of the halo gas is directly accessible.

Send offprint requests to: B. Vollmer, e-mail: Bernd.Vollmer@astro.unistra.fr

^{*} Based on NRAO VLA observations (A1134). The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

The halo gas typically shows differential rotation parallel to the disk plane. Compared to the disk, the halo gas rotation velocity is lower (Fraternali et al. 2002, Oosterloo et al. 2007). In some cases, radial gas inflow is detected (Fraternali et al. 2002, Zschaechner et al. 2012). Above the star forming disk the ionized component of the gas halo is detected in H α (e.g., Rossa & Dettmar 2003), radio continuum (e.g., Dahlem et al. 2006), and X-rays (e.g., Yamasaki et al. 2009).

It is not clear what role the halo gas plays in the ecosystem of a spiral galaxy:

- above the starforming disk galactic fountains (Shapiro & Field 1976, Fraternali & Binney 2006) may play a dominant role. The disk gas is lifted into the halo by stellar winds and supernova explosions, cools there, and finally falls back onto the galactic disk.
- the gas lifted by galactic fountains may interact with a pre-existing hot ionized halo leading to enhanced gas condensation and gas backfall.
- accretion of intergalactic gas may add gas to the halo component. This accretion can be in form of the merg-

2

Vollmer, Nehlig, Ibata: The flaring HI disk of NGC 2683

ing of small gas-rich satellites (van der Hulst & Sancisi 2005).

The latter scenario is corroborated by the detection of faint gaseous tidal streams in a considerable fraction of local spiral galaxies (Sancisi et al. 2008).

The HI disk of spiral galaxies is often warped and flares beyond the optical radius, i.e. its thickness increases exponentially. Flares are detected in the Galaxy (Kalberla & Kerp 2009), M 31 (Brinks & Burton 1984), and a sample of edge-on spiral galaxies (O’Brien et al. 2010, Zschaechner et al. 2012). Whereas warps are ubiquitous in spiral galaxies in which the HI disk is more extended than the optical disk (Garcia-Ruiz et al. 2002), flaring gas disks are common, but not ubiquitous: for the modelling of the HI observations of NGC 5746 (Rand & Benjamin 2008) and NGC 4559 (Barbieri et al. 2005), a flaring gas disk is not necessary. According to van der Kruit (2007), the inner flat disk and the outer warped (and in some cases flared) disk are distinct components with different formation histories. The inner disk forms initially and the warped outer disk forms as a result of much later infall of gas with a higher angular momentum in a different orientation.

To further investigate the role of the gas disk beyond the optical disk and gas halos for the evolution of a spiral galaxy, NGC 2683 is a good candidate. Its basic parameters are presented in Table 1. This highly-inclined spiral galaxy is located at a distance of 7.7 Mpc. Within the galaxy a distance of 1 kpc thus corresponds to $27''$. Deep VLA D array observations with a resolution of $\sim 1'$ are ideal to probe its neutral gas halo. Casertano & van Gorkom (1991) observed NGC 2683 during 1h with the VLA in D array configuration. They found neutral hydrogen extending more than twice as far as the visible light on both sides of the galaxy. The gas distribution is fairly symmetric and close to the plane of the optical disk. The derived rotation curve peaks at about 215 km s^{-1} at ~ 3 kpc from the galaxy center and then decreases monotonically. Kuzio de Naray et al. (2009) found a multi-valued, figure-of-eight velocity structure in the inner $45'' = 1.7$ kpc of the long-slit spectrum of NGC 2683 and twisted isovelocity contours in the velocity field. They argued that these features together with boxy galaxy isophotes are evidence for the presence of a bar in NGC 2683.

In this article we revisit NGC 2683 which we observed during 9h in the HI 21cm line with the VLA in D configuration. We also reduced archival C array observations which were added to our data. The article is structured in the following way: the observations are presented in Sec. 2; the results are given in Sec. 3. The 3D kinematically modelling of the galaxy is described in Sec. 4 followed by the modelling results. We discuss our findings in Sec. 6 and give our conclusions in Sec. 7.

2. Observations

NGC 2683 was observed in December 2009 during 9h with the Very Large Array (Napier et al. 1983) in D array

Table 1. Basic parameters of NGC 2683

type	Sb	
m_B^0	9.84 mag	(de Vaucouleurs et al. 1976)
D_{25}	$9.3' = 20.8$ kpc	(Nilson 1973)
distance	7.7 Mpc	(Tonry et al. 2001)
M_B	-19.59 mag	
$v_{\text{rot}}^{\text{max}}$	215 km s^{-1}	(Casertano & van Gorkom 1991)
M_*	$0.8 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$	(Irwin et al. 1999)
l_B	$0.81' = 1.8$ kpc	(Kent 1985)
$l_{K'}$	$0.67' = 1.5$ kpc	(this paper)
M_*	$3.6 \times 10^{10} M_{\odot}$	(this paper)
$M_{*,\text{disk}}$	$2.6 \times 10^{10} M_{\odot}$	(this paper)

configuration. We used 0542+498 as flux calibrator. The phase calibrator 0909+428 was observed for 2.5min every 30min. The total bandwidth of 3.125 MHz was divided into 128 channels with a channel separation of 5.16 km s^{-1} . Of the available 22 antennas 20 were EVLA antennas. To avoid closure errors on the VLA-EVLA baselines, an alternative 'channel 0' was created for the initial calibration stage. Subsequent calibration was effected using VLA standard calibration procedures. Fifteen line-free channels were selected for continuum subtraction. The maps were generated with natural weighting to maximize sensitivity. We obtained an rms noise level of 1 mJy/beam in a 5 km s^{-1} channel. The resolution is $61'' \times 51''$.

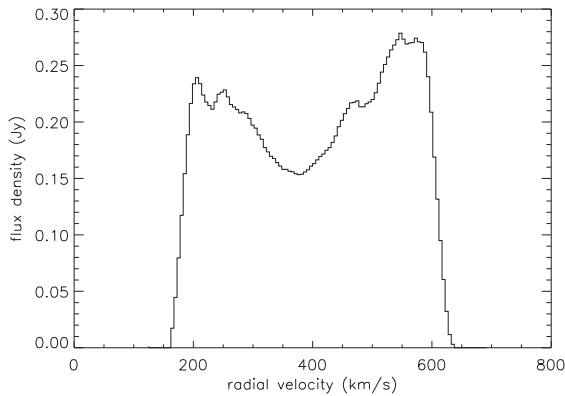
In addition, 8.5h of archival C array data were reduced by us. The total bandwidth of 3.125 MHz was divided into 64 channels with a channel separation of 10.3 km s^{-1} . Calibration was done using VLA standard calibration procedures. The maps were generated with a weighting between natural and uniform (ROBUST=1). An rms noise level of 0.4 mJy/beam in a 10.3 km s^{-1} channel was obtained with a resolution of $19'' \times 18''$.

In a last step the C and D array observations were combined into a single data set. With a ROBUST=1 weighting leading to a resolution of $21'' \times 20''$, we obtained an rms noise level of 0.3 mJy/beam assuming a linewidth of 10.3 km s^{-1} channel. The cube was clipped at a flux density of 2.0 mJy/beam or 7 times the rms. Linear fits were made to the line-free channels of each spectrum. These baselines were then subtracted from the spectra. The HI column densities corresponding to the rms noise levels in individual channel maps are given in Table 2. For the creation of the moment0 map a boxcar smoothing of $7 \times 7 \times 7$ pixels ($49'' \times 49'' \times 36 \text{ km s}^{-1}$) was applied to the data cube and voxels of the smoothed cube with flux densities lower than $1/0.3 \text{ mJy/beam}$ for the D/C+D array data were blanked. The same voxels were then blanked in the original data cube before the generation of the moment0 map. The primary beam correction was then applied to the moment0 maps. At the end, the primary beam correction was applied to the channel maps. For the comparison with our models, we smoothed the D array data cube to the spectral resolution of the C+D array data cube (10.3 km s^{-1}).

We made continuum maps from the line-free channels of the HI data cube. However, due to the small num-

Table 2. HI observations and the combined data cube

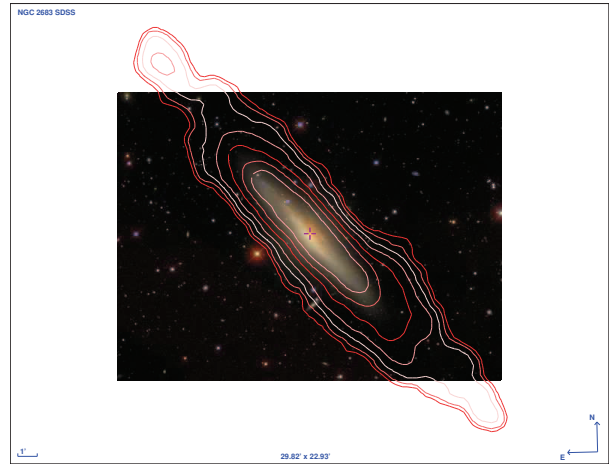
Date	December 2009	May 2004	
Array	D	C	CD
Duration	9h	8.5h	17.5h
Bandwidth	3.125 MHz	3.125 MHz	3.125 MHz
Number of channels	128	64	64
central velocity ^a	412 km s ⁻¹	412 km s ⁻¹	412 km s ⁻¹
velocity resolution	5.16 km s ⁻¹	10.30 km s ⁻¹	10.30 km s ⁻¹
FWHP restoring beam	61'' × 51''	19'' × 18''	21'' × 20''
rms noise in channel maps	1.0 mJy/beam	0.4 mJy/beam	0.3 mJy/beam
equivalent HI column density	2 × 10 ¹⁸ cm ⁻²	1.3 × 10 ¹⁹ cm ⁻²	8 × 10 ¹⁸ cm ⁻²

^a heliocentric, optical definition

Fig. 1. Integrated HI spectrum of NGC 2683 from the VLA D array observations.

ber of line-free channels our 20cm continuum image has a high rms noise level of 0.35 mJy/beam at a resolution of 60'' compared to the rms noise level of 1 mJy/beam in a 5.16 km s⁻¹ channel (Table 2). On this image only the inner starforming disk of $\sim 4'$ diameter is visible.

3. Results

We extracted an integrated spectrum from the area containing line emission (Fig. 1). The total line flux is $F_{\text{HI}} = 101.4 \text{ Jy km s}^{-1}$. This is coincidentally equal to the line flux corrected for self-absorption, but higher than the pointing/extension corrected line flux of $F_{\text{HI}} = 87.6 \text{ Jy km s}^{-1}$ from Springob et al. (2005). With a distance of 7.7 Mpc this corresponds to a total HI mass of $M_{\text{HI}} = 1.42 \times 10^9 M_{\odot}$. The line flux of the C array data is $F_{\text{HI}} = 73.8 \text{ Jy km s}^{-1}$ corresponding to $M_{\text{HI}} = 1.03 \times 10^9 M_{\odot}$. The integrated line profile is asymmetric with a 16% higher peak flux density on the receding side. The linewidths at 20% and 50% of the peak flux density are $W_{20} = 450 \text{ km s}^{-1}$ and $W_{50} = 426 \text{ km s}^{-1}$. With a systemic velocity of 415 km s⁻¹ (Casertano & van Gorkom 1991), the approaching and receding sides of the galactic disk contain equal amounts of atomic gas. The channel maps of the D array and combined C+D array observations are presented in Appendix B.


Fig. 3. HI contours on the SDSS color image of NGC 2683 (copyright 2006 Michael R. Blanton & David W. Hogg). The contour levels are $(2,4,8,16,32,64,128) \times 10 \text{ mJy/beam km s}^{-1}$ or $2.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$.

3.1. HI gas distribution

The distribution of atomic hydrogen of NGC 2683 is presented in Fig. 2. As already shown by Casertano & van Gorkom (1991), the atomic hydrogen is distributed over a diameter of 26.5', i.e. almost 3 times the optical diameter (Fig. 3). The overall structure is that of an inner disk of high column density gas ($\sim 9'$ diameter) and an extended low column density vertically extended structure. We will show that a part of this vertical extent is caused by the projection of a flaring gas disk. Whereas the high column density gas disk is thin, the low column density gas is more extended in the vertical direction.

The thin gas disk appears significantly bent. Whereas the southwestern part of the high column density gas disk at a distance of 3.5' from the galaxy center bends away from the major axis to the south, the northeastern part slightly bends to the north. This warping is reversed at distances between 3.5' and 8' from the galaxy center, i.e. at these distances the northeastern and southwestern parts bend towards the major axis. The projected disk thickness increases slightly with increasing distance from the galaxy center. At distances larger than 8', the vertical projected

4

Vollmer, Nehlig, Ibata: The flaring HI disk of NGC 2683

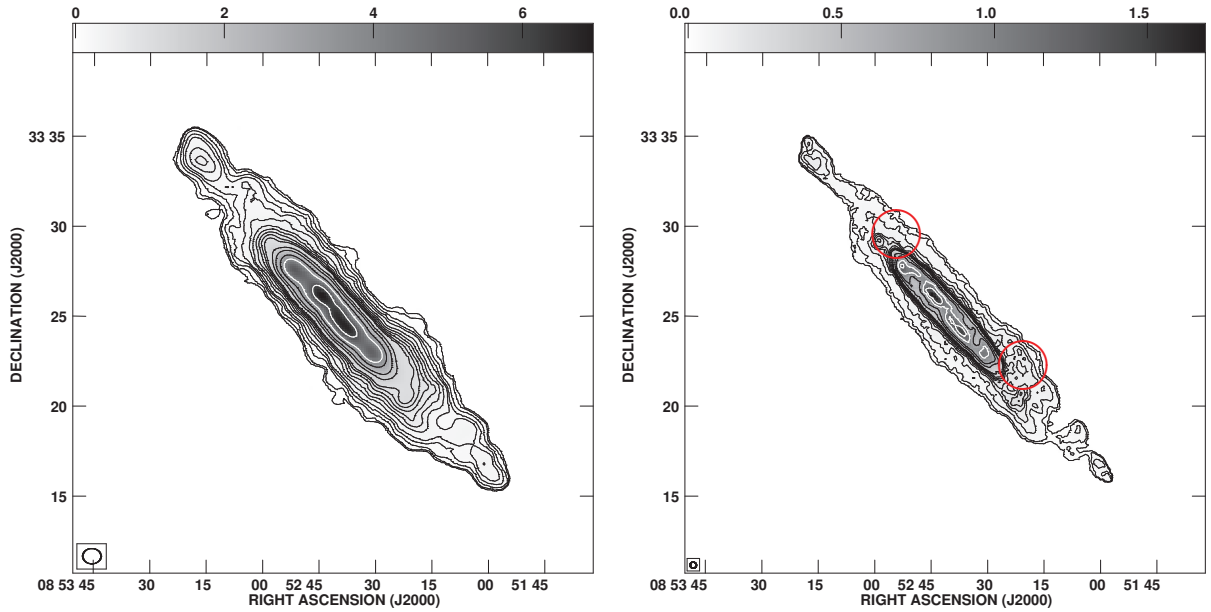


Fig. 2. HI gas distribution of NGC 2683. Left panel: from the D array observations. The beam size is $61'' \times 51''$. The contour levels are $(1, 2, 4, 6, 8, 12, 16, 20, 24, 28, 32, 48, 64, 96, 128, 192, 264, 392) \times 30$ mJy/beam km s^{-1} or 1.1×10^{19} cm^{-2} . The horizontal wedge is in units of Jy/beam km s^{-1} . Right panel: from the C+D array observations. The beam size is $21'' \times 20''$. The contour levels are $(2, 4, 6, 8, 12, 16, 20, 24, 28, 32, 48, 64, 96, 128, 192, 264, 392) \times 10$ mJy/beam km s^{-1} or 2.6×10^{19} cm^{-2} . Grayscales are in units of Jy/beam km s^{-1} . As in Casertano & van Gorkom (1991) we deliberately have suppressed the enhanced noise due to the primary beam correction (for comparison see Figs. 11, 12, B.3, and B.5).

thickness of the gas disk decreases rapidly. At the extremities of the gas disk, at distances of $\sim 11.5' = 26$ kpc, two distinct gas blobs are present. The northeastern blob has a twice as high column density than the southwestern one. In the higher resolution C+D array image the southwestern part of the gas disk (08 52 20, +33 22 00, shown by a red circle in the right panel of Fig. 2), has significant substructure. The gas mass within the depicted area is approximately $6 \times 10^7 M_{\odot}$. The mass excess compared to the opposite side of the galactic disk (08 52 55, +33 30 00, shown by a second red circle in the right panel of Fig. 2) is about $1.5 \times 10^7 M_{\odot}$.

3.2. HI kinematics

The velocity field of highly-inclined galaxies cannot be used to derive the kinematical parameters (e.g., Kregel & van der Kruit 2004) which have to be derived directly from the data cube. We derived the rotation curve of NGC 2683 from the position velocity diagram along the major axis and validated it with our 3D model (Sect. 4). To search for counter-rotating gas and determine the rotation curve, we decreased the rms noise level in the position velocity diagrams by smoothing the velocity axis with a boxcar function of a width of 3 pixels or 15.5 km s^{-1} . The position velocity diagram along the major axis from the D array data is presented in Fig. 4. We did not observe any counter-rotating gas. To derive the rotation curve from

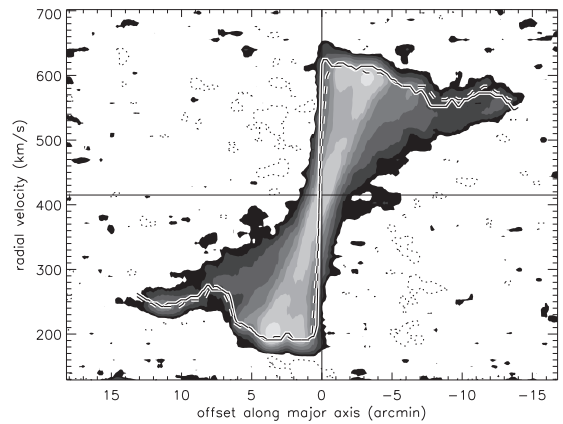


Fig. 4. Position velocity diagram along the major axis from the D array observations. At each position along the major axis, the largest velocities trace the rotation curve at that radius (solid line). The dashed line shows the rotation velocity derived with the envelope-tracing method. The grayscale levels are $(-1, 1, 2, 4, 8, 16, 24, 32, 64, 132) \times 1$ mJy/beam.

the position velocity diagram, we assumed that the neutral hydrogen moves in circular orbits and that the largest velocities trace the rotation curve at a given radius. The envelope-tracing method (Sofue & Rubin 2001) makes use of the terminal velocity in a position velocity diagram

along the major axis. The rotation velocity v_{rot} is derived by using the terminal velocity v_t :

$$v_{\text{rot}} = (v_t - v_{\text{sys}}) / \sin i - \Delta, \quad (1)$$

where $\Delta = (\sigma_{\text{obs}}^2 + \sigma_{\text{ISM}}^2)^{\frac{1}{2}} = 11.3 \text{ km s}^{-1}$ with $\sigma_{\text{ISM}} = 10 \text{ km s}^{-1}$ and $\sigma_{\text{obs}} = 5.16 \text{ km s}^{-1}$, the velocity dispersion of the interstellar medium and the velocity resolution of the observations, respectively.

We adopted a similar approach: the spectra along the major axis were decomposed into Gaussian profiles after clipping at a level of 2 mJy/beam. The maximum/minimum peak velocities of the Gaussian decompositions were then adopted as rotation velocities on the approaching/receding side of the galaxy and corrected for an inclination of 83° (see Sect. 4)¹. Moreover, we set $\Delta = 15.5 \text{ km s}^{-1}$. The derived velocity curve (solid line in Fig. 4) is very similar to those obtained with the envelope-tracing method (dashed line in Fig. 4) and derived by Casertano & van Gorkom (1991; Fig. 2).

Position velocity diagrams parallel to the minor axis (positions are shown in the upper panels of Fig. 15) are presented in Figs. 11 and 12. Almost all position velocity diagrams are asymmetric. In the inner gas disk, emission of higher surface brightness is found toward positive/negative offsets at the receding/approaching side of the galactic disk (p6/p4). Low surface brightness emission of highest velocities is found toward positive offsets at the approaching side (pv4), whereas the envelope of the emission distribution at the receding side is quite symmetric (pv6). At intermediate radii of the receding side (pv7 and pv8) emission of highest surface brightness is found toward negative offsets. At intermediate radii of the approaching side (pv2 and pv3) most emission is found toward positive offsets. In the outer part of the disk (pv1 and pv9) the emission is shifted toward positive offsets.

4. 3D modelling

We developed an IDL code to construct 3D data cubes with properties identical to the observed data cubes (D and C+D array data) from these model gas distributions. The sensitivity limits of our observations were also applied to the model cubes.

For the 3D modelling we used a symmetrized mean rotation velocity (lower panel of Fig. 5) which we obtained by the Gaussian decomposition of the spectra along the major axis corrected by inclination (lower panel of Fig. 5). The rotation curve is consistent with that derived by Casertano & van Gorkom (1991). It is flat (220 km s^{-1}) up to a galactic radius of $\sim 10 \text{ kpc}$. The rotation velocity declines to a value of 160 km s^{-1} at 18 kpc and then rises to 200 km s^{-1} at a galactic radius of 26 kpc.

¹ Up to 30 Gaussian components were fitted to reproduce the spectra. In the inner disk 15-25 components were needed whereas in the outer disk 3-10 components were sufficient to fit the HI spectra.

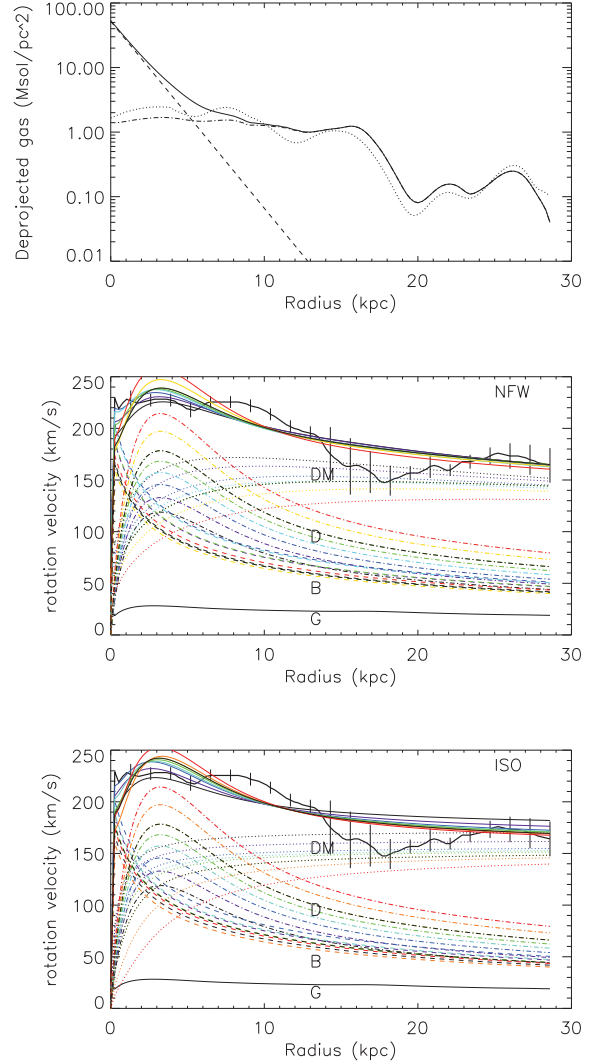


Fig. 5. Radial profiles of NGC 2683. Upper panel: deprojected total (solid), atomic (dash-dotted), and assumed molecular (dashed) gas surface density based on SEST CO-line observations (see Sect. 4). The dotted line represents the symmetric deprojected HI profile obtained from the method of Warmels (1988). Lower panel: observed and modelled rotation curve (solid), component due to the stellar bulge and disk (dashed), gas (dash-dotted), and dark matter halo (dotted). The colors indicate different K' band mass-to-light ratios from blue (0.5) to red (1.3).

Following Warmels (1988) we derived the deprojected HI surface density using the symmetric rotation curve and the major axis position velocity diagram. First, the so-called strip integral was calculated by integrating the HI column density map perpendicularly to the major axis, as defined by the dynamical center and position angle of the stellar disc. The approaching and the receding sides of this

strip integral are deprojected separately, using the iterative deconvolution method of Lucy (1974). The iteration process was halted at the point when

$$\sqrt{\frac{(\Sigma_{\text{HI}} - \Sigma_{\text{model}})^2}{\Sigma_{\text{HI}}^2}} < 10^{-5}, \quad (2)$$

where Σ_{HI} and Σ_{model} are the observed and modelled HI surface densities. The profiles of the approaching and receding sides were averaged to yield a mean radial HI profile which is presented as a dotted line in the upper panel of Fig. 5. The total HI mass of the model is consistent with our observations. As in most nearby spiral galaxies, the deprojected HI surface density is about constant within the optical radius (see, e.g., Leroy et al. 2008). Its value of $\sim 2 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ is remarkably low compared to the typical value of $\sim 10 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ in nearby spiral galaxies: in the sample of Leroy et al. (2008) only NGC 3351 and NGC 2841 show such low surface densities within the optical disk. The inner surface density profile shows two peaks corresponding to an inner and outer ring structure at radii of 3 and 8 kpc. For larger radii the surface density decreases monotonically until 20 kpc, before rising again towards a peak at 26 kpc. We interpret and model the latter maximum as an HI ring at the extremity of the gas disk.

The gas surface density is the sum of the atomic and molecular gas surface densities assuming a Galactic CO-H_2 conversion factor (upper panel of Fig. 5). For the molecular gas surface density we used the SEST CO(1-0) line flux of Elfhag et al. (1996) and assumed an exponential distribution with a scale length of the stellar disk $40'' = 1.5 \text{ kpc}$, as observed in local spiral galaxies (Leroy et al. 2008). This lead to a central surface density of molecular gas of $40 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ (lower panel of Fig. 5). The atomic-to-molecular mass ratio of NGC 2683 is about 5. This ratio is located at the lower end of the atomic-to-molecular mass ratio distribution for Sb galaxies (Fig. 4 of Young & Scoville 1991).

For the mass modelling of NGC 2683 we applied GALFIT (Peng et al. 2002) to the 2MASS K' image to obtain surface brightness profiles for the bulge and disk components of NGC 2683. The derived parameters (central surface density Σ_0 , surface density at the effective radius of the Sersic profile² Σ_e , scale length l , effective radius R_e of the Sersic profile, Sersic index n , and total stellar mass M_* assuming a K' band mass-to-light ratio of 1.0) are given in Table 3. The K' band stellar disk scale-length is $l_* = 1.5 \text{ kpc}$, a small value for a rotation velocity similar to that of the Galaxy or galaxies of comparable rotation velocities (Fig. 8 of Courteau et al. 2007). The decomposition of the rotation curve for different K' band mass-to-light ratios from 0.5 to 1.3 is shown in the lower panel of Fig. 5. Whereas the fit of the exponential disk is robust, the fit of the bulge component somewhat depends on the initial conditions that were used in GALFIT. After inspec-

² The Sersic profile is given by $\Sigma = \Sigma_e \exp(-\kappa((R/R_e)^{1/n} - 1))$ with $\kappa = 2n - 0.331$.

tion of the residual image we are confident that the mass profile is reproduced within the given errors (Table 3).

We assumed the dark matter halo to be cored isothermal with the following density distribution:

$$\rho(R) = \frac{\rho_0}{1 + (R/R_0)^2}, \quad (3)$$

where ρ_0 is the central density and R_0 the core radius. Alternatively, we used an NFW profile (Navarro et al. 1996):

$$\rho(R) = \frac{\rho_0}{\frac{R}{R_s} (1 + \frac{R}{R_s})^2}, \quad (4)$$

where ρ_0 is the central density and R_s the scale radius. For a given K' band mass-to-light ratio $M/L_{K'}$ for the bulge and the disk, the halo central density and core radius were determined by minimizing χ^2 between the model and observed rotation curves. We calculated χ^2 for a grid of $(M/L_{K'})_{\text{bulge}}$, $(M/L)_{\text{disk}}$, ρ_0 , and R_0 yielding

- for the cored isothermal halo ($\chi^2 = 3.10$): $(M/L_{K'})_{\text{bulge}}=1.4$, $(M/L_{K'})_{\text{disk}}=0.9$, $\rho_0 = 0.16 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ and $R_0 = 2.0 \text{ kpc}$.
- for a NFW halo ($\chi^2 = 3.63$): $(M/L_{K'})_{\text{bulge}}=1.2$, $(M/L_{K'})_{\text{disk}}=0.9$, $\rho_0 = 0.03 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ and $R_0 = 7.5 \text{ kpc}$.

based on the χ^2 values, the cored isothermal halo is the preferred model.

For our modelling, we adopted a mass-to-light ratio of $M/L_{K'} = 1.4$ for the bulge and $M/L_{K'} = 0.9$ for the disk component. The latter value is compatible with the value of 0.8 given by Bell et al. (2003; appendix B). However, it is situated at the very high end of the $M/L_{K'}$ distribution determined by the DiskMass Survey (Fig. 1 of Martinsson et al. 2013). Smaller values of the mass-to-light ratio lead to gas velocity dispersions lower than typically observed in the inner disks of nearby spiral galaxies (Tamburro et al. 2009; see Sect. 6.3).

The GALFIT absolute magnitude of $M_{K_s} = 6.328 \pm 0.017$ is consistent with the value of $M_{K_s} = 6.30 \pm 0.01$ from the 2MASX catalog (Skrutskie et al. 2006). The disk/bulge decomposition gave disk and bulge masses of $2.6 \times 10^{10} \text{ M}_{\odot}$ and $1.2 \times 10^{10} \text{ M}_{\odot}$, respectively. We thus determined a total stellar mass of $M_* = 3.8 \times 10^{10} \text{ M}_{\odot}$. This is quite low for a rotation velocity of 220 km s^{-1} (Fig. 8 of Courteau et al. 2007).

To investigate the 3D structure of the atomic gas disk, we made different 3D axisymmetric models for which we produced model HI data cubes. These models have the following components:

- a thin gas disk with a thickness of 500 pc (TD),
- a radially decreasing velocity dispersion (Vd),
- an asymmetric disk structure (E),
- a possible warp in inclination and position angle of the thin disk (PA, INC),
- different gas flares at galactic radii larger than 9 kpc (F0-F3; Fig. 10),

Table 3. GALFIT derived model parameters of NGC 2683

	$M/L_{K'}$	Σ_e/Σ_0 ($M_\odot \text{pc}^{-2}$)	R_e/l (kpc)	n	M_* ($10^{10} M_\odot$)	axis ratio
bulge	1.4	184 ± 4	1.68 ± 0.07	5.20 ± 0.09	1.20 ± 0.02	0.7
disk	0.9	1825 ± 43	1.50 ± 0.01	1.0	2.58 ± 0.05	-

- an outer gas ring ($R > 25$ kpc),
- a gas halo around the inner disk (H), and
- a vertically lagging rotation velocity (L).

For the inclination angle of the galactic disk we set $90^\circ \leq i \leq 60^\circ$. The comparison of the model position velocity diagrams with those of the high-resolution C+D array data showed that $i = 83^\circ$ is the best choice for the inner high surface density disk. In addition, it turned out that $i = 87^\circ$ for the outer HI ring ($R > 24$ kpc) led to the best resemblance between the model and observed gas distributions (column TD in Fig. A.2). For galactic radii between 10 and 24 kpc we considered warps in inclination and position angle.

In order to reproduce the emission distribution in the D array channel maps close to the systemic velocity (Fig. B.4), we introduced a turbulent velocity dispersion which increases toward the galaxy center:

$$v_{\text{turb}} = 10 + 10 \exp(-(R/4 \text{ kpc})^2) \text{ km s}^{-1}. \quad (5)$$

For the flare, we assumed four characteristic radial profiles of the disk height $H = FWHM/2$ (Fig. 10):

$$\rho(z) = \Sigma_0(R) \text{sech}(1.3 z/H(R)), \quad (6)$$

where $\Sigma_0(R)$ is the surface density in the midplane. We also tried an exponential and a sech^2 (isothermal) dependence of the vertical density structure (see Sect. 4.3).

For radii larger than $R = 10.5' = 23.5$ kpc, i.e. the low surface density ring, the disk plane is shifted vertically by $35'' = 1.3$ kpc. This was necessary, because the two HI emission blobs at the extremities of the galactic gas disk are offset from the galaxy's major axis (see Sect. 3.1).

4.1. Asymmetric structure of the disk

Since the observed asymmetries in the position velocity diagrams (Sect. 3.2) cannot be reproduced with an axisymmetric model, we modelled the inner gas disk with elliptical isodensity annuli. This choice is motivated by the existence of another non-axisymmetric structure in NGC 2683, a galactic bar within $R = 2$ kpc = $54''$ (Kuzio de Naray et al. 2009). Since the observed HI asymmetries extend over more than $6' = 13$ kpc in radius, a physical link between the inner bar structure and outer elliptical annuli is not obvious, though.

The size of the major axis of the elliptical component is $a = 15$ kpc and the axis ratio is $b/a = 2/3$. We varied the angle between the major axis and the plane of the sky up to 90° in steps of 10° . It turned out that an angle of 30° reproduced our observations in a satisfying way (column

TD+E in Figs. A.1 and A.2). This is similar to the result of Kuzio de Naray et al. (2009) who found the bar to be closer to side-on than end-on. The approximate alignment between the two structures might occur by chance or indicate a common pattern speed of the bar and the outer non-axisymmetric gas structure, i.e. a dynamical coupling between the two structures.

The resulting face-on projection of the gas distribution is presented in Fig. 6. The resulting surface brightness profile (dash-dotted line in the upper panel of Fig. 5) does not differ significantly from the initially symmetric deprojected profile. The elliptical structure of the inner gas disk might be interpreted as a crude approximation to spiral and/or bar structure (for more sophisticated models see Kamphuis et al. 2013). This corresponds to an $m=2$ distortion which can be measured by a Fourier decomposition of the HI distribution (e.g., Bournaud et al. 2005). Compared to the THINGS sample (Walter et al. 2008), NGC 2683 resembles (i) the irregular galaxy NGC 4214, which shows an inner bar-like HI structure within a symmetric disk, (ii) the Sab galaxy NGC 4736, which shows an inner HI ring with a different position angle than the main disk, and (iii) the Sc galaxy NGC 628, which shows an inner bar structure mainly in CO. If the elliptical structure is mainly due to a bar, we expect a distorted velocity field, i.e. the 3D velocity vectors are approximately tangential to the isophotes of the bar (Pérez et al. 2004). If it is mainly due to spiral arms, we expect a much less distorted velocity field.

The influence of velocity distortions on our model is shown in Fig. 7 where the position velocity diagrams of a disk model with an elliptical component and a velocity field following the bar isophotes is shown for different ellipticities and different angles between the bar's major axis and the plane of the sky. Whereas the inclusion of an asymmetric velocity field improves the resemblance of pv3, it worsens the resemblance of pv5, pv6, and pv7 to observations. Small velocity distortions are present in the inner disk of NGC 2683, because we observe an asymmetric position velocity diagram in the center of NGC 2683 (pv 5). However, the observed amplitude of the asymmetry is much smaller than that of the models. We thus conclude, that the velocity field of the elliptical component is rather symmetric.

4.2. The disk warp

Can the projected thickness of the HI disk be caused by a warp of the thin disk? To answer this question, we chose five characteristic inclination and four position angle pro-

8

Vollmer, Nehlig, Iбата: The flaring HI disk of NGC 2683

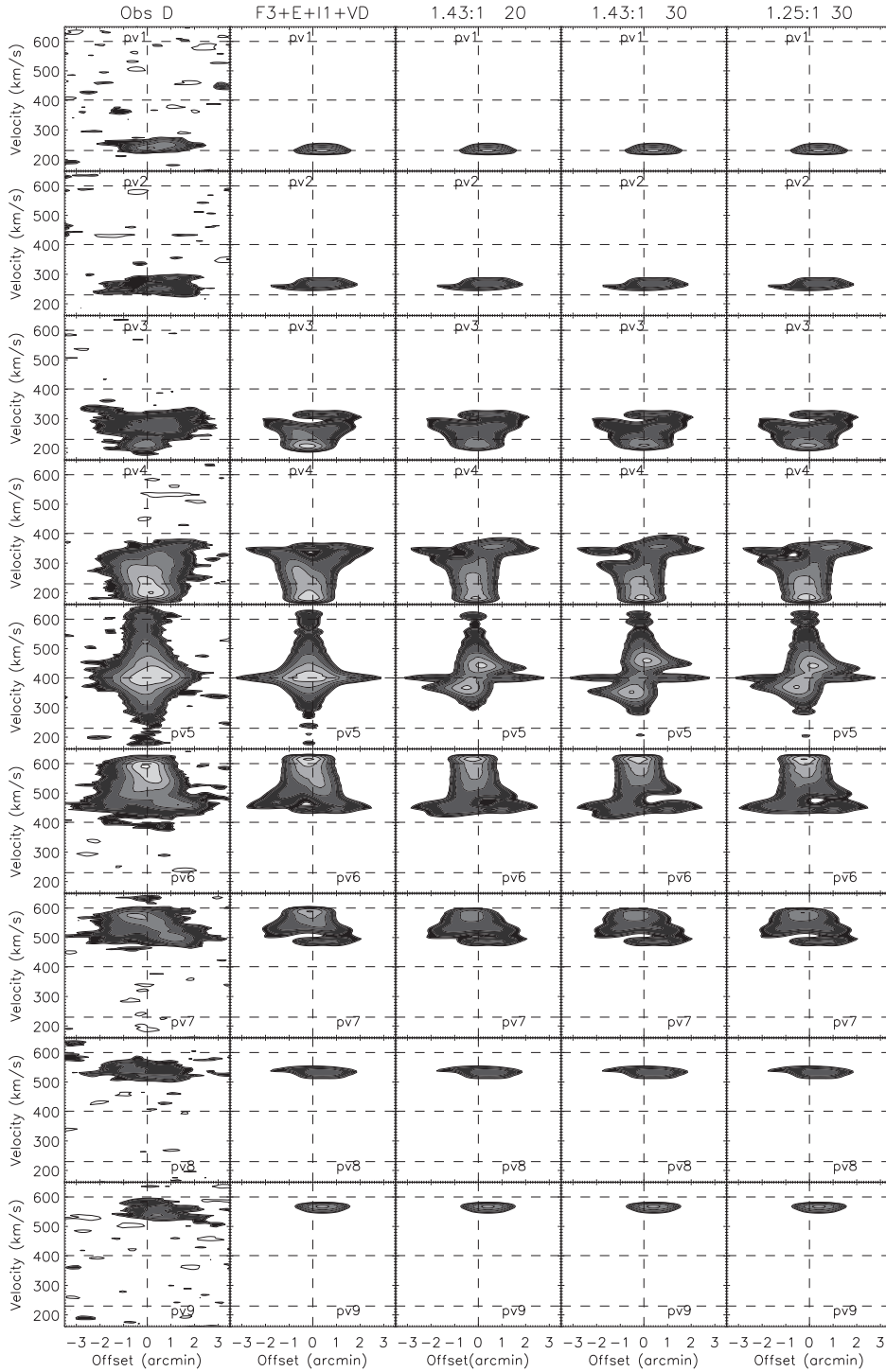


Fig. 7. NGC 2683 HI D array and model position velocity diagrams. The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.7$ mJy/beam. The resolution is $61'' \times 51''$. The model includes an elliptical component with axis-ratios of 1.43 : 1/1.25 : 1 and angles between the the bar's major axis and the plane of the sky of 20° and 30° , a warp in inclination (I1), a centrally increasing velocity dispersion (VD), and a disk flare (F3).

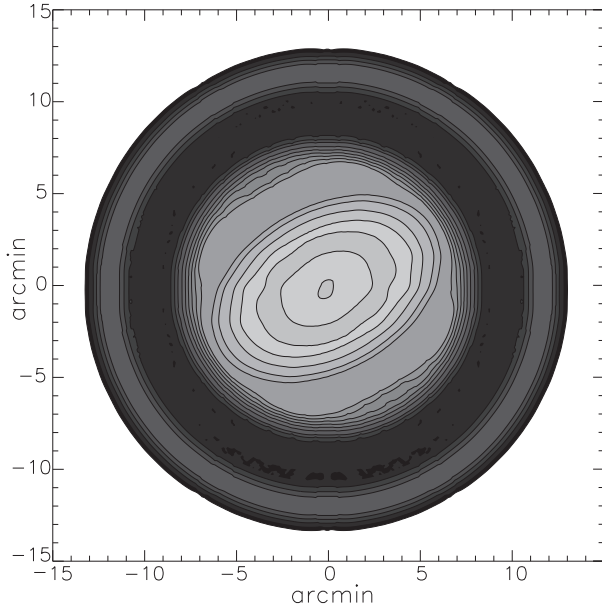


Fig. 6. Model gas distribution in face-on projection. The resolution is $61'' \times 51''$. Greyscale levels are (1, 2, 4, 6, 8, 12, 16, 20, 24, 28, 32, 48, 64, 96, 128, 192, 264, 392, 784) $\times 5 \text{ mJy/beam km s}^{-1}$ or $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$.

files to create tilted ring models of the thin HI disk (Fig. 8). The radial extent of the warp is set by the fact that warps typically begin at an HI column density of $\sim 2 \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-2}$ where the HI density drops down (Garcia-Ruiz et al. 2002). The maximum inclination/position angles of the model profiles were determined by the observed projected disk thickness. We created model cubes for all combinations of the inclination and position angle profiles. For clarity, we only show selected C+D array position velocity diagrams of nine of these combinations in Fig. 9.

In the two position velocity diagrams of the approaching side (pv3 and pv4) the emission at negative offsets is well reproduced by the models. However, the linewidth of the emission at positive offsets is significantly smaller than the observed linewidth. At the receding side (pv6 and pv7) we observe the opposite trend: the linewidth of the emission at negative offsets is significantly smaller than the observed linewidth. In addition, the linewidth at offsets $> 1'$ are also smaller than observed. These differences between our models and observations are present for all 20 models. We thus conclude that the projected thickness of the HI disk cannot be reproduced by a warp of the thin disk alone.

To reproduce the slight warp of at least a part of the gas disk between 7 and 14 kpc observed in the high and low resolution HI distribution maps (Fig. 2), we selected a “best-fit” warp model by eye based on the moment0 maps and position velocity diagrams (Fig. 8). By only varying the position angle, we did not succeed in finding an axisymmetric model that reproduced the HI gas distribution in a satisfying way. Without a varying inclination angle,

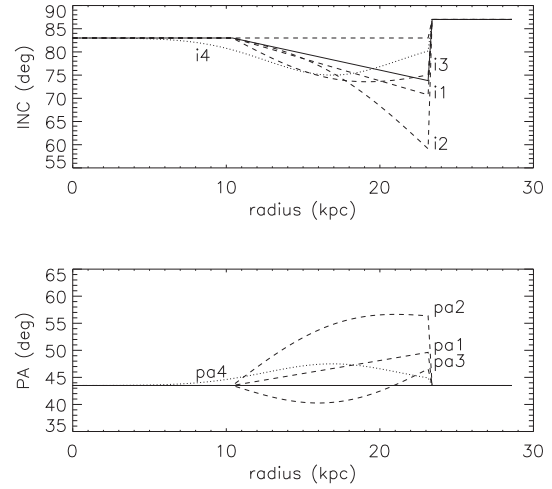


Fig. 8. Model inclination and position angle with respect to the galactic radius. The best fit parameters are shown with a solid line. The dashed and dotted lines represent the tested variations for discarded models. The model with profiles represented by dotted lines are not shown in Fig. 9.

the spatial extent of the position velocity diagrams pv3, pv4, pv6, and pv7 at velocities close to the systemic velocity is too small (Figs. 11 and 12). Varying the inclination by 10° toward lower inclination angles improved the observed position velocity diagrams in a satisfying way (column TD+E compared to TD+E+INC of Figs. A.1 and A.2). However, the spatial extent of the position velocity diagrams especially beyond the optical disk (pv1, pv2, pv3, pv7, pv8, pv9) are significantly too small compared to our observations.

Thus, the HI data is consistent with a thin disk component of constant position angle and a change in inclination by 10° between 10 and 23 kpc. A second thick component is needed beyond the optical disk. The outer low surface brightness ring is best modelled with an inclination of 87° .

4.3. The disk flare

As shown in the previous section, the observed position velocity diagrams beyond the optical radius cannot be reproduced by a tilted ring model only including a thin disk (columns TD in Figs. A.1 and A.2). We therefore introduced a flaring gas disk into our model. The disk flare was modelled by an exponential rise of the disk height $H(R)=\text{FWHM}/2$. The maximum disk width FWHM is set by the comparison between (i) the outer contours of the model and observed HI moment 0 maps and (ii) the D array position velocity diagrams beyond the optical radius: $\text{FWHM}=2.6 \text{ kpc}$. We varied the radial scale-length of the exponential rise of $H(r)$ between 9 and 2 kpc. Moreover, we assumed that the flare saturates at a width of 4 kpc

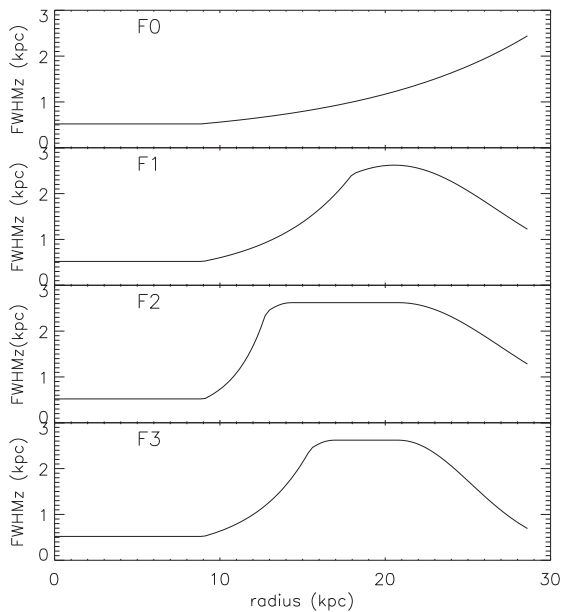


Fig. 10. Model disk flares.

and might decrease at larger radii. The four different types of warps that we tested in our model (F0 – F3) are shown in Fig. 10.

For the vertical distribution of the atomic gas density, we additionally tested an exponential and a sech^2 profile (Fig. A.3). We adapted the respective scaleheights to obtain the same FWHM for all profiles. Whereas the sech^2 profile is indistinguishable from the sech profile, the exponential vertical profile broadens the position velocity diagrams in the velocity direction. Since this broadening is consistent with most of the observed position velocity diagrams, an exponential vertical distribution might be the better choice. Keeping this in mind, we decided to keep the vertical sech profile of Eq. 6 which is in between the isothermal (sech^2) and the exponential case.

4.4. Rotation velocity lag

Thick HI components with lagging rotation velocities are observed in, e.g., NGC 891 (Oosterloo et al. 2007) and NGC 3198 (Gentile et al. 2013). Whereas Oosterloo et al. (2007) modelled the thick component separately by assigning it a lower rotation velocity, Gentile et al. (2013) assumed a constant vertical gradient. We assumed a linear vertical gradient of the following form:

$$v_{\text{rot}}(z) = v_{\text{rot},0} - \xi \left(\frac{z}{1.0 \text{ kpc}} \right), \quad (7)$$

where $v_{\text{rot},0}$ is the axisymmetric rotation velocity and $\xi = 5, 10, 15 \text{ km s}^{-1}$. These gradients are comparable to those found in NGC 891 and NGC 3198 ($\Delta v/\Delta z \sim 7 - 15 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$). Since we are interested in a lagging HI halo, different HI halos with the different velocity lags

are presented in Fig. 17 (for the halo component we refer to Sect. 5.5). The velocity lag makes the radial velocities of gas at high altitudes (or offsets) increase/decrease toward the systemic velocity (see also Sect. 5.5).

5. Comparison with observations

For the following comparison between models and observations we started with an inclined thin disk model and then successively added a decreasing velocity dispersion (Vd), an elliptical component (E), a warp in position angle (PA) and inclination angle (INC), the different flare profiles (F0-F3), a rotation velocity lag (L), and an HI halo (H). For the models including a disk flare, only the “best-fit” warp of Sect. 4.2 was considered. The gas distribution maps (Fig. 15) and nine position velocity diagrams along the galaxy’s minor axis were then calculated in the same way as for the observations (Figs. 11, 12, B.4, and B.6).

5.1. Position velocity diagrams

The addition of the elliptical disk component is necessary to reproduce the asymmetric emission distribution in the position velocity diagrams of the inner gas disk (pv4, pv6, and pv7; compare column TD with column TD+E of Figs. A.1 and A.2). The addition of a warp along the line-of-sight leads to an increased spatial extent of the V-shaped emission distribution (with two “legs”) at velocities close to the systemic velocity in the position velocity diagram (the legs of the V are curved outwards). This leads to a closer resemblance between the model and observed position velocity diagrams of the inner disk mostly at the receding side (pv6 and pv7; compare column TD+E with column TD+E+i1 of Figs. A.1 and A.2). At the approaching side, the warp model is consistent with the observed position velocity diagram pv3. However, the increased spatial extent of the V-shaped emission distribution is not observed in pv4.

The different flare models lead to different spatial extents of the emission in the position velocity diagrams at different galactic radii (flares F0 - F3 in Fig. 11 (D array) and 12 (C+D array)). We will discuss these differences from negative (pv1) to positive offsets (pv9). If not stated otherwise, the discussed features are present in the D and C+D array data.

pv1: model F0/F3 shows the largest/smallest spatial extent of the HI emission, comparable to/somewhat smaller than the observed extent. The model flares F0, F1, and F2 resemble closest the observed emission distribution.

pv2: models F0-F2 show the largest spatial extents of the high column density HI emission, somewhat larger than the observed extent. The observed low column density extension to negative offsets (D array data) is not present in model F0. Model F3 resembles closest the observed emission distribution.

pv3: the observed emission distribution is not well reproduced by the flare models. The legs of the V-shaped struc-

ture are too thin for the model flares F0 and F1 (C+D array data). Whereas the spatial extent of the observed emission distribution is small at low velocities, it is significantly larger for the model F2 (C+D array data). The model F3 represents a compromise which is marginally consistent with observations.

pv4: as for pv3, the legs of the V-shaped emission distribution are too thin for the model flares F0/F1 and too thick for the model F2 in the C+D array data. This effect is less obvious in the D array data. The model F3 resembles closest the observed emission distribution.

pv5: the observed asymmetric emission is not reproduced by our models.

pv6: as for pv3, the legs of the V-shaped emission distribution are too thin for the model flares F0/F1. The width of the leg at negative offsets is better reproduced by model F2, whereas the leg at positive offsets is better reproduced by model F3. This is most visible in the C+D data.

pv7: whereas the spatial extent of the observed emission distribution is small at low velocities, it is significantly larger for the model F2. The legs of the V-shaped emission structures of the models flares F0 and F1 are thinner than the corresponding observed structures (most visible in the C+D array data). Model flare F3 represents a compromise which is most consistent with observations.

pv8: The observed high column density part of the emission distribution is located at somewhat higher velocities than the low column density part. This feature is not reproduced by our models. The observed extent of the low column density emission to negative offsets (D array data) is not present in model F0. Models F1-F3 approximately reproduce the observed emission distribution.

pv9: the spatial extent of the emission distribution of models F0, F1, and F2 are larger than observed. Only model F3 reproduces the observed extent.

We conclude that model F3 is most consistent with our HI observations.

5.2. Selected channel maps

Selected channel maps of the different model and the HI observations are shown in Fig. 13 for the D array and in Fig. 14 for the C+D array data. A decreasing inclination angle leads to an increasing angle of the horizontal V-shaped emission structure (the V becomes wider) in the channel maps. This is most visible in the C+D data between 300 and 506 km s⁻¹ (Fig. B.2). The model with a varying inclination angle (TD+E+INC) reproduces observations better than the model with a constant inclination angle (TD+E).

The addition of a flare to the model leads to an increased extent of the emission distribution in the vertical direction. This effect is best visible in the channel maps between 299 and 508 km s⁻¹ (Fig. 13). The legs of the horizontal V-shaped emission distribution are too thin for models F0 and F1 (at 299, 454, 508 km s⁻¹). The dif-

ference between models F2 and F3 is less obvious in the channel maps.

We conclude that models F2 and F3 reproduce best the selected channel maps.

5.3. Atomic gas distribution

The atomic gas distributions of the models with different flares F0 to F3 are shown in Fig. 15 for the D and C+D array data. Whereas the inner high column density HI disk is barely affected by the different flare models, the main differences are observed at the lowest column densities. Only model F2 and F3 show the observed extent perpendicular to the major axis. We note that the largest vertical extent occurs along the minor axis (due to axisymmetry) in the models, whereas it occurs at an offset of $\sim 4'$ along the major axis in our observations. This suggests that either the observed HI flare is not axisymmetric or the disk volume is not uniformly populated by atomic gas. As observed in all model maps, two gas blobs, which we interpret as the lobes of a ring structure, are located at the extremities of the gas disk ($R = 11' = 24.6$ kpc). By construction, they are vertically offset from the disks major axis.

We thus conclude that models F2 and F3 show the best resemblance with our HI observations with a slight preference for model F3 (Sect. 5.1). In the following we refer to the model with the elliptical component, an inclination varying by 10°, and flare F3 as the best fit model (F3+E+INC).

The relative and absolute residual column density of the best fit model are presented in Fig. 16 for the D and C+D data separately. Most residuals are asymmetric with respect to the major and minor axis and most probably caused by non-axisymmetric features in the observed atomic gas surface density. Within the inner 4', negative residuals are located at positive/negative offsets on the x/y -axis and negative/positive offsets on the x/y -axis. These residuals are probably due to the spiral structure of the gas disk. For galactic radii between 4' and 6', the residuals are mostly positive.

5.4. The rotation velocity lag

Since the gas disk has a significant vertical extent only at galactic radii > 12 kpc, the effects of the lag are only visible in pv1-pv3 and pv7-9, shifting the emission distribution toward velocities closer to the systemic velocity. This only improves the resemblance between our model and observations for the outermost radius (pv1 and pv9). The addition of the rotation velocity lag significantly changes the emission distribution in 4 channels (186, 248, 537, and 599 km s⁻¹), but does not significantly improve the resemblance between our models and observations.

We conclude that a rotation velocity lag is not a necessary ingredient for our model.

12

Vollmer, Nehlig, Ibata: The flaring HI disk of NGC 2683

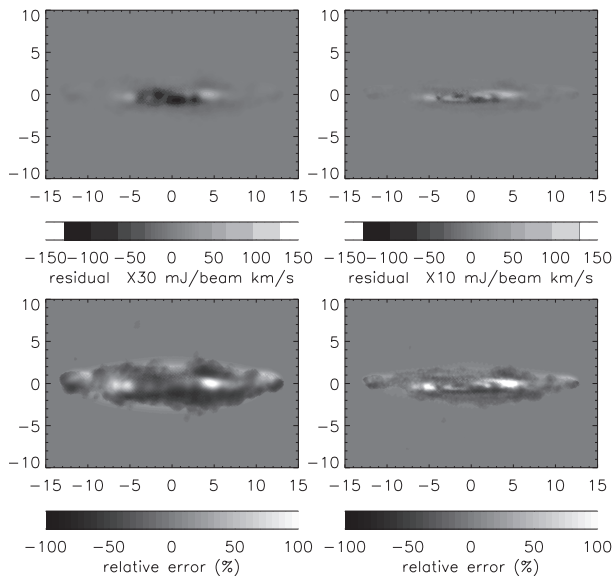


Fig. 16. Upper panels: residual column density from the best fit model. Lower panels: relative residual column density from the best fit model. Left: D array; right: C+D array data. The offsets along the x - and y -axis are in arcmin.

5.5. Atomic gas halo

The origins of HI halos are thought to be (i) a continuous galactic fountain flow, where gas is pushed up by stellar activity, travels through the halo and eventually falls back to the disc (Fraternali & Binney 2006) or (ii) external gas accretion. For case (i) we expect an HI halo within a radius of $R < 10$ kpc where the molecular gas surface density and star formation activity is high (Fig. 5 and 20). For case (ii) the halo can extend to larger galactic radii. However, it can be most clearly identified in the inner disk $R < 10$ kpc, where warps and flares are rare.

Is there an extended atomic gas halo around the thin gas disk inside the optical radius? To answer this question, we introduced an additional thick gas disk of the following form (Oosterloo et al. 2007):

$$\rho_{\text{halo}} = \chi \rho_{\text{disk}} \frac{\sinh(z/z_0)}{\cosh(z/z_0)^2}, \quad (8)$$

where ρ_{disk} is the density of the gas disk and vertical z_0 the scaleheight in kpc. We used the following combinations of (χ, z_0) : H1=(0.3, 0.75), H2=(0.2, 1.0), and H3=(0.1, 1.25). This thick gas halo does not show up in the position velocity diagrams nor in the selected channel maps of the low resolution (D array) model. However, it is clearly visible in the position velocity diagrams and channel maps of the inner disk (Fig. 17 pv3, pv4, pv6, and pv7) in the high resolution (C+D array) model in form of a low column density envelop around the thin disk. The comparison with our preferred model (right panels of Fig. 12) shows that this additional envelop is not present in the observed position velocity diagrams. This statement is confirmed by

the direct comparison between the channel maps of the models with and without an HI halo (Fig. 14).

We conclude that NGC 2683 does not host an extended HI halo around the optical and thin gas disk with column densities in excess of $\sim 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. The addition of a velocity lag does not change our conclusion.

6. Discussion

The main ingredients of our best fit model of the gas disk are (i) a thin disk, (ii) an elliptical surface density distribution of the gas disk, (iii) a slight warp in inclination between $10 \text{ kpc} \leq R \leq 20 \text{ kpc}$, (iv) an exponential flare which rises from 0.5 kpc at $R = 9 \text{ kpc}$ to 4 kpc at $R = 15 \text{ kpc}$, stays constant until $R = 22 \text{ kpc}$, and decreases its height for $R > 22 \text{ kpc}$ (Fig. 10), and (v) a low surface density gas ring with a vertical offset of 1.3 kpc. Based on the comparison between the high resolution model and observations we exclude the existence of an extended atomic gas halo around the optical and thin gas disk (Fig. 17).

6.1. Uncertainties of the derived parameters

Due to the absence of an objective measure for the goodness of our model fits, it is not possible to give precise uncertainties of the derived model parameters. Here we give estimates based on our experience with the comparison between our models and observations: the inclination angle of the thin disk is uncertain to $\Delta i \sim 3^\circ$. The uncertainty of the rotation velocity $\Delta v_{\text{rot}} \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ is mainly given by the spectral resolution. The lower limit of the K' band mass-to-light ratio is determined by the typical velocity dispersion of nearby spiral galaxies. We estimate the uncertainty to be $\Delta(M/L_{K'}) \sim 0.3$. Thus, our preferred value of $M/L_{K'} = 0.9 \pm 0.3$ is significantly higher than the mean value of the DiskMass Survey ($M/L_{K'} = 0.31 \pm 0.07$). Only one galaxy in this surveys has a comparable mass-to-light ratio. The uncertainty of the rotation curve of the dark matter halo is dominated by the uncertainty of the mass-to-light ratio in the inner disk ($\Delta v_{\text{DM}} \sim 20\text{-}30 \text{ km s}^{-1}$). At $R > 10 \text{ kpc}$ the latter uncertainty decreases and the uncertainty of the total rotation velocity is no longer negligible yielding $\Delta v_{\text{DM}} \sim 15 \text{ km s}^{-1}$.

For the disk warp (inclination and position angle) we used a limited number of characteristic profiles. The “best-fit” profile of the inclination angle (Fig. 8) has a maximum variation of 10° . We estimate the uncertainty on the radial variation of the profile to be of the order of 30%. We did not observe an improvement of the model fit by a variation of the position angle. The uncertainty on this profile is about $3\text{-}4^\circ$. For the disk flare, we also used a limited number (4) of characteristic profiles. Since the model with flare F3 (Fig. 10) better reproduces our observations (see Sect. 5.1), we suggest that the height of the flaring disk decreases at large galactic radii. We can give a lower limit for the slope of the flaring part (model F1 is discarded) and a tendency to prefer a not too steeply rising

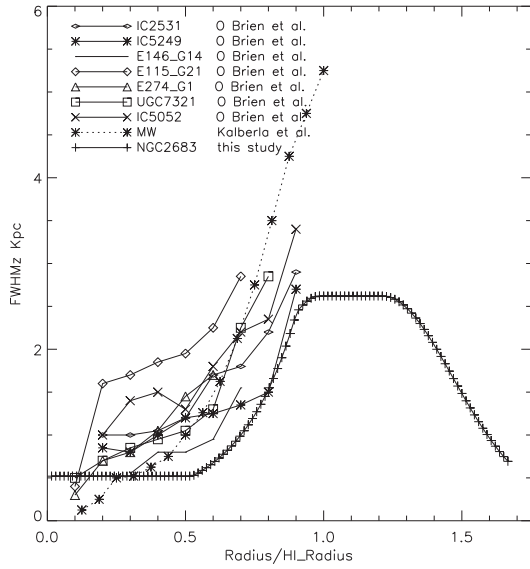


Fig. 18. Comparison between the flare of the gas disk and those of other spiral galaxies.

flare (model F3 is somewhat preferred to model F1). Thus a flare profile between model profiles F2 and F3 is possible. The maximum height of the flare is determined by the moment0 maps and the D array position velocity diagrams. It is uncertain to a fraction of the C+D array resolution, i.e. ~ 0.3 kpc.

6.2. Comparison with other HI flares

In Fig. 18 we compare the flare of NGC 2683 with that of the Galaxy (Kalberla & Kerp 2009) and other nearby spiral galaxies (O’Brien et al. 2010). For this comparison we set the HI radius of NGC 2683 to 17 kpc. The slope of NGC 2683’s flare is comparable, but somewhat steeper than those of the other spiral galaxies. NGC 2683’s maximum height of the flare is also comparable with those of the other galaxies. On the other hand, a saturation of the flare is only observed in NGC 2683.

6.3. The vertical velocity dispersion of the gas

We can go another step forward and calculate the velocity dispersion of the gas within the disk assuming that it is vertically sustained by turbulent motions. If vertical pressure equilibrium is assumed (see, e.g., Ostriker et al. 2010):

$$\rho v_{\text{turb}}^2 = \frac{1}{2} \pi G \Sigma \left(\Sigma \left(1 + \frac{\rho_{\text{DM}}}{\rho} \right) + \Sigma_* \frac{v_{\text{turb}}}{v_{\text{disp}}^*} \right), \quad (9)$$

where v_{turb} is the vertical turbulent velocity of the gas, G the gravitation constant, $\Sigma = \rho H$ the gas surface density, ρ the gas density, ρ_{DM} the dark matter density, Σ_* the stellar surface density, and v_{disp}^* the stellar vertical

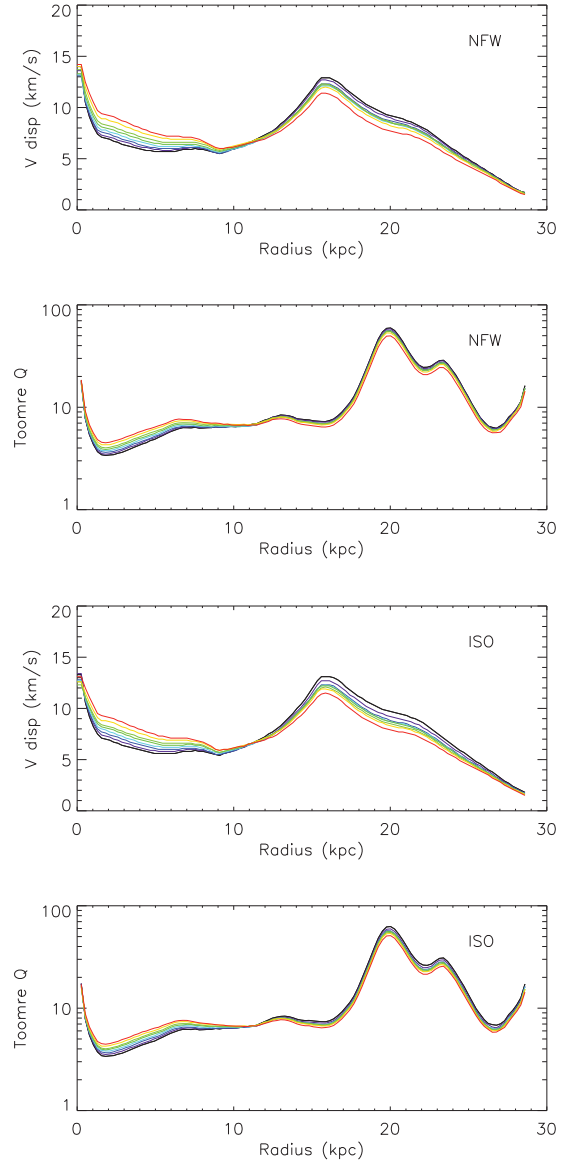


Fig. 19. Upper panel: vertical velocity dispersion of the gas halo of NGC 2683. Lower panel: derived Toomre Q parameter. NFW halo and isothermal halo (ISO). The colors indicate different K’ band mass-to-light ratios from blue (0.5) to red (1.3).

dispersion velocity. The dark matter density is derived from the decomposition of the rotation curve (Fig. 4) and $\rho_{\text{DM}} = (v_{\text{DM}}/R)^2/(4\pi G)$. As before, we used K’ band mass-to-light ratios from 0.5 to 1.3. The stellar velocity dispersion is calculated assuming a constant vertical scale height of the stellar disk (Eq. B3 of Leroy et al. 2008) which is $1/7.3$ times the radial scale length (Kregel et al. 2002). Since the uncertainty of this fraction ($1/(7.3 \pm 2.2)$) is of the same order as that of the K’ band mass-to-light

ratio, we estimate the uncertainty of the velocity dispersion to be $\Delta v_{\text{turb}} \sim 2 \text{ km s}^{-1}$.

The derived vertical velocity dispersion of the gas decreases monotonically with increasing radius from 10 km s^{-1} in the inner disk ($R = 1 \text{ kpc}$) to 7 km s^{-1} at $R = 10 \text{ kpc}$ (Fig. 19). This is a typical behavior for nearby spiral galaxies (Tamburro et al. 2009, Fraternali et al. 2002). Within the flare ($R = 12 \text{ kpc}$ and 16 kpc) it increases to 12 km s^{-1} and then decreases monotonically. We believe that the increase is real, but its exact shape is mostly caused by our choice of the flare profile (Fig. 10) which leads to a satisfactory reproduction of our observations.

6.4. The Toomre Q parameter

The Toomre stability parameter is

$$Q = \frac{v_{\text{turb}} \Omega}{\pi G \Sigma_{\text{tot}}}, \quad (10)$$

where Σ_{tot} is the total gas surface density (see Sect. 4) and $\Omega = v_{\text{rot}}/R$. The Toomre parameter is about $Q = 4\text{--}7$ for radii smaller than 10 kpc . It then slightly increases to $Q = 8$ at 13 kpc , stays constant until $R = 17 \text{ kpc}$, and then steeply rises to a maximum of $Q \sim 60$ at 20 kpc . The HI ring at the extremity of the gas disk shows a relatively low Toomre parameter of $Q \sim 6$. With such high Q values NGC 2683 is similar to NGC 3351 and NGC 2841 (Leroy et al. 2008).

6.5. The missing HI halo

NGC 2683 does not host an HI halo around its optical disk and thin HI disk. This is consistent with the flocculent appearance of its disk on public HST images. Why does another equally massive spiral galaxy ($v_{\text{rot}} \sim 200 \text{ km s}^{-1}$), NGC 891, host an extended HI halo, whereas we can exclude the existence of such a gas halo for NGC 2683? The absence of a large-scale extended gaseous halo in the massive edge-on galaxy NGC 4565 (Heald et al. 2011) can be explained by its much smaller energy injection rate compared to NGC 891. Is this also the case for NGC 2683?

Within the optical disk ($R < 9'$) of spiral galaxies the thickness of gas disks can be well explained by energy injection via supernovae explosions (galactic fountains; Shapiro & Field 1976, Bregman 1980) and the vertical restoring force. The vertical restoring force mainly depends on the disk mass surface density (gas and stars, see Eq. 9). Because NGC 2683 has a lower stellar mass than NGC 891, we do not expect its disk restoring force to be higher than that of NGC 891. The energy injection rate is proportional to the local star formation rate $\Delta E/(\Delta t \Delta A) \propto \dot{\Sigma}_*$.

The star formation rate based on FIR emission of NGC 891 is $3.8 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Popescu et al. 2004). NGC 2683's star formation rate based on radio continuum emission of $0.8 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Irwin et al. 1999) is thus about five times lower than that of NGC 891. On the other hand, the flux

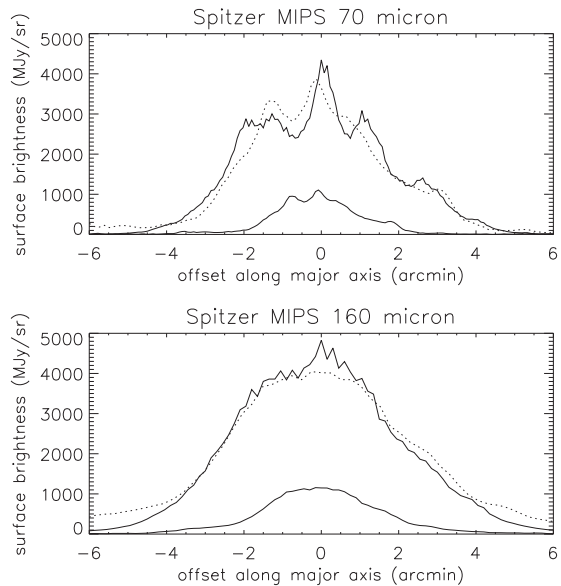


Fig. 20. Spitzer MIPS $70 \mu\text{m}$ and $160 \mu\text{m}$ surface brightness profiles of NGC 891 (upper solid lines) and NGC 2683 (lower solid lines) along the major axis summed over the minor axis. Dotted lines: profiles of NGC 2683 stretched by a factor 1.7 and multiplied by a factor 3.5.

ratios between NGC 891 and NGC 2683 in the IRAS $100 \mu\text{m}$ band (Sanders et al. 2003) and Spitzer MIPS $70 \mu\text{m}$ and $160 \mu\text{m}$ bands are found to be around 5.5. Assuming distances of 9.5 Mpc and 7.7 Mpc for NGC 891 and NGC 2683, respectively, we infer the star formation of NGC 2683 to be ~ 8 times lower than that of NGC 891.

To compare the local energy injection of the two galaxies, we show the Spitzer MIPS $70 \mu\text{m}$ and $160 \mu\text{m}$ surface brightness profiles along the galaxies' major axis summed over the minor axis in Fig. 20. NGC 2683 has an about $1.7 \times \frac{9.5 \text{ Mpc}}{7.7 \text{ Mpc}} = 2$ times less extended starforming disk than NGC 891. This is expected based on its smaller scale-length of the stellar disk (1.5 kpc compared to 4 kpc for NGC 891; Schechtman-Rook & Bershady 2013). The about 3.5 times lower surface brightness of the edge-on profile translates into a $3.5/2.0 = 1.8$ times lower local star formation rate/energy injection rate of NGC 2683 with respect to that of NGC 891. In the innermost disk where the local star formation rate is high, the deep galactic gravitational potential probably prevents the formation of a significant HI halo.

We conclude that the small extent of the starforming disk and the low local star formation rate of NGC 2683 explains the absence of an extended HI halo around the optical disk. Indeed, the HI halo of NGC 891 is most prominent at galactic radii between 2.5 and 15 kpc (Fig. 13 of Oosterloo et al. 2007), whereas the starforming disk of NGC 2683 extends only to $\sim 3 \text{ kpc}$.

6.6. How to sustain the flaring HI disk

NGC 2683's gas disk is flaring and thus considerably thick at radii well beyond the optical radius where star formation is very low or even absent. A galactic fountain origin for the flare gas beyond the optical radius is thus excluded. For the majority of the flare region, the gas velocity dispersion is well above the sound speed ($\sim 6 \text{ km s}^{-1}$). To maintain the gas velocity dispersion at this high level, four physical mechanisms can be suggested:

- energy injection by supernovae,
- magneto-rotational instabilities (Balbus & Hawley 1991),
- ISM stirring by dark matter substructure.
- external gas accretion,

In the following we compare the energy injection rates of these mechanisms with the energy dissipation rate via turbulence.

Energy injection by supernovae: following Vollmer & Beckert (2003) energy flux conservation between the energy injection via supernovae and the energy dissipation rate via turbulence is

$$\Sigma \nu \frac{v_{\text{turb}}^2}{l_{\text{driv}}^2} = \xi \dot{\Sigma}_*, \quad (11)$$

where $\nu = v_{\text{turb}} l_{\text{driv}}$ is the gas viscosity, l_{driv} the turbulent driving length scale, and $\xi = 3.6 \times 10^{-8} \text{ pc}^2 \text{ yr}^{-2}$ is normalized by the Galactic supernova rate. For a driving length scale of $l_{\text{driv}} = 1 \text{ kpc}$, a turbulent velocity of $v_{\text{turb}} = 8 \text{ km s}^{-1}$, and a gas surface density of $\Sigma = 0.5 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$, we obtain $\dot{\Sigma}_* = 8 \times 10^{-12} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ pc}^{-2}$. Such levels of star formation are observed in the outer disks of nearby spiral galaxies (Bigiel et al. 2010). The energy injection rate is $\Delta E_*/(\Delta A \Delta t) \sim 2 \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Magneto-rotational instabilities: following Tamburro et al. (2009) the energy injection rate by magneto-rotational instabilities for a disk height of 1 kpc, a magnetic field strength of $1 \mu\text{G}$, and an angular velocity of $\Omega = 10^{-8} \text{ yr}^{-1}$ is $\Delta E_{\text{MRI}}/(\Delta A \Delta t) \sim 2 \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The energy injection due to magneto-rotational instabilities is thus comparable to that due to supernovae.

ISM stirring by dark matter substructure: for the stirring of the gas disk by dark matter substructure we can estimate the energy deposited by a dark matter subhalo crossing the disk is $\Delta E \sim \epsilon M_{\text{halo}} v^2$. The timescale of interactions between a halo of mean mass M_{halo} is t_{coll} . The energy injection rate is thus

$$\frac{\Delta E}{\Delta A \Delta t} = \frac{N \epsilon M_{\text{halo}} v^2}{\pi R^2 t_{\text{coll}}}. \quad (12)$$

We assume $v = 150 \text{ km s}^{-1}$, $M_{\text{halo}} = 10^7 \text{ M}_{\odot}$, $R = 20 \text{ kpc}$, and a collision timescale $t_{\text{coll}} \sim \pi R/v \sim 4 \times 10^8 \text{ yr}$. With $N \sim 20$ a fraction of $\epsilon \sim 0.03$ of the halo's kinetic energy has to be injected into the ISM to balance the energy dissipation rate via turbulence.

External gas accretion: in the case of external accretion one can estimate the necessary infall velocity v_{infall}

to maintain local gas turbulence via the following energy flux conservation equation:

$$\Sigma \frac{v_{\text{turb}}^3}{H} = \frac{\dot{M}}{\Delta A} v_{\text{infall}}^2, \quad (13)$$

where $\dot{M} \sim 0.2 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Sancisi et al. 2008) is the external mass accretion rate, $\Sigma = 0.5 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$, $H = 3 \text{ kpc}$, and $\Delta A \sim \pi(20 \text{ kpc})^2$. With these numbers we obtain $v_{\text{infall}} \sim 24 \text{ km s}^{-1}$. The local dissipation timescale of turbulence is of the order of the crossing time $t_{\text{cross}} \sim H/v_{\text{turb}} \sim 3 \times 10^8 \text{ yr}$ (Mac Low et al. 1999). The timescale of external accretion is $t_{\text{acc}} \sim M_{\text{outerHI}}/\dot{M} \sim 3 \text{ Gyr}$, where $M_{\text{outerHI}} \sim 6 \times 10^8 \text{ M}_{\odot}$ is the mass of the flaring part of the gas disk. Thus, it is only possible to maintain ISM turbulence by external gas accretion if the local dissipation timescale of turbulence is decreased by a factor of about ten with respect to its value for fully developed turbulence in a starforming disk. Vollmer & Davies (2013) suggested for accreting thick gas tori around active galactic nuclei that massive and rapid gas accretion can lead to adiabatic compression of the ISM. This leads to (i) an increase of the gas velocity dispersion, (ii) intermittent turbulence, and (iii) quenching of star formation. Vollmer & Davies (2013) proposed that turbulent adiabatic compression can lead to intermittent turbulence and a subsequent decrease of the local dissipation timescale of turbulence (by the area filling factor of dense clumps or clouds). This mechanism might also act in the flaring gas disk of NGC 2683.

From these estimates none of the suggested mechanisms, which might be responsible for the driving of ISM turbulence, can be discarded. All effects might contribute to set the overall velocity dispersion, but locally one of the four mechanisms might dominate according to the local conditions. The existence of the complex large-scale warping (Sect. 4) with asymmetries (Sect. 5.3) and small-scale structure (Sect. 3.1) might indicate that large scale external gas accretion has occurred and/or is occurring in NGC 2683. Alternatively, a triaxial dark matter halo can also induce a large-scale warp (e.g., Binney 1992). Since HI distributions of most spiral galaxies, which extend beyond the optical disk, show warps (García-Ruiz et al. 2002) and are flared (O'Brien et al. 2010), we propose the following scenario for NGC 2683:

- Recent external gas accretion (within the last few Gyr) has added the atomic gas beyond the optical diameter (see van der Kruit 2007).
- Since the angular momentum of the infalling gas is not expected to be the same than that of the disk, a kinetic and spatial warp forms.
- During circularization, gas is compressed in colliding rotating gas streams/arms.
- If the compression is adiabatic, i.e. it increases the gas velocity dispersion, ISM turbulence becomes intermittent and star formation is quenched. In this case gas compression feeds and maintains the ISM turbulence.
- If the compressed turbulent gas can dissipate the injected mechanical energy, star formation proceeds in

the compression region and the energy injection by subsequent SN explosions feeds and maintains ISM turbulence.

- Since we expect equipartition between the turbulent kinetic energy and the magnetic field energy, magneto-rotational instabilities might become important in regions where turbulence enhanced the magnetic field.

This rather speculative scenario might be valid for other spiral galaxies with extended low surface density atomic gas. In addition, a triaxial halo might induce and/or modify a warp of the outer HI disk.

7. Conclusions

New deep VLA D array HI observations of the nearby highly-inclined spiral galaxy NGC 2683 are presented. Archival C array data were processed and added to the new observations. In the D array data an rms noise level of 1.0 mJy/beam is reached in a 5.16 km s^{-1} channel. The total HI mass of NGC 2683 is $M_{\text{HI}} = 1.42 \times 10^9 M_{\odot}$. As already shown by Casertano & van Gorkom (1991) the gas disk extends up to ~ 3 times the optical radius. At the extremity of the HI disk (~ 27 kpc) we observe a ring-like structure whose projected surface density distribution has a blob-like structure. The position velocity diagram along the major axis does not show any counter-rotating gas.

To investigate the 3D structure of the atomic gas disk, we made different 3D models for which we produced model HI data cubes. These models have the following main components: (i) a thin gas disk with a thickness of 500 pc, (ii) different gas flares at galactic radii larger than 9 kpc (Fig. 10), (iii) a possible warp of the disk, and (iii) an outer gas ring ($R > 25$ kpc).

The main ingredients of our best fit model are: (i) a thin disk inclined by 80° , (ii) a crude approximation of spiral and/or bar structure by an elliptical surface density distribution of the gas disk, (iii) a slight warp in inclination between $10 \text{ kpc} \leq R \leq 20 \text{ kpc}$, (iv) an exponential flare which rises from 0.5 kpc at $R = 9$ kpc to 4 kpc at $R = 15$ kpc, stays constant until $R = 22$ kpc, and decreases its height for $R > 22$ kpc (flare F3 in Fig. 10), and (v) a low surface density gas ring with a vertical offset of 1.3 kpc.

The slope of NGC 2683's flare is comparable, but somewhat steeper than those of other spiral galaxies. NGC 2683's maximum height of the flare is also comparable with those of other galaxies. On the other hand, a saturation of the flare is only observed in NGC 2683.

Based on the comparison between the high resolution model and observations we exclude the existence of an extended atomic gas halo around the optical and thin gas disk (Figs. 12 and 14). By comparing the disk properties (local star formation rate and mass surface density) of NGC 2683 with that of NGC 891, we conclude that the small extent of the starforming disk and the low local star formation rate of NGC 2683 might explain the absence of an extended HI halo around the optical disk.

Under the assumption of vertical hydrostatic equilibrium we derive the vertical velocity dispersion of the gas. As in other nearby galaxies (Tamburro et al. 2009, Fraternali et al. 2002) the velocity dispersion decreases monotonically with increasing radius within the optical disk. The velocity dispersion in the inner disk is about 8 km s^{-1} .

Since the gas disk flares, i.e. it is considerably thick, beyond the optical radius where star formation is low or even absent, it is improbable that galactic fountains are responsible for the high velocity dispersion (exceeding the thermal velocity dispersion). We estimate the energy dissipation rate due to turbulence and compare it to the energy injection rates due to (i) supernova explosions, (ii) magneto-rotational instabilities, (iii) ISM stirring by dark matter substructure, and (iv) external gas accretion. It is found that none of these mechanisms can be definitely discarded.

The existence of the complex large-scale warping (Sect. 4) and asymmetries (Sect. 5.3) indicates that large scale external gas accretion has occurred and/or is occurring in NGC 2683. Since most galaxies with HI distributions extending beyond the optical disk show warps (Garcia-Ruiz et al. 2002) and are flared (O'Brien et al. 2010), we propose a scenario where recent external gas accretion (within the last view Gyr) has added the atomic gas beyond the optical radius, in which a kinetic and spatial warp forms. During circularization, gas is compressed in colliding rotating gas streams/arms. If the compression is adiabatic, i.e. it increases the gas velocity dispersion, ISM turbulence becomes intermittent and star formation is expected to be quenched. In this case gas compression feeds and maintains the ISM turbulence. If the compressed turbulent gas can dissipate the injected mechanical energy, star formation proceeds in the compression region and the energy injection by subsequent SN explosions feeds and maintains ISM turbulence.

Acknowledgements. We would like to thank the anonymous referee for constructive comments which helped to significantly improve this article.

References

- Balbus, S.A.; Hawley, J.F. 1991, ApJ, 376, 214
 Barbieri, C.V., Fraternali, F., Oosterloo, T., et al. 2005, A&A, 439, 947
 Bell, E.F.; McIntosh, D.H., et al. 2003, ApJS, 149, 289
 Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2010, AJ, 140, 1194
 Binney, J. 1992, ARA&A, 1992, 30, 51
 Boomsma, R., Oosterloo, T.A., Fraternali, F., van der Hulst, J.M., Sancisi, R. 2005, A&A, 431, 65
 Boomsma, R., Oosterloo, T.A., Fraternali, F., van der Hulst J.M., & Sancisi, R. 2008, A&A, 490, 555
 Bournaud, F., Combes, F., Jog, C.J., & Puerari, I., 2005, A&A, 438, 507
 Bregman, J.M. 1980, ApJ, 236, 577
 Brinks, E., Burton, W.B. 1984, A&A, 141, 195
 Casertano, S. & van Gorkom, J.H. 1991, AJ, 101, 1231
 Chaves, T. A. & Irwin, J. A. 2001, ApJ, 557, 646

- Courteau, S., Dutton, A.A., van den Bosch, F.C., et al. 2007, *ApJ*, 671, 203
- Dahlem, M., Lisenfeld, U., & Rossa, J. 2006, *A&A*, 457, 121
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, J.R. 1976, *Second reference catalogue of bright galaxies*, 1976, Austin: University of Texas Press.
- Elfhag, T., Booth, R.S., Höglund, B., et al. 1996, *A&AS*, 115, 439
- Fraternali, F., van Moorsel, G., Sancisi, R., Oosterloo, T. 2002, *ApJ*, 123, 3124
- Fraternali, F. & Binney, J.J. 2006, *MNRAS*, 366, 449
- García-Ruiz, I., Sancisi, R., Kuijken, K. 2002, *A&A*, 394, 769
- Gentile, G., Józsa, G.I.G., Serra, P., et al. 2013, *A&A*, 554, A125
- Heald, G., Józsa, Serra, P., et al. 2011, *A&A*, 528, 118
- Irwin, J. A., English, J., Sorathia, B. 1999, *AJ*, 117, 2102
- Kalberla, P.M.W., Kerp, J. 2009, *ARA&A*, 47, 27
- Kamphuis, P., Rand, R.J., Józsa G.I.G. et al. 2013, *MNRAS*, 434, 2069
- Kent, S.M. 1985, *ApJS*, 59, 115
- Kregel, M., van der Kruit, P.C., & de Grijs, R. 2002, *MNRAS*, 334, 646
- Kregel, M. & van der Kruit, P.C. 2004, *MNRAS*, 352, 787
- Kuzio de Naray, R., Zagursky, M.J., & McGaugh, S.S., 2009, *AJ*, 138, 1082
- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., et al. 2008, *AJ*, 136, 2782
- Lucy L.B. 1974, *AJ*, 79, 745
- MacLow, M.-M. 1999, *ApJ*, 524, 169
- Martinsson, T.P.K., Verheijen, M.A.W., Westfall, K.B., et al. 2013, *A&A*, 557, A131
- Matthews, L.D., Wood, Kenneth 2003, *ApJ*, 593, 721
- Napier, P.J., Thompson, A.R., Ekers, R.D. 1983, *IEEEP*, 71, 1295
- Nilson, P., 1973, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*, 1973, Acta Universitatis Upsalienis, Nova Regiae Societatis Upsalienis, Series v: a Vol.
- O'Brien, J.C., Freeman, K.C., van der Kruit, P.C., 2010, *A&A*, 515, 62
- Oosterloo, T., Fraternali, F., & Sancisi, R. 2007, *AJ*, 134, 1019
- Ostriker, E.C., McKee, C.F., & Leroy, A.K. 2010, *ApJ*, 721, 975
- Peng, C.Y., Ho, L.C., Impey, C.D., Rix, H.-W. 2002, *AJ*, 124, 266
- Pérez, I., Fux, R., & Freeman, K. 2004, *A&A*, 424, 799
- Popescu, C.C., Tuffs, R.J., Kylafris, N.D., Madore, B.F. 2004, *A&A*, 414, 45
- Rand, R.J. & Benjamin, R.A. 2008, *ApJ*, 676, 991
- Rossa, J., Dettmar, R.-J. 2003, *A&A*, 406, 493
- Sancisi, R., Fraternali, F., Oosterloo, T., & van der Hulst, T. 2008, *A&ARev*
- Sanders, D.B., Mazzarella, J.M., Kim, D.-C., Surace, J.A., Soifer, B.T. 2003, *AJ*, 126, 1607
- Schechtman-Rook, A. & Bershad, M.A. 2013, *ApJ*, 773, 45
- Shapiro, P.R. & Field, G.B. 1976, *ApJ*, 205, 762
- Skrutskie M.F., Cutri R.M., Stiening R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Sofue, Y. & Rubin, V. 2001, *ARA&A*, 39, 137
- Springob, C.M., Haynes, M.P., Giovanelli, R., & Kent, B.R. 2005, *ApJS*, 160, 149
- Tamburro, D., Rix, H.-W., Leroy, A.K., et al. 2009, *AJ*, 137, 4424
- Tonry, J.L., Dressler, A., Blakeslee, J.P., et al. 2001, *ApJ*, 546, 681
- van der Hulst, J. M., Sancisi, R. 2005, *Extra-Planar Gas*, ASP Conference Proceedings, Vol. 331. Edited by Robert Braun. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2005, p.139
- van der Kruit, P.C. 2007, *A&A*, 466, 883
- Vollmer, B. & Beckert, T. 2003, *A&A*, 404, 21
- Vollmer, B. & Davies, R.I. 2013, *A&A*, 556, 31
- Walter, F., Brinks, E., de Blok, W.J.G., et al. 2008, *AJ*, 136, 2563
- Warmels, R.H. 1988, *A&AS*, 72, 427
- Yamasaki, N.Y., Sato, K., Mitsuishi, I., & Ohashi, T. 2009, *PASJ*, 61, 291
- Young, J.S. & Scoville, N.Z. 1991, *ARA&A*, 29, 581
- Zschaechner, L.K., Rand, R.J., Heald, G., Gentile, G., Józsa, G. 2012, *ApJ*, 760, 37

Appendix A: HI position velocity diagrams**Appendix B: HI channel maps**

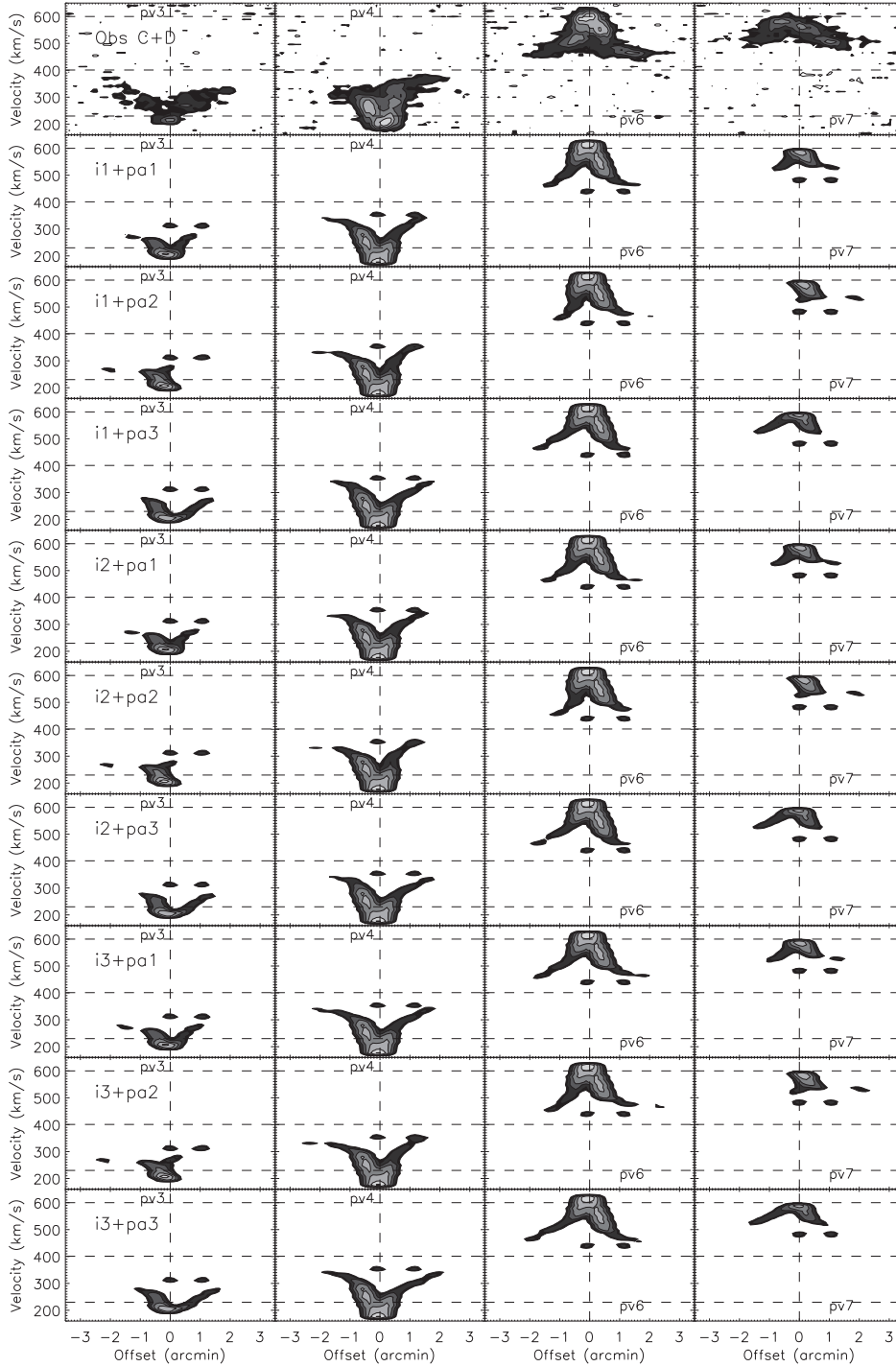


Fig. 9. NGC 2683 HI C+D array and model position velocity diagrams. The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.3$ mJy/beam. The resolution is $19'' \times 18''$. The different warp models refer to the profiles of Fig. 8.

Vollmer, Nehlig, Ibata: The flaring HI disk of NGC 2683

19

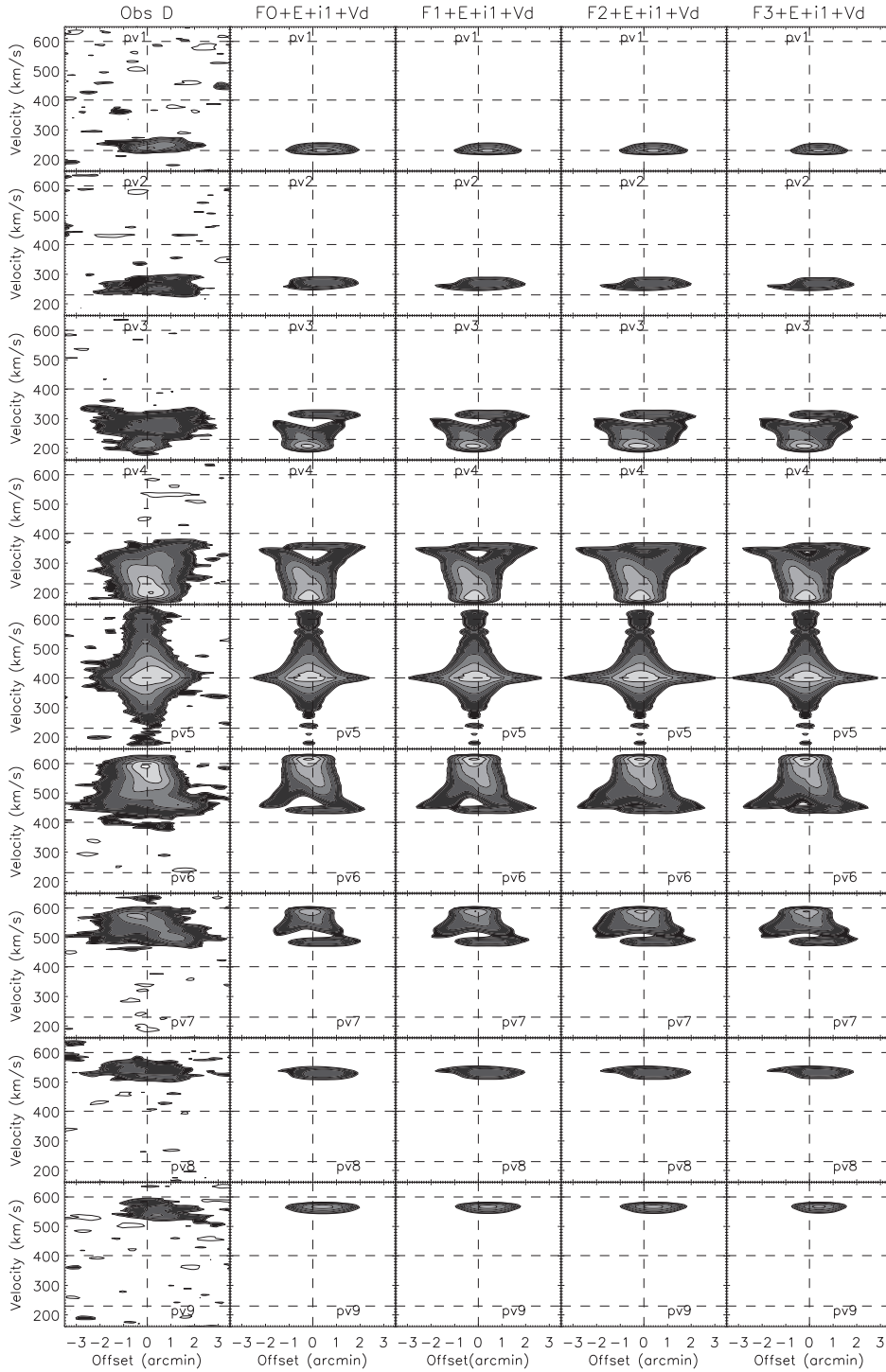


Fig. 11. NGC 2683 HI D array and model position velocity diagrams. The model includes a thin disk, an elliptical component (E), a warp in inclination (i1), a radially decreasing velocity dispersion (Vd), and a flare (F0-F3; see Fig. 10). The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.7$ mJy/beam. The resolution is $61'' \times 51''$.

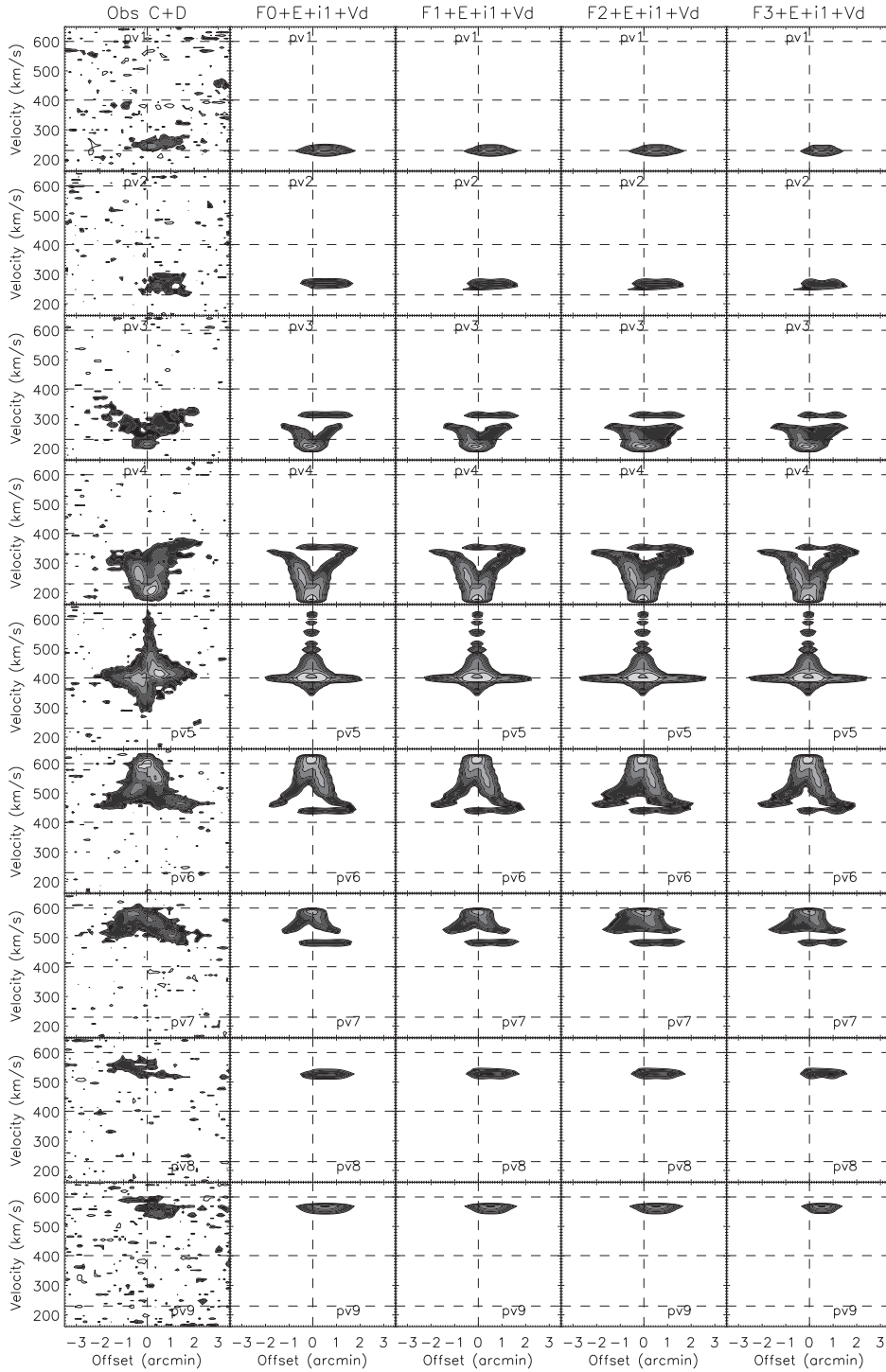


Fig. 12. NGC 2683 HI C+D array and model position velocity diagrams. The model includes a thin disk, an elliptical component (E), a warp in inclination (i1), a radially decreasing velocity dispersion (Vd), and a flare (F0-F3; see Fig. 10). The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.3$ mJy/beam. The resolution is $19'' \times 18''$.

Vollmer, Nehlig, Ibata: The flaring HI disk of NGC 2683

21

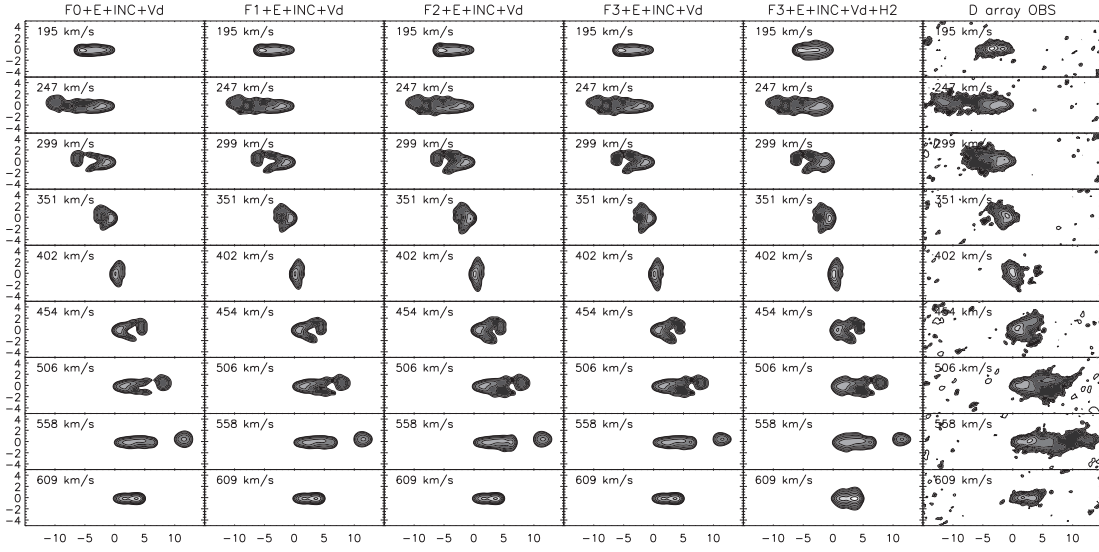


Fig. 13. Selected HI D array and model channel maps. The model includes a thin disk, an elliptical component (E), a warp in inclination (INC), a radially decreasing velocity dispersion (Vd), a flare (F0-F3; see Fig. 10), and an HI halo (H2). The offsets along the x - and y -axis are in arcmin. The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.8$ mJy/beam. The resolution is $61'' \times 51''$. The galaxy was rotated by 45° .

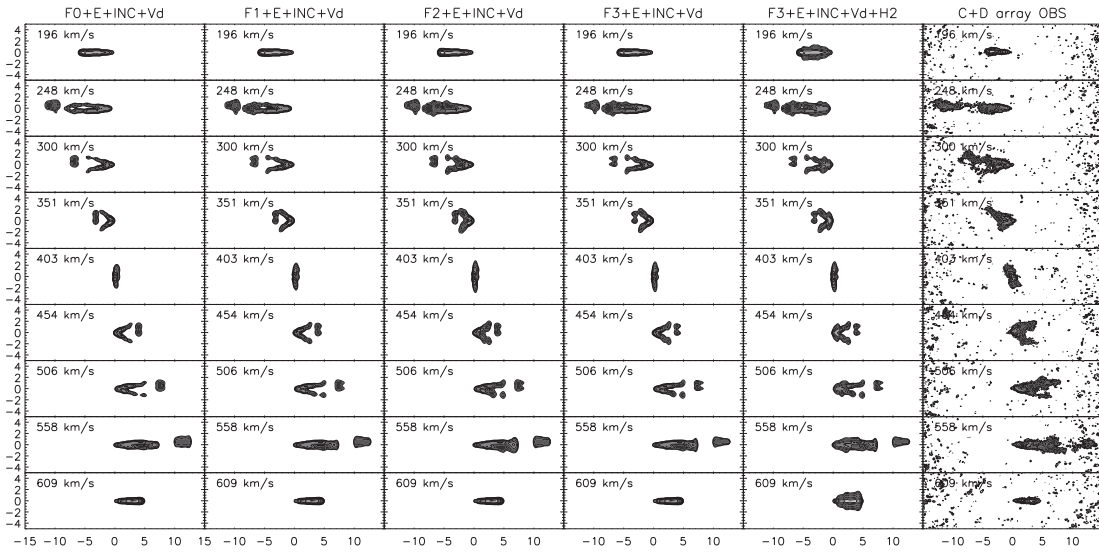


Fig. 14. Selected HI C+D array and model channel maps. The model includes a thin disk, an elliptical component (E), a warp in inclination (INC), a radially decreasing velocity dispersion (Vd), a flare (F0-F3; see Fig. 10), and an HI halo (H2). The offsets along the x - and y -axis are in arcmin. The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.4$ mJy/beam. The resolution is $19'' \times 18''$. The galaxy was rotated by 45° .

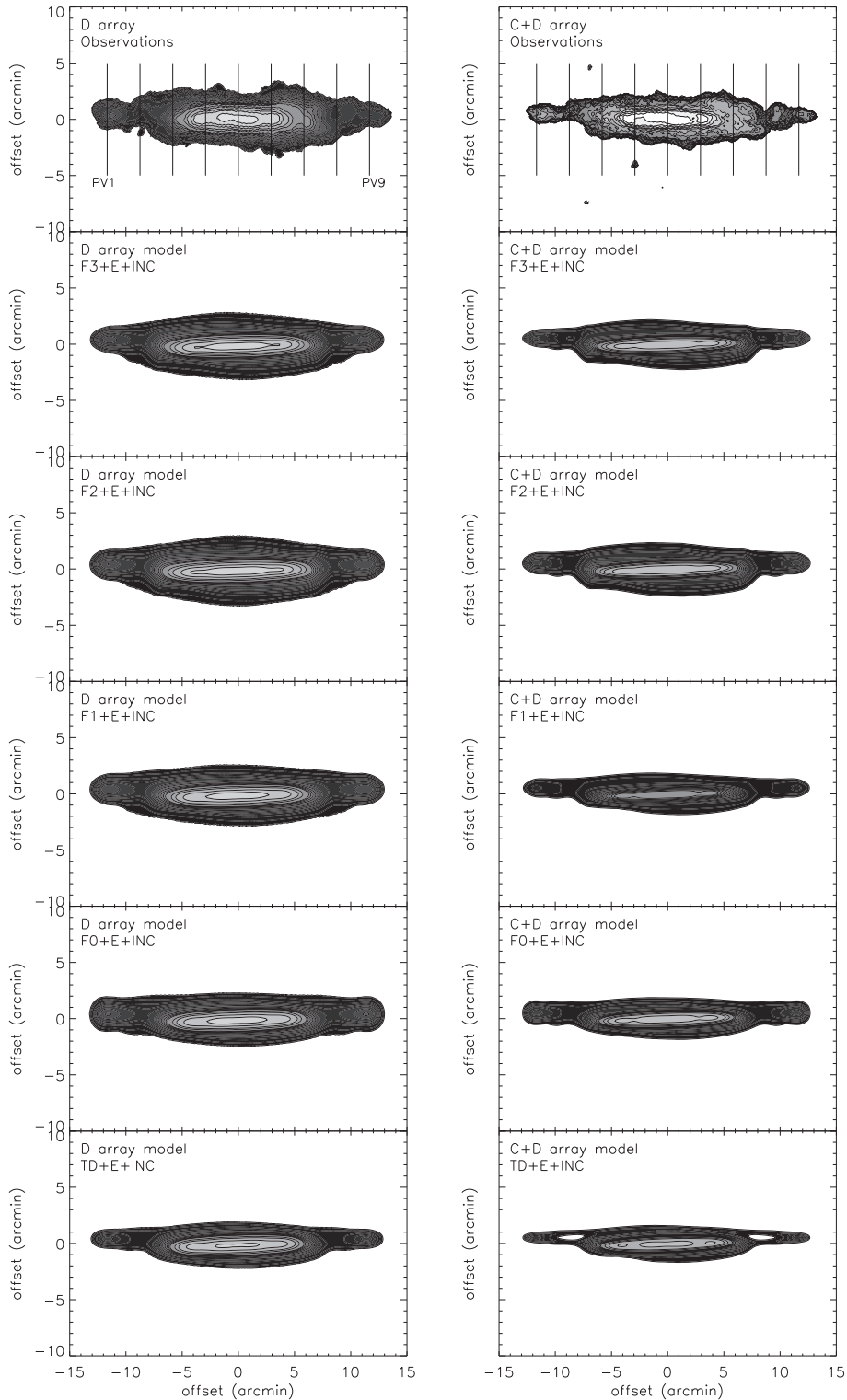


Fig. 15. Model gas distribution maps. Left column: D array; right column: C+D array data. Upper panels: observations; lower panels: models with an elliptical component (E), a warp in inclination (INC), and the warps F0-F3; best fit (F3 + warp) model. The contours are the same as for Fig. 2.

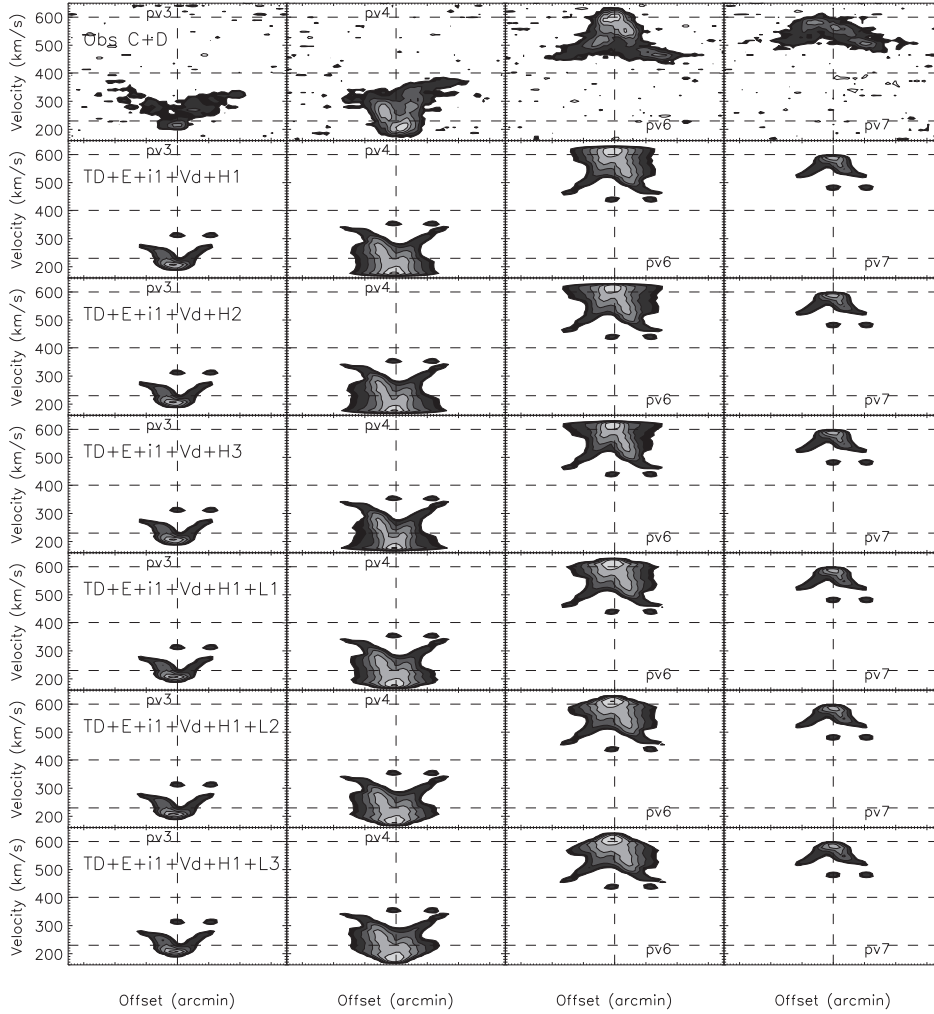


Fig. 17. Selected position velocity diagrams. C+D observations and models with a thin disk (TD), an elliptical component (E), a warp in inclination (i1), a centrally increasing velocity dispersion (Vd), and different HI halos (H1-H3) and velocity lags (L1, L2, L3: 5, 10, 15 $\text{km s}^{-1}\text{kpc}^{-1}$). The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.3 \text{ mJy/beam}$. The resolution is $19'' \times 18''$.

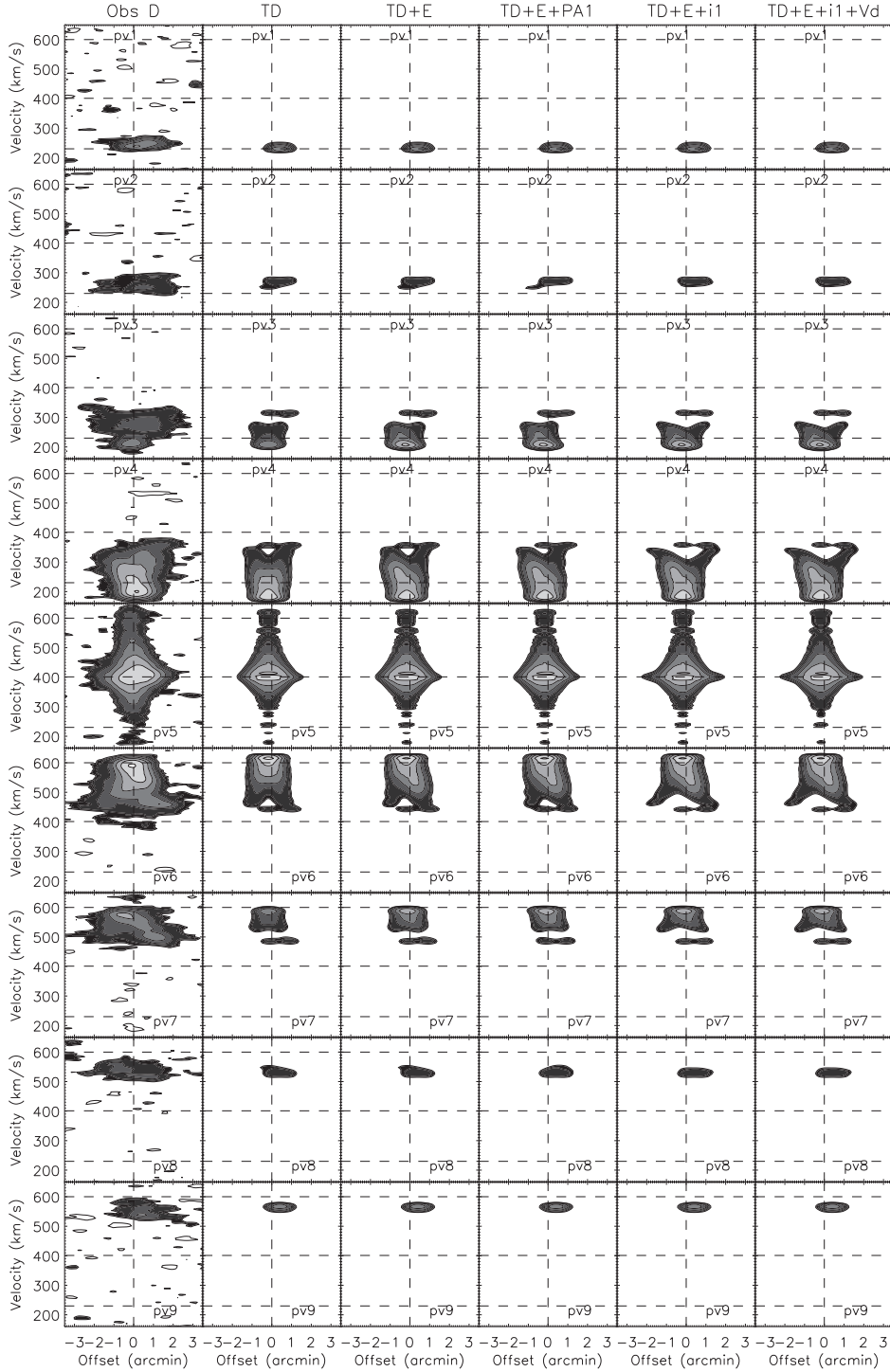


Fig. A.1. NGC 2683 HI D array and model position velocity diagrams. The model ingredients are a thin disk (TD), an elliptical component (E), a warp in position angle (PA), a warp in inclination (i), and a radially decreasing velocity dispersion (Vd). The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.7$ mJy/beam. The resolution is $61'' \times 51''$.

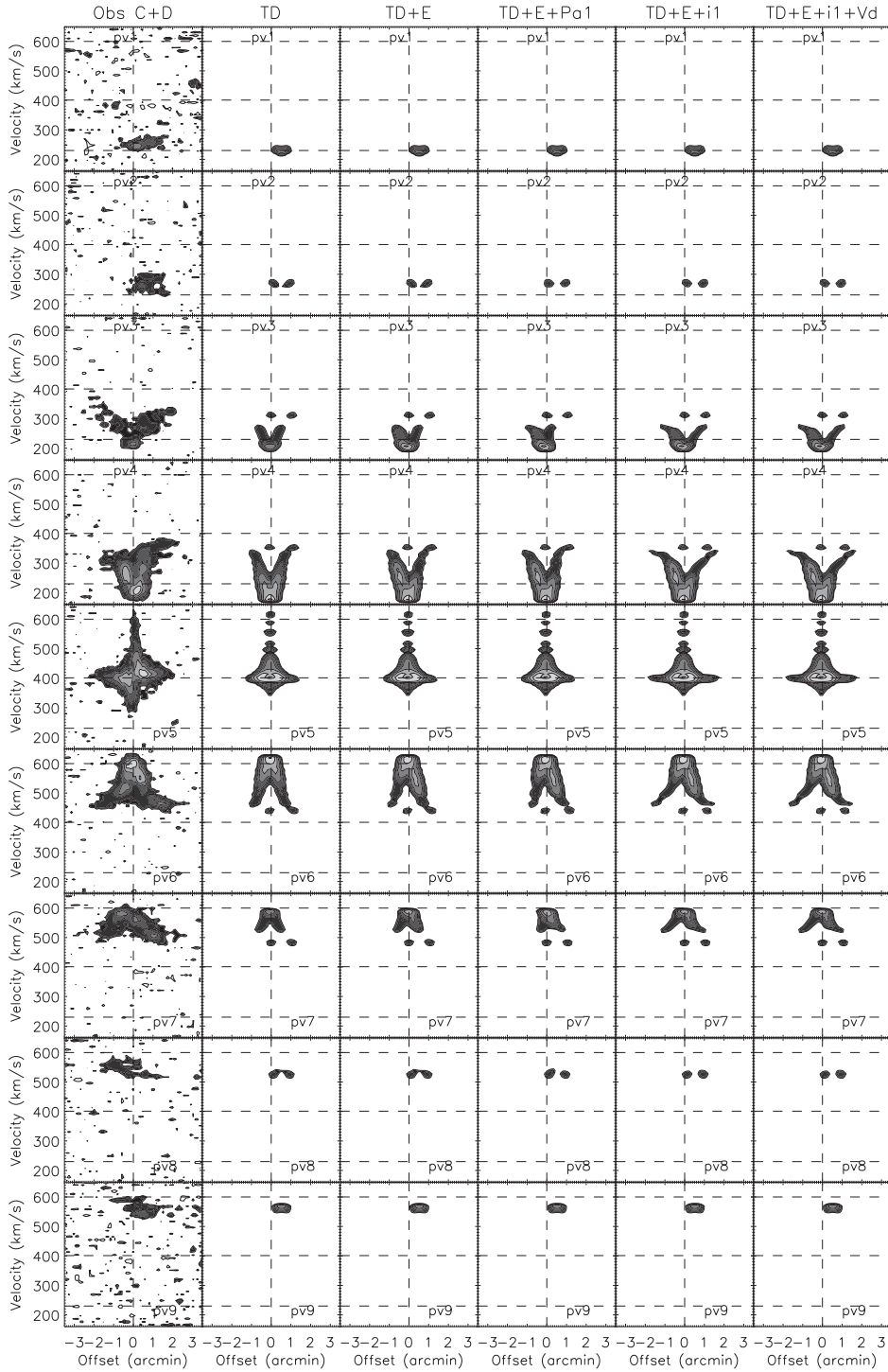


Fig. A.2. NGC 2683 HI C+D array and model position velocity diagrams. The model ingredients are a thin disk (TD), an elliptical component (E), a warp in position angle (PA), a warp in inclination (i), and a radially decreasing velocity dispersion (Vd). The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.3$ mJy/beam. The resolution is $19'' \times 18''$.

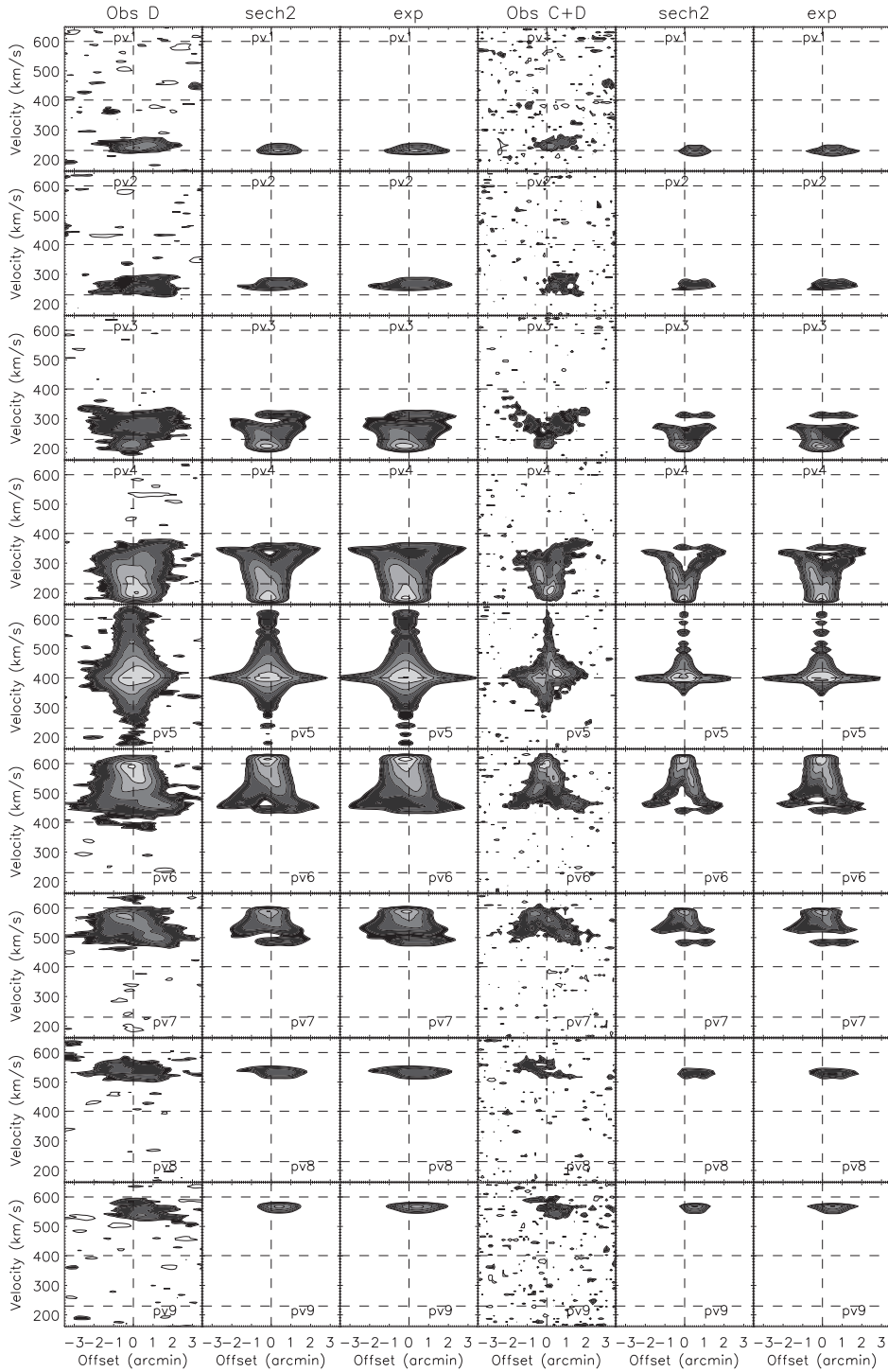


Fig. A.3. Models with different vertical structures of the gas disk (sech² and exponential). Left panels: NGC 2683 Hi D array and model position velocity diagrams. The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.7$ mJy/beam. The resolution is $61'' \times 51''$. Models including a flare with sech² and exponential vertical profiles. Right panels: NGC 2683 Hi C+D array and model position velocity diagrams. The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.3$ mJy/beam. The resolution is $19'' \times 18''$. Models including a flare with sech² and exponential vertical profiles.

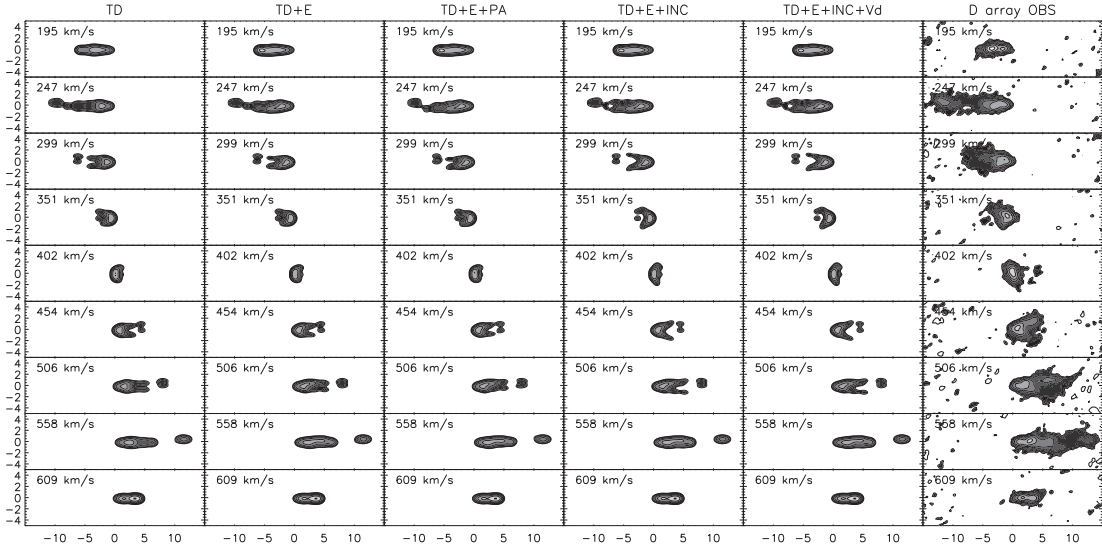


Fig. B.1. Selected HI D array and model channel maps. The model ingredients are a thin disk (TD), an elliptical component (E), a warp in position angle (PA), a warp in inclination (INC), and a radially decreasing velocity dispersion (Vd). The offsets along the x - and y -axis are in arcmin. The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.8$ mJy/beam. The resolution is $61'' \times 51''$. The galaxy was rotated by 45° .

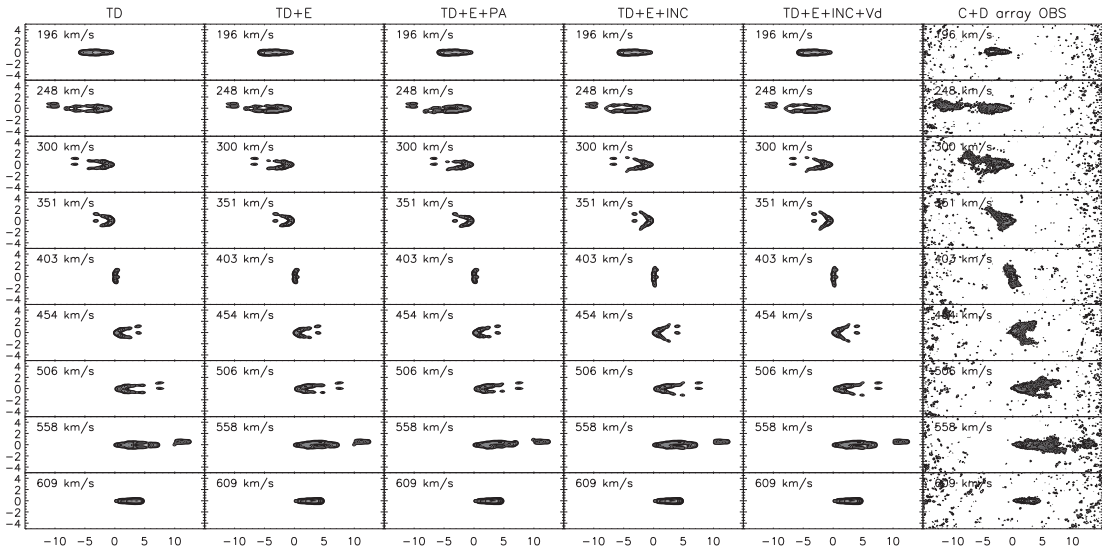


Fig. B.2. Selected HI C+D array and model channel maps. The model ingredients are a thin disk (TD), an elliptical component (E), a warp in position angle (PA), a warp in inclination (INC), and a radially decreasing velocity dispersion (Vd). The offsets along the x - and y -axis are in arcmin. The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.4$ mJy/beam. The resolution is $19'' \times 18''$. The galaxy was rotated by 45° .

28

Vollmer, Nehlig, Ibata: The flaring HI disk of NGC 2683

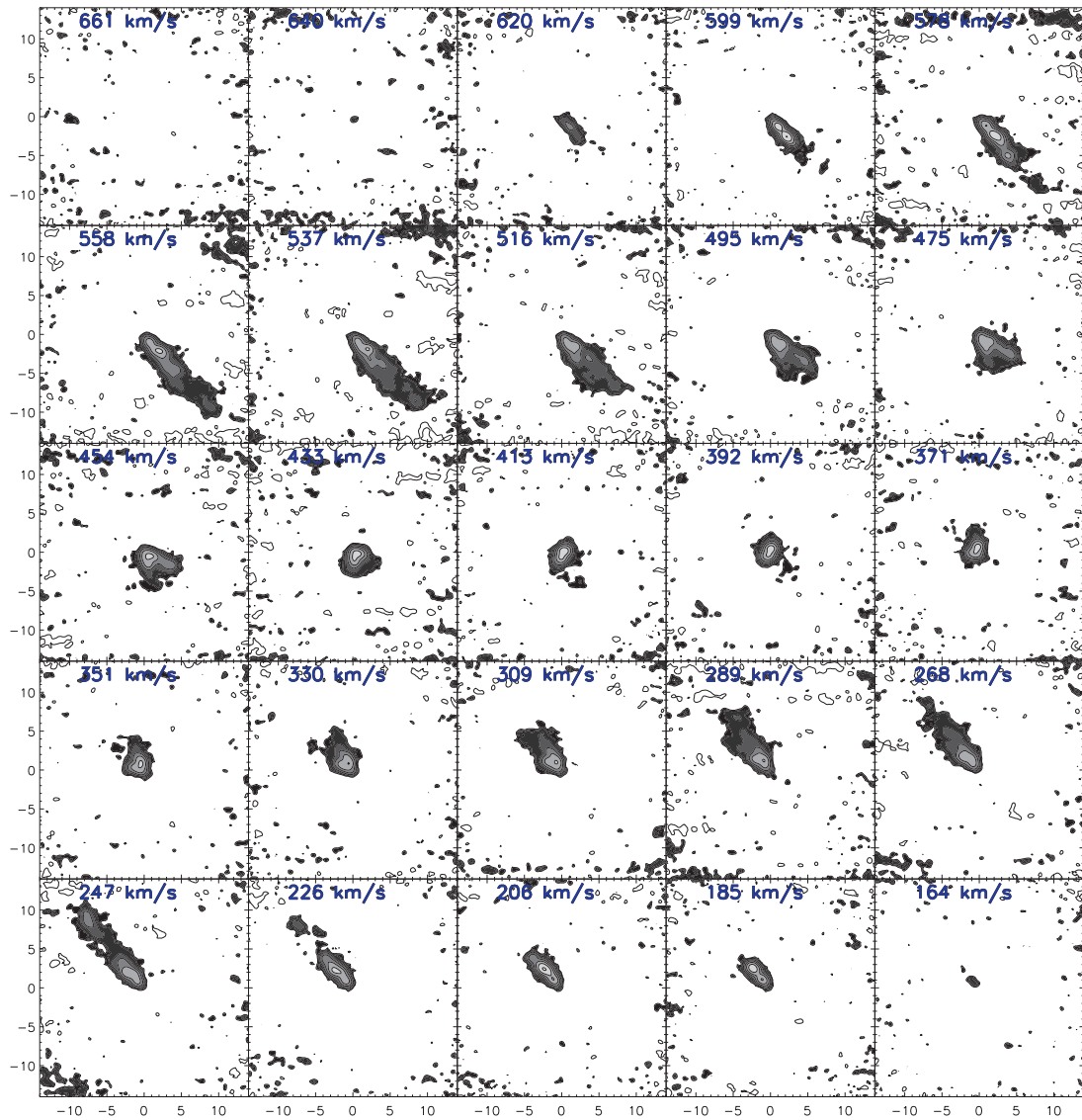


Fig. B.3. NGC 2683 HI D array channels maps. The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.8$ mJy/beam. The resolution is $61'' \times 51''$. The offsets along the x - and y -axis are in arcmin.

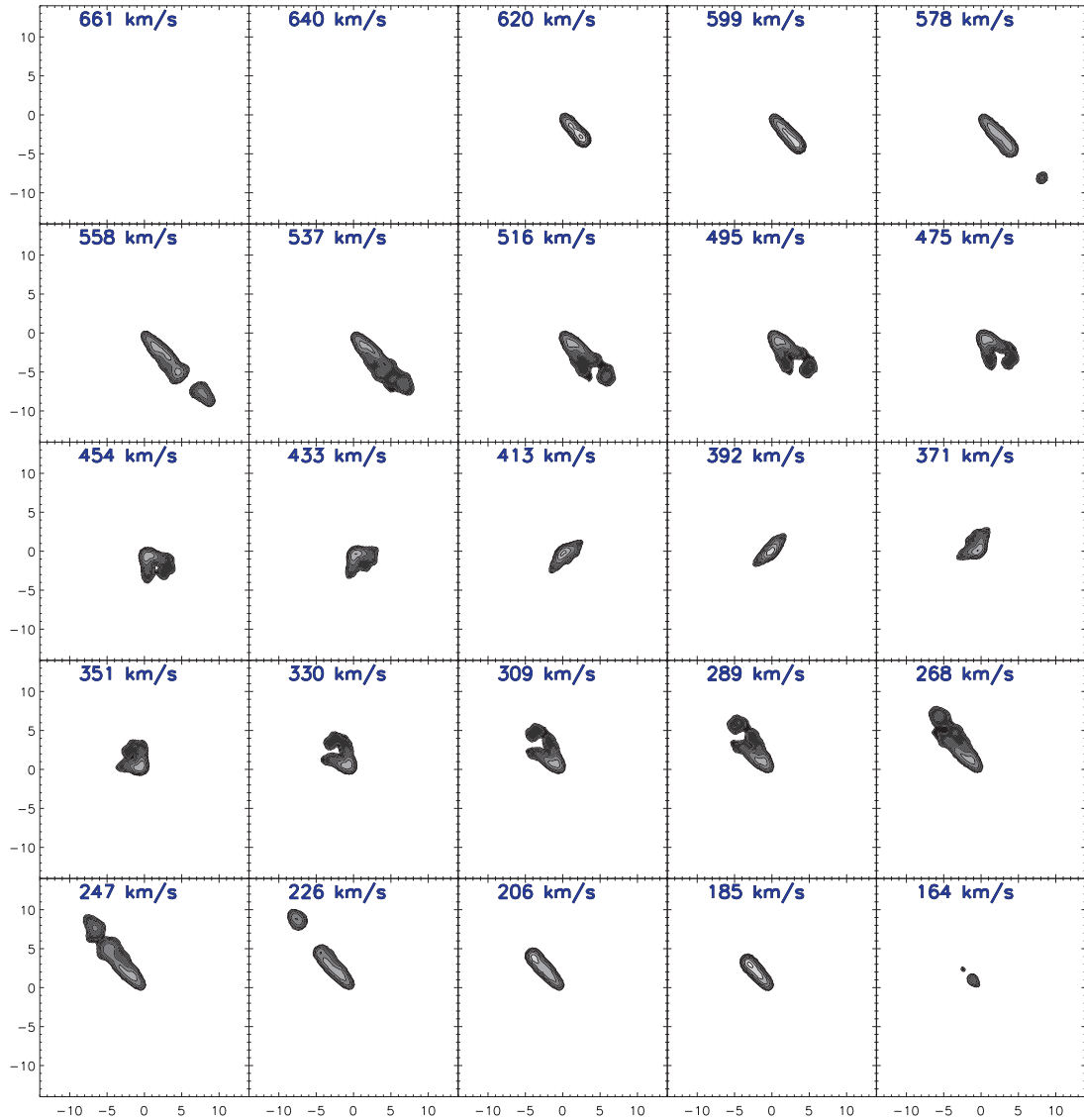


Fig. B.4. Best fit model channel maps. The model ingredients are a thin disk (TD), an elliptical component (E), a warp in inclination (INC), a radially decreasing velocity dispersion (Vd), and a flare (F3). The resolution is $61'' \times 51''$. The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.8$ mJy/beam. The channels of the original data cube were averaged to yield a channel separation of 20 km s^{-1} . The offsets along the x - and y -axis are in arcmin.

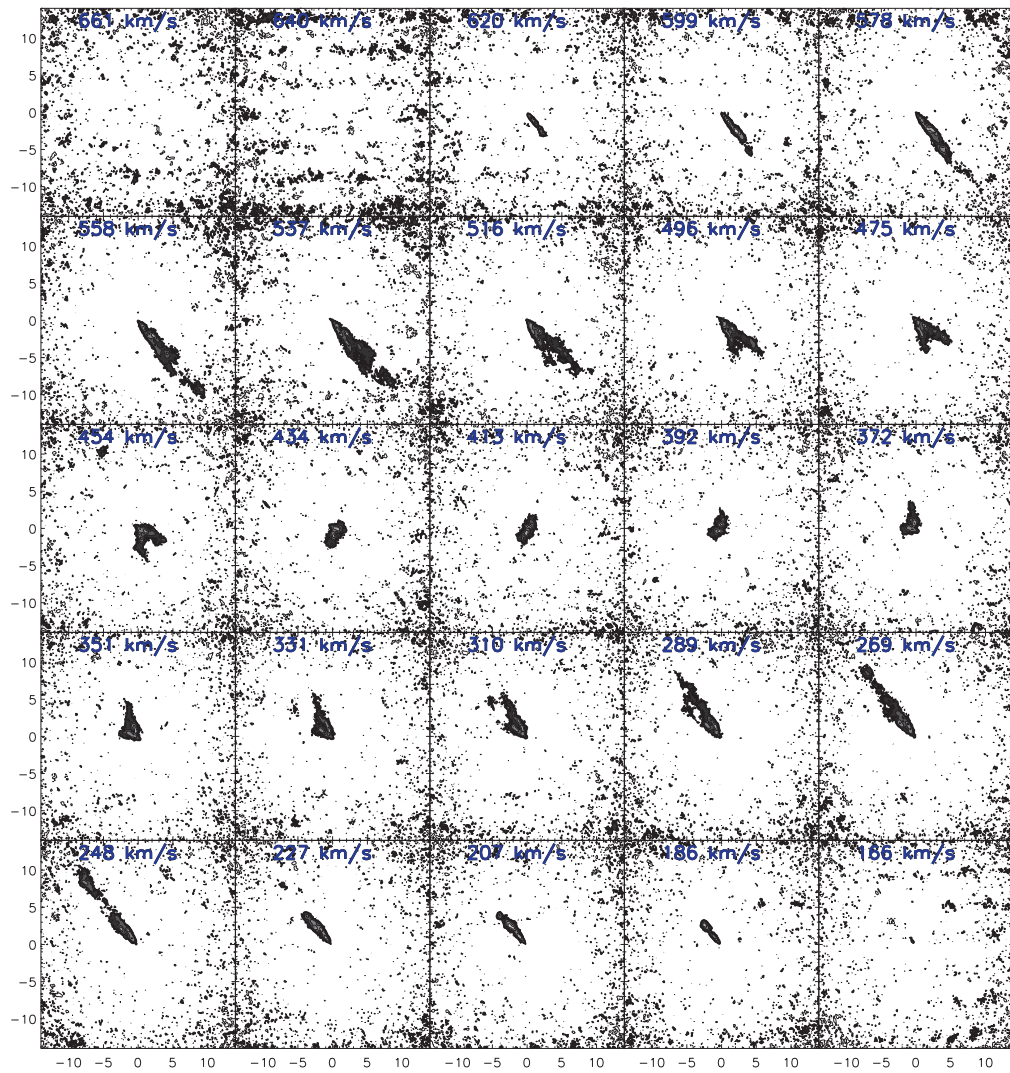


Fig. B.5. NGC 2683 HI C+D array channels maps. The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.4$ mJy/beam. The resolution is $19'' \times 18''$. The offsets along the x - and y -axis are in arcmin.

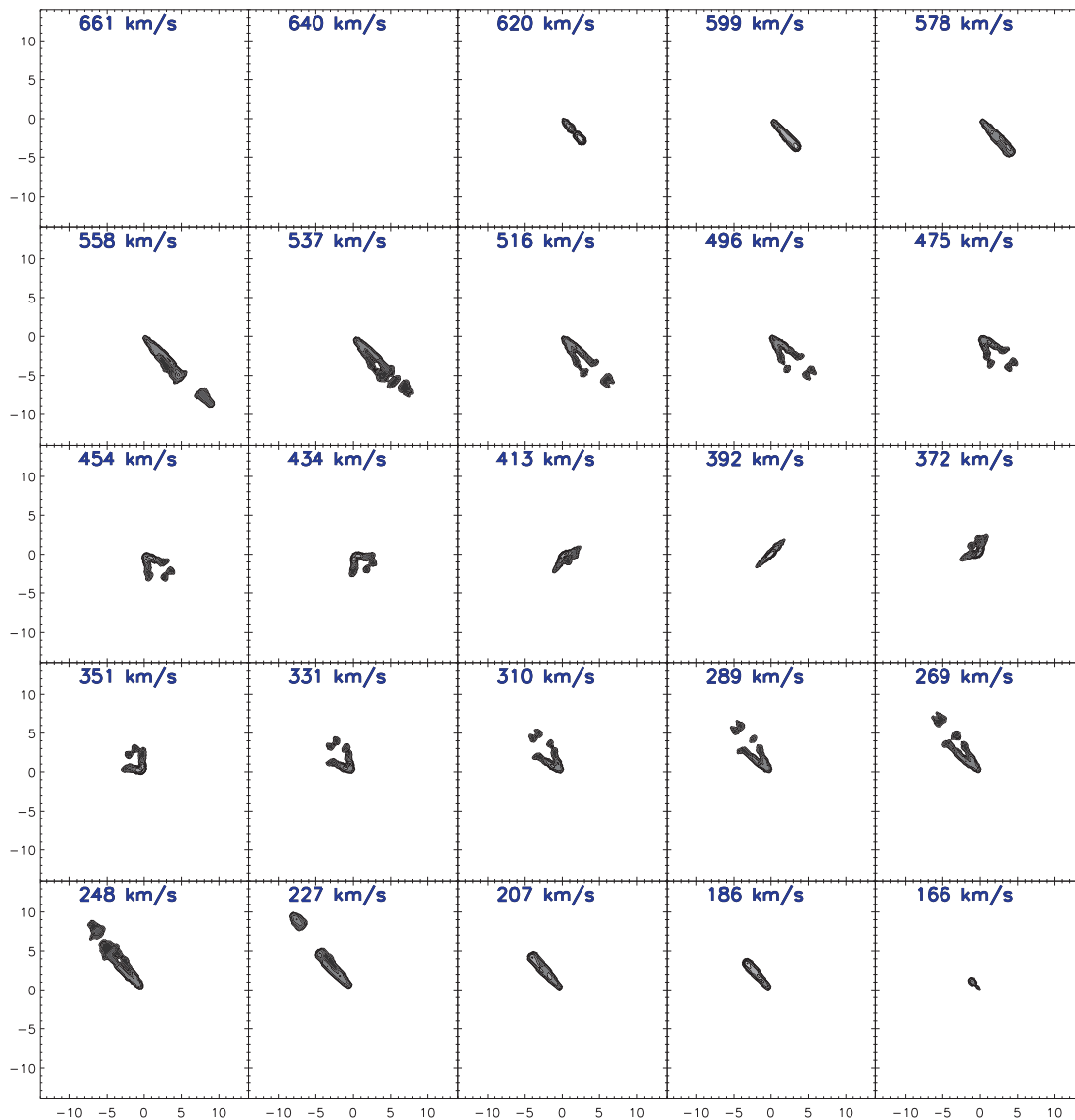


Fig. B.6. Best fit model channel maps. The model ingredients are a thin disk (TD), an elliptical component (E), a warp in inclination (INC), a radially decreasing velocity dispersion (Vd), and a flare (F3). The contour levels are $(-2, 2, 3, 6, 12, 24, 48, 96) \times 0.4$ mJy/beam. The resolution is $19'' \times 18''$. The offsets along the x - and y -axis are in arcmin.

Chapitre 3

Les amas de galaxies

3.1 Évolution des galaxies dans les amas et les groupes

Depuis la formation des grandes structures et depuis l'apparition des premières étoiles dans l'univers primordial, les galaxies ont fortement interagi entre elles ainsi qu'avec leur milieu environnant. Ces interactions ont créé la grande diversité de types de galaxies observée actuellement. La compréhension des phénomènes qui mènent à l'évolution de ces galaxies constitue clairement l'un des grands enjeux de l'astrophysique moderne. Leur évolution a été étudiée à ce jour, en considérant plusieurs aspects : la morphologie des galaxies, leur contenu en gaz, la formation stellaire qui s'y déroule, etc. Cette évolution dépend en effet de multiples processus physiques complexes. Ainsi par exemple, l'évolution de galaxies au sein d'amas composés de plusieurs milliers de galaxies pourra se révéler bien différente de celle de galaxies isolées.

Les amas de galaxies sont les plus gros objets gravitationnellement liés de l'univers, avec des masses comprises entre 10^{13} à $10^{15} M_{\odot}$, pour une taille typique de plusieurs Mpc. Ils se sont formés par accréation de matière noire, de gaz et d'étoiles autour de surdensités présentes dans les filaments cosmiques. Ces objets sont fortement dominés par la matière noire, qui représente $\sim 80\%$ de leur masse. Le colossal potentiel gravitationnel de tels objets accrète une grande partie de la masse baryonique alentour, qui se retrouve chauffée à 10^7-8 K par les chocs d'accréation. Cette matière baryonique reste à cette température élevée, en raison du temps de refroidissement extrêmement long à cette faible densité. Cette atmosphère de gaz chaud, qui est visible dans le domaine des rayons X, représente

10 – 20% de la masse de ces objet. Les galaxies quant à elles ne représentent que 5 – 10% de la masse des amas.

Suite à leurs observations, [Butcher & Oemler \(1984\)](#) ont remarqué, en étudiant 33 amas de galaxies à différents redshift, que les amas compacts à bas redshift formaient un groupe très homogène d'objets, avec des centres dépourvus de galaxies bleues. De plus, ils trouvent que, plus le redshift est élevé, plus la fraction de galaxies bleues augmente (cf. également [Balogh et al. \(1999\)](#) et [Poggianti et al. \(2006\)](#)). Ainsi, durant leur évolution, les galaxies dans les amas deviennent rouges, avec une formation stellaire moindre, voir absente. Cet effet "Butcher-Oemler" a depuis été étudié à la lumière de nouvelles observations plus profondes. [Rakos & Schombert \(1995\)](#) trouvent, en étudiant 509 galaxies de 17 amas riches à des redshifts compris entre $z=0$ et $z=1$, que la fraction de galaxies bleues augmente de 20% à $z=0.4$ à 80% à $z=0.9$. Cette augmentation est plus forte que celle décrite originellement par Butcher et Oemler. Néanmoins, [Margoniner & de Carvalho \(2000\)](#) confirment cette augmentation plus forte dans leur échantillon de 48 amas d'Abell, avec des redshifts compris entre 0.03 et 0.38.

Les grands relevés récents à divers redshift, permettent d'étudier l'évolution de la formation stellaire des galaxies avec l'outil statistique. [Baldry et al. \(2006\)](#) et [Peng et al. \(2010\)](#) notamment, utilisent les grands relevés (SDSS, 2dFGRS, COMBO-17, GOODS, DEEP, DEEP2, VVDS, COSMOS et zCOSMOS) pour explorer les relations entre la masse des galaxies, le taux de formation stellaire et l'influence de l'environnement via sa densité. La fraction de galaxies rouges, ayant des populations stellaires âgées et sans récente formation stellaire, est plus grande dans les amas de galaxies où la densité de galaxies est plus élevée (voir figure 3.1 de [Peng et al. \(2010\)](#)). De même, plus une galaxie est massive, plus elle a de chances d'être rouge et morte (au sens de la formation stellaire). Un environnement dense bloque la formation stellaire des galaxies.

L'environnement des galaxies change également leur morphologie. Une relation entre la densité de galaxies et la morphologie des galaxies est observée. En effet, la fraction de galaxies spirales chute vers le centre des amas où la densité de galaxie est forte, laissant place à une population dominée par des galaxies elliptiques ([Dressler \(1980\)](#); [Goto et al. \(2003\)](#); [Kauffmann et al. \(2004\)](#)). De même, la population de galaxies lenticulaires S0 augmente dans les régions de forte densité de galaxies. Ces études pointent également du doigt, que les galaxies lenticulaires S0 se forment après que le groupe soit virialisé, contrairement aux galaxies elliptiques qui elle se forment dans les phases précoces de la formation des amas ([Dressler et al. \(1997\)](#)). En effet, en considérant des amas et groupes

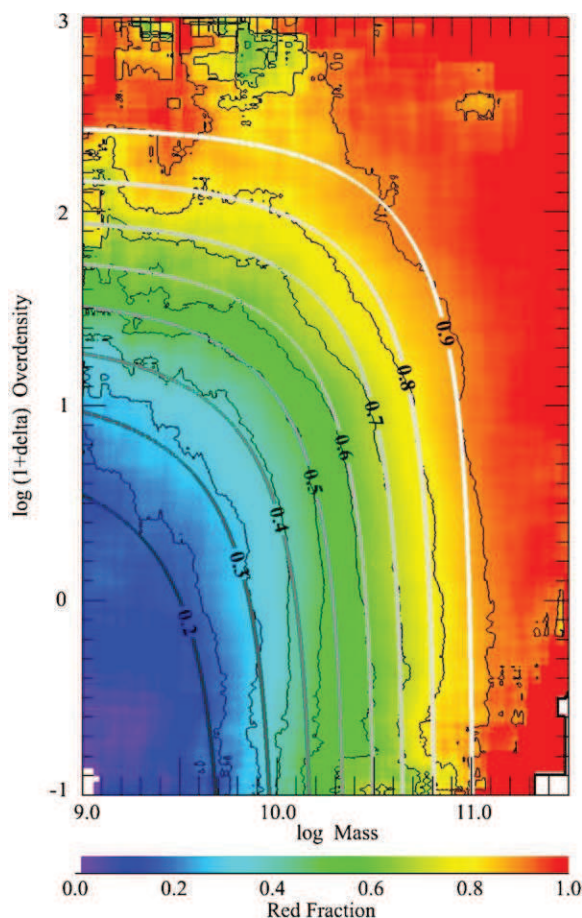


FIGURE 3.1 – Figure 6 de Peng et al. (2010). Fraction de galaxies rouges dans le SDSS en fonction de la masse, de la composante stellaire et de l’environnement (densité de galaxies).

de galaxies plus ou moins riche et à différent redshift, ces différentes études s’attachent à reconstruire l’histoire de formation des amas de galaxies.

Ainsi, les amas de galaxies se construisent soit par accrétion de galaxies, soit par accrétion de groupes de galaxies. Les galaxies qui pénètrent ainsi dans les amas voient leurs formation stellaire et leur morphologie affectées. Ces galaxies spirales qui forment des étoiles deviennent des galaxies lenticulaires (S0) ou elliptiques, avec très peu, voire une absence totale de formation stellaire.

Les mécanismes invoqués, capables d’expliquer ces changements dans le taux de formation stellaire et la morphologie de tels systèmes sont : les interactions gravitationnelles entre galaxies, l’interaction hydrodynamique entre l’atmosphère de l’amas et le MIS, et l’interaction avec le potentiel de l’amas (voir Vollmer (2013) pour une revue de ces différents effets).

3.2 Interaction gravitationnelle

L'interaction gravitationnelle des galaxies avec le potentiel global de l'amas peut provoquer une interaction de marée avec des forces compressives vers le centre de l'amas. [Byrd & Valtonen \(1990\)](#) montrent que ce phénomène permet de faire évoluer des galaxies spirales en galaxies lenticulaires. Cet effet est plus important dans les cœurs des amas, là où les forces compressives sont les plus fortes.

Les interactions gravitationnelles entre galaxies peuvent perturber à la fois leur disque de gaz et leur disque stellaire. Ces interactions permettent, via les forces de marées, de tronquer le disque de gaz et de déformer les disques stellaires, en modifiant ainsi considérablement la formation stellaire. Ainsi, des interactions entre galaxies de masses comparables (par fusions majeures) peuvent créer des galaxies lenticulaires ou elliptiques. Les fusions mineures modifient également l'évolution des disques. Néanmoins, pour que l'interaction soit maximale, le paramètre d'impact doit être relativement faible et la vitesse relative des deux galaxies doit être de l'ordre de leur vitesse de rotation ([Gerber & Lamb \(1994\)](#)). Dans les amas de galaxies, les vitesses relatives des galaxies sont de l'ordre de $400 - 1000 \text{ km s}^{-1}$. Ainsi, les rencontres entre galaxies s'effectuent majoritairement à des vitesses trop importantes pour voir apparaître des perturbations de type interaction de marée. Cependant, ces galaxies peuvent déjà être assemblées en groupes avant d'être accrétées par l'amas. Dans ces groupes, les vitesses entre galaxies sont moindres ($\sim 200 \text{ km s}^{-1}$) et l'interaction de marée peut opérer entre galaxies. Ces interactions sont donc susceptibles d'apparaître à la périphérie des amas ("preprocessing", [Fujita \(2004\)](#); [Cortese et al. \(2006\)](#)).

Le harcèlement galactique ('harassement') est, quant à lui, plus fréquent dans les amas ([Moore et al. \(1996\)](#)). En effet, la multiplication des interactions à grande vitesse avec une galaxie massive peut modifier la morphologie des disques. Ces interactions proches ($< 50 \text{ kpc}$) interviennent en moyenne tous les Gyr dans un amas. Néanmoins, les effets sont plus prononcés sur les petits systèmes peu massifs (cf [Moore et al. \(1999\)](#)). En effet, ces galaxies ont un potentiel plus faible ($v_{rot} < 100 \text{ km s}^{-1}$) qui permet, suite aux interactions répétées, une perte plus importante de gaz et d'étoiles dans le milieu intra-amas et de modifier ainsi leur morphologie.

3.3 Interactions MIS-MIG

Alors que les interactions gravitationnelles perturbent le disque stellaire et le MIS, les interactions hydrodynamiques entre l'atmosphère de l'amas (MIG 'milieu inter galactique') et les galaxies ne perturbent que le gaz des galaxies satellites. Le scénario 'd'étranglement' ou 'famine' ('strangulation or starvation') se produit lorsqu'une galaxie passe près du centre de l'amas et voit son halo de gaz chaud soufflé par l'atmosphère de l'amas. Une fois son halo de gaz perdu, l'accrétion de gaz sur le disque cesse et la formation stellaire épuise le réservoir de gaz en quelques Gyr (Larson et al. (1980)). Bekki et al. (2002) montrent dans leur modèle de pression dynamique que 80% du gaz du halo peut être soufflé de la galaxie en quelques Gyr. De plus, cette étude montre que cet effet peut apparaître pour des orbites excentriques, passant à plus de trois fois la distance du rayon de cœur de l'amas. Elle montre également que la baisse de l'accrétion de gaz du halo par la galaxie provoque une hausse du paramètre Q de Toomre et, par conséquent, une forte diminution des structures spirales.

Les galaxies spirales qui entrent dans l'atmosphère de l'amas subissent quant à elles une pression sur leur gaz, du fait de leur mouvement dans l'atmosphère de l'amas. Cette pression dynamique peut faire perdre une partie considérable de gaz HI dans leurs parties externes, si cette pression est plus forte que l'attraction due au potentiel de la galaxie (cf. par exemple NGC 4522 et NGC 4402 dans Virgo Abramson & Kenney (2014); Vollmer et al. (2008a)). Gunn & Gott (1972) définissent quantitativement cet effet par le critère suivant :

$$\rho_{ICM} V_{gal}^2 > 2\pi G \Sigma_{\star} \Sigma_g \sim \frac{v_{rot}^2}{R_{str}} \Sigma_g, \quad (3.1)$$

avec, ρ_{ICM} la densité de l'atmosphère de l'amas (10^{-3} - 10^{-4} atomes cm^{-3}), V_{gal} la vitesse de la galaxie dans l'amas, v_{rot} sa vitesse de rotation et R_{str} le rayon de balayage de gaz, tel que le gaz qui se situe à $R > R_{str}$ soit affecté par le balayage par pression dynamique ("Ram pressure stripping"). Le temps de balayage du gaz défini ainsi est de l'ordre de 10-100Myr. Ce critère simple permet de définir globalement quelle quantité de gaz est affectée.

De plus, suivant la trajectoire, la masse de la galaxie, sa vitesse dans l'amas, le profil de densité de l'atmosphère d'amas (qui peut être inhomogène), la direction du vent sur le disque, la sous-structure de l'ISM et le champ magnétique, les effets de la pression dynamique sur le MIS peuvent varier. La résolution analytique de tels systèmes étant

impossible, les simulations numériques sont utilisées pour mesurer les effets de telles interactions (Roediger & Hensler (2005); Schulz & Struck (2001); Vollmer et al. (2001)).

3.4 L'amas de Virgo

Notre étude se concentre sur des galaxies de l'amas de la Vierge (NGC 4501, NGC 4654, NGC 4567/68 et NGC 4321). L'amas de la Vierge est l'amas le plus proche, avec une distance de ~ 17 Mpc¹. La résolution spatiale des radiotélescopes permet aujourd'hui de résoudre les disques, ce qui nous donne la possibilité technique de distinguer des régions spécifiques (1 à 2kpc²) au sein de ces galaxies.

Binggeli et al. (1985) ont recensé 2096 galaxies dans 140 deg² de l'amas de la Vierge, dans leur catalogue des galaxies VCC. Parmi ces galaxies, 1300 sont identifiées comme étant des membres réels de l'amas, au regard de leur morphologie et de leur vitesse. Cet amas est dynamiquement jeune. En effet, il est composé d'une grande fraction de galaxies spirales et possède une émission piquée en rayons X montrant des sous-structures (Böhringer et al. (1994)). De plus, deux groupes de galaxies en cours d'accrétion, situés en périphéries du groupe principal (groupe de M87) ont été identifiés (groupe de M86 et M49) (Mei et al. (2007)). Ceci indique que l'amas n'est pas encore viréalisé.

Chung et al. (2009) ont réalisé un relevé HI (VIVA) comprenant 53 de ces galaxies. Ils confirment que les galaxies situées à une distance inférieure de 0.5Mpc du centre (M87), ont des disques HI plus petit que les disques stellaires (r_{25}). Ces galaxies montrent également du gaz déplacé du disque. À des distances intermédiaires $d \sim 1$ Mpc du centre de l'amas, un grand nombre de galaxies montrent des queues de HI pointant dans la direction opposée à M87 (Chung et al. (2007)). À la périphérie, ils trouvent nombre de galaxies riches en gaz, mais également quelques galaxies avec des disques HI tronqués (voir figure 3.2 de Chung et al. (2009)).

1. Dans la littérature, les valeurs varient entre 16 et 18 Mpc selon les méthodes utilisées (voir par exemple Fouqué et al. (2001) ou encore Mei et al. (2007) pour une méthode utilisant les fluctuations de brillance de surface de galaxies).

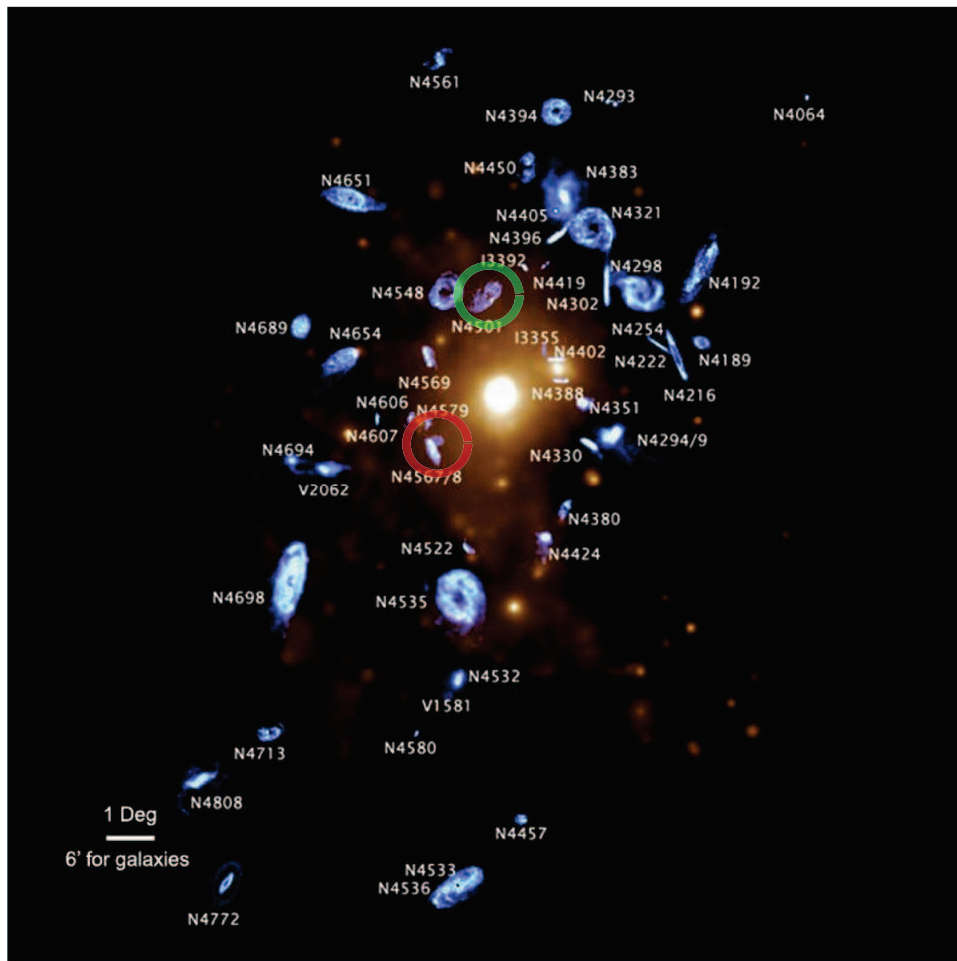


FIGURE 3.2 – Image composite de Chung et al. (2009) du relevé HI VIVA, sur la carte en X de Böhringer et al. (1994). Les galaxies sont placées à leur position exacte. Cependant, leur taille a été multipliée par un facteur 10 afin d’augmenter leur visibilité. Cette carte montre à quel point la distribution de masse de l’atmosphère d’amas n’est pas uniforme dans l’amas de la Vierge. Entourée en vert : la galaxie NGC 4501 et en rouge : les galaxies NGC 4567/68.

3.5 Effets sur la formation stellaire aux petites échelles

Ainsi, l’effet combiné de la pression dynamique et des interactions gravitationnelles engendre une coupure de formation stellaire sur une longue période dans les amas. Alors que les interactions gravitationnelles agissent sur la formation stellaire sur une période supérieure à 1 Gyr, la pression dynamique opère sur une durée plus courte, de l’ordre de 10-100 Myr. Suivant la densité de l’atmosphère de l’amas et sa taille, un effet peut dominer par rapport à l’autre. Néanmoins, lors de tels événements, le MIS des galaxies peut être comprimé et un sursaut de formation stellaire peut apparaître sur une période plus courte,

avant de cesser définitivement (par exemple NGC 4435 [Panuzzo et al. \(2007\)](#); également [Renaud et al. \(2014\)](#)).

Les choses se compliquent encore davantage lorsqu'on examine ces interactions individuellement, sur les disques galactiques. En effet, la réaction du MIS, en terme de formation stellaire lors de ces évènements, est incertaine et dépend à la fois de l'énergie, du temps de compression associé à l'évènement et de la géométrie du système.

La morphologie et la masse en gaz de ces galaxies perturbées évoluent (galaxies déficientes en HI avec des disques tronqués ([Warmels \(1988\)](#)) et [Chung et al. \(2009\)](#) pour l'amas de la Vierge). Les observations montrent que le HI est plus facilement affecté que le gaz moléculaire ([Kenney & Young \(1989\)](#)). [Boselli et al. \(2014\)](#) montrent également que les galaxies d'amas ont moins de gaz moléculaire que les galaxies similaires du champ (4σ). Cependant, elles ont une déficience en gaz atomique encore plus prononcée, ce qui indique que le gaz moléculaire est enlevé moins efficacement que le gaz atomique lors d'interactions avec l'environnement.

Récemment, [Kenney et al. \(2015\)](#) ont observé avec HST (V et I) une galaxie soumise à la pression dynamique dans l'amas de Coma NGC 4921. Cette galaxie exhibe un disque HI tronqué et asymétrique typique de la pression dynamique (cf. figure 3.3). De plus, elle montre un front de poussières associé à la région où s'opère la pression sur le MIS. En amont de ce front de poussières, des noyaux de formation stellaire avec des étoiles jeunes sont détectés. De ces noyaux, des filaments de poussières s'étendent sur 100 pc à 1 kpc, dirigés à l'opposé du mouvement de la galaxie dans l'amas. Ces structures sont identifiées comme étant causées par la pression dynamique. Ainsi, une telle pression du milieu extérieur sur le MIS affecte davantage les nuages qui ont une faible densité de surface (cf. également NGC 4402 ([Crowl et al., 2005](#))). Néanmoins, ces auteurs ne peuvent déterminer si la formation stellaire présente dans le front de pression dynamique est induite par la pression dynamique, ou si elle est simplement révélée du fait du balayage de l'enveloppe d'obscurcissement de poussières.

Des régions HII extra-planaires sont également détectées dans certaines queues de gaz provoquées lors de tels évènements. Par exemple, dans NGC 4522, [Vollmer et al. \(2008a\)](#) identifient du gaz moléculaire dans le gaz extra-planétaire soufflé par la pression dynamique. Au sein de ce gaz, de l'émission H_α émanant de formation stellaire récente est détectée, et ceci de façon décorrélée spatialement du gaz moléculaire (voire leur figure 12). Dans le gaz extra-planétaire de cette galaxie, l'efficacité de la formation stellaire du gaz de NGC

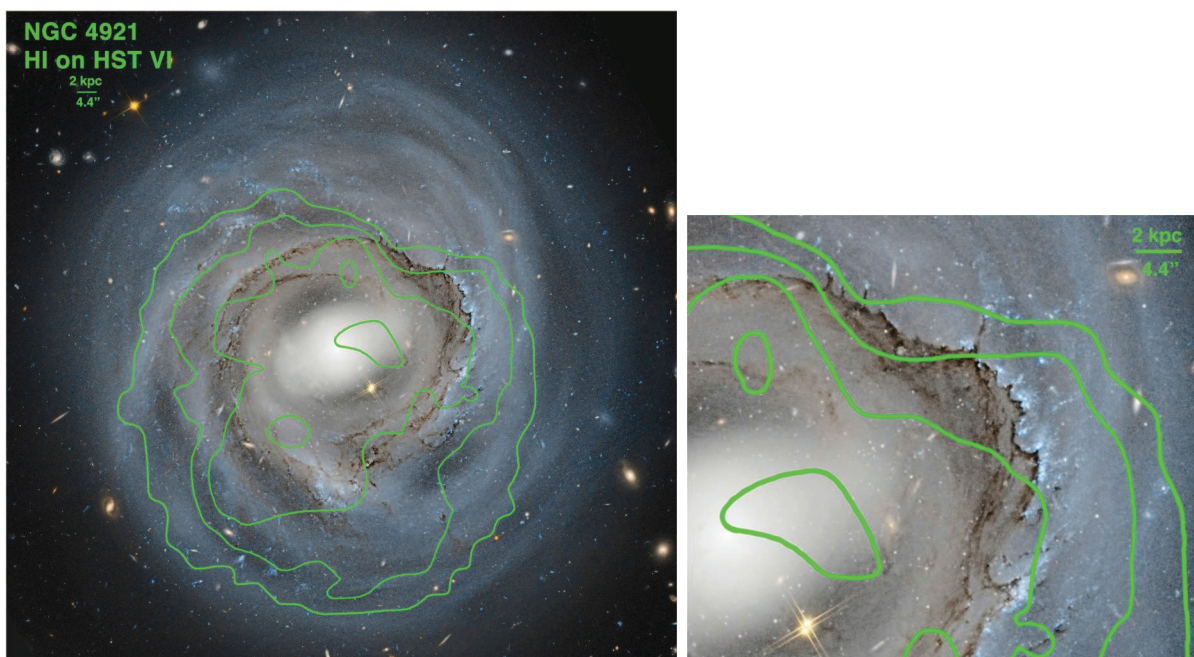


FIGURE 3.3 – Figure de [Kenney et al. \(2015\)](#). Intensité totale HI (VLA) sur l’image HST (F606W+F814W) de NGC 4921. Les contours HI sont placés à $(1, 3, 5, 7) \times 2.6 \times 10^{19}$ atom cm^{-2} . *Droite* : zoom sur la partie nord-ouest du disque.

4522 est trois fois moindre que celle du disque (cf. également NGC 4330 ([Abramson et al., 2011](#))).

[Vollmer et al. \(2007\)](#) ont étudié la polarisation de l’émission radio continue à 6cm de 8 galaxies de l’amas de la Vierge. Ils trouvent des distributions asymétriques pour les galaxies perturbées. En effet, la polarisation de l’émission du continuum radio est sensible à la compression et au cisaillement, elle permet donc de distinguer les zones où la MIS est comprimé. Cette émission donne ainsi des indications sur les distorsions du champ des vitesses causés par ces interactions.

Nous avons ainsi vu que, durant un évènement de pression dynamique ou d’interaction gravitationnelle, la réponse du MIS à court terme dépend fortement des conditions locales. Les études multi-longueurs d’ondes sont nécessaires pour révéler les propriétés des différentes phases du MIS, et ainsi donner un aperçu précis de la réponse du MIS pendant de tels évènements. Dans cette thèse, nous utilisons des nouvelles données CO(2-1) de NGC 4501 et de NGC 4567/68 qui permettent de tracer la phase moléculaire du gaz. En complément de ces nouvelles observations, des données d’archive ont également été utilisées : VLA, Spitzer, Herschel et GALEX. L’influence sur des périodes courtes ($t < 1\text{Gyr}$) de la compression sur le MIS de galaxies perturbées a été étudiée, ceci dans le but de mieux

comprendre les mécanismes qui mènent à la baisse ou à une éventuelle augmentation de la formation stellaire localement dans ces galaxies. En complément de ces observations, un modèle analytique et, de façon distincte, un modèle dynamique permettant de retracer l'évolution de tels systèmes, ont été utilisés. Nous avons constaté que la combinaison de ces différentes approches est réellement riche en enseignements.

Chapitre 4

Modélisation du MIS

4.1 Modèle analytique

Le modèle analytique que nous utiliserons dans la suite permet de modéliser les propriétés du MIS dans les galaxies spirales. Il nous donne accès aux propriétés locales des nuages avec un minimum de paramètres libres, qui peuvent de plus être contraints à la fois par des observations du gaz (atomique et moléculaire) et par le taux de formation stellaire. Il nous permet de modéliser la physique aux petites échelles. Ce modèle considère le MIS des galaxies comme étant un disque symétrique de gaz turbulent et grumeleux avec accrétion externe. La turbulence, dans ce modèle, est maintenue par les supernovae (SNe). Un modèle analytique est essentiel, car il permet d'étudier les principaux mécanismes en œuvre dans le processus de formation stellaire. Il permet ainsi d'avoir une vue directe sur les causes d'une baisse ou d'une augmentation de la formation stellaire dans une galaxie. Ce modèle a été élaboré par [Vollmer & Beckert \(2003\)](#) (VB03) puis complété par [Vollmer & Leroy \(2011\)](#) (VL11) où il est utilisé et comparé aux profils radiaux de galaxies spirales proches. Dans cette partie, nous expliciterons les paramètres importants du modèle ainsi que le système d'équations qui le compose, puis nous illustrerons certaines de ses tendances, en l'appliquant à la galaxie spirale de l'amas de Vierge NGC 4501.

4.1.1 Le modèle

Dans ce modèle, le MIS est traité comme un unique gaz turbulent qui peut subir des changements de phase. Le gaz est considéré comme étant grumeleux, c'est-à-dire

que sa densité locale ρ^l est plus élevée que la densité globale ρ du disque. Le MIS est considéré comme étant turbulent dans le modèle. La turbulence permet de faire cascader l'énergie des grandes échelles spatiales vers les petites, où l'énergie peut être dissipée par la formation stellaire par rayonnement. En effet, dans les galaxies, la turbulence permet de former des grumeaux de gaz plus denses. Elle permet donc de maximiser dans le disque la surface d'échange des grumeaux, pour dissiper efficacement l'énergie par rayonnement (via les molécules H₂ notamment). Ce processus va permettre au nuage de s'effondrer et de former des étoiles.

Le temps de dissipation de l'énergie cinétique turbulente à l'échelle du disque est environ égale à un temps de traversée -"crossing time"- $t_{cros} = l_{driv}/v_{rms}$ avec l_{driv} l'échelle caractéristique d'injection d'énergie pour la turbulence et v_{turb} la dispersion des vitesses du gaz (cf Elmegreen (2000)). Le temps de dissipation de la turbulence peut être estimé à $\sim 100(pc)/10(km/s) \sim 9.8\text{Myr}$. Ainsi, pour maintenir la turbulence, il devient nécessaire d'inclure une source d'énergie capable d'injecter suffisamment d'énergie cinétique de manière continue. Différentes sources d'injection d'énergie possibles ont été explorées. Elles sont résumées par Mac Low & Klessen (2004) :

- les instabilités gravitationnelles telles que les bras spiraux ou les bras des galaxies,
- les instabilités magnéto-rotationnelles,
- les éjectas des proto-étoiles,
- les vents stellaires,
- le flux UV ionisants,
- les supernovae.

Ces auteurs concluent que les SNe sont très probablement le mécanisme dominant d'injection d'énergie dans la turbulence pour les galaxies qui forment des étoiles. L'accrétion externe se rajoute aux sources d'injection d'énergie dans la turbulence citées précédemment. Néanmoins, Elmegreen & Burkert (2010) estiment que cet effet domine uniquement dans la phase primordiale de formation des galaxies, puis disparaît après quelques rotations du disque, pour laisser place aux autres mécanismes d'injection d'énergie dans la turbulence.

Le modèle ne prend que les SNe en compte. Ainsi, dans ce modèle, le taux de formation stellaire permet de contrôler l'énergie injectée par les SNe \dot{E}_{SN} :

$$\frac{\dot{E}_{SN}}{\Delta A} = \xi \dot{\Sigma}_*, \quad (4.1)$$

avec, ΔA l'élément de surface du disque, $\dot{\Sigma}_*$ le taux de formation stellaire en $M_\odot \text{ pc}^{-2}$ et ξ la constante reliant l'énergie injectée par les SNe au taux de formation stellaire. Cette

constante est calculée à partir d'observations dans la Voie lactée, en intégrant sur tout le disque. VB03 fixent cette constante à $\xi = 4.6 \times 10^{-8} (\text{pc ans}^{-1})^2$. Cette équation est valide, si une fonction de masse initiale (IMF) constante, ne dépendant pas de l'environnement, est considérée.

Dans un second temps, la conservation du flux d'énergie peut s'écrire de la manière suivante :

$$\dot{E}_{SN} + \dot{E} = 0, \quad (4.2)$$

avec \dot{E} l'énergie par unité de temps transportée par la turbulence qui est dissipée. Le modèle VB03 prend :

$$\dot{E} = -\rho\nu \int v_{turb}^2 / l_{driv}^2 dV. \quad (4.3)$$

Considérant, $\int dV = V = AH$ et $\nu = v_{turb} l_{driv}$ la viscosité turbulente. Le flux d'énergie par unité de temps et par unité de surface ΔA devient :

$$\frac{\Delta E}{\Delta t \Delta A} = -\Sigma_g \nu \frac{v_{turb}^2}{l_{driv}^2}. \quad (4.4)$$

Ainsi, l'équation de conservation du flux d'énergie peut s'écrire en mettant les équations (4.1) et (4.4) ensemble :

$$\Sigma_g \nu \frac{v_{turb}^2}{l_{driv}^2} = \xi \dot{\Sigma}_*. \quad (4.5)$$

Pour obtenir la formation stellaire, deux échelles de temps sont utilisées. Le temps de chute libre local d'un nuage t_{ff}^l , défini de la manière classique :

$$t_{ff}^l = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_{cl}}}, \quad (4.6)$$

avec G la constante gravitationnelle. Le second paramètre est le temps de formation du H2 à partir de H : t_{mol}^l . En effet, l'effondrement des nuages a lieu seulement si suffisamment de molécules ont eu le temps de se former pour évacuer l'énergie par radiation.

$$t_{mol}^l = \frac{\alpha}{\rho_{cl}}, \quad (4.7)$$

avec α un coefficient qui dépend de la métallicité et de la température. VB03 utilisent un "closed box model" pour estimer α :

$$\alpha = 7.2 \times 10^7 \times (\ln((\Sigma_* + \Sigma_g)/\Sigma_g))^{-1}, \quad (4.8)$$

Avec Σ_* la densité de surface des étoiles et Σ_g celle du gaz. L'utilisation du "closed box model" nécessite la calibration du rendement effectif, réalisée sur les profils O/H (cf. [Vollmer & Leroy \(2011\)](#)).

La structure verticale du disque est déterminée en considérant l'équilibre hydrostatique du disque et la pression turbulente (cf. [Elmegreen \(1989\)](#)) :

$$p_{turb} = \rho v_{turb}^2 = \frac{\pi}{2} G \Sigma_g (\Sigma_g + \Sigma_* v_{turb} / v_{disp,*}), \quad (4.9)$$

avec $v_{disp,*}$ la dispersion des vitesses des étoiles :

$$v_{disp,*} = \sqrt{2\pi G \Sigma_* H_*}, \quad (4.10)$$

avec $H_* = l_*/(7.3 \pm 2.2)$ la hauteur du disque et l_* l'échelle caractéristique du disque stellaire. Cette dernière relation a été mesurée par [Kregel et al. \(2002\)](#) dans un échantillon de 34 galaxies vues par la tranche.

La formation stellaire consomme le réservoir de gaz des galaxies spirales. Le disque a donc besoin de nouveaux gaz pour maintenir la formation stellaire. Plusieurs mécanismes ont été proposés permettant ainsi de remplir le réservoir de gaz des galaxies (cf. Introduction). Tous ces scénarios dépendent de l'environnement dans lequel se trouve la galaxie. Ainsi, l'accrétion peut varier suivant la galaxie considérée. La question de la manière dont le gaz est transporté radialement de l'extérieur vers l'intérieur du disque, où la formation stellaire est plus importante, reste ouverte et activement débattue (influence des bras spiraux et de la barre). Dans le modèle VB03, la turbulence du gaz lui permet de perdre du moment cinétique via la viscosité et ainsi de s'écouler vers le centre du disque, où la formation stellaire est la plus intense. L'évolution d'un disque de ce type est prédit par la théorie des disques d'accrétion (cf. [Pringle \(1981\)](#) ; [Lin & Pringle \(1987\)](#)). L'évolution de la densité de surface Σ_g est donnée par :

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} = -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\partial / \partial R [\nu \Sigma_g R^3 (d\Omega/dR)]}{d/dR (R^2 \Omega)} \right) - \dot{\Sigma}_* + \dot{\Sigma}_{ext}, \quad (4.11)$$

avec R le rayon, Ω la vitesse angulaire du disque et $\dot{\Sigma}_{ext}$ le taux d'accrétion externe. Le premier terme reprend la théorie classique des disques d'accrétion, alors que les deux derniers termes reflètent l'équilibre entre la partie du gaz converti en étoile et le nouveau gaz accrété, permettant de maintenir la formation stellaire. Il ne paraît donc pas déraisonnable de considérer que l'accrétion extérieure est égale à la formation stellaire.

En effet, l'accrétion externe doit être du même ordre de grandeur que la formation stellaire pour que celle-ci soit maintenue (cf. Fraternali & Binney (2008) ; Marinacci et al. (2010)).

Dans le modèle analytique VB03, l'accrétion externe de gaz s'effectue de manière continue, sur l'ensemble du disque, à l'image d'une pluie. Ceci si le disque s'équilibre en quelque temps de rotation, afin de maintenir le critère de stabilité Toomre Q_{tot} proche de l'unité ($Q_{tot} \propto 1/Q_{gaz} + 1/Q_{\star}$ cf. équation 5.10) c'est-à-dire, que Σ_{\star} et Σ_g ne varient pas trop. Avec ces deux suppositions fortes ($Q_{tot} \sim 1$ et formation stellaire approvisionnée par l'accrétion externe au même taux), le disque peut être regardé comme étant stationnaire, c'est à dire que $\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} = 0$. VB03 résolvent l'équation 4.11 dans ce cas. En considérant la conservation du moment et de la masse localement :

$$\nu \Sigma_g = \frac{\dot{M}}{2\pi}, \quad (4.12)$$

avec \dot{M} le taux de masse accrétée dans le disque. Cette simplification restreint fortement le domaine d'applicabilité du modèle, mais permet de clore le système d'équation élégamment. En effet, si la formation stellaire centrale de la galaxie consomme le gaz, la densité de surface du gaz Σ_g va également diminuer (voire créer un trou de gaz central), ce qui aura pour conséquence d'augmenter localement le Toomre $Q_{gas} \propto \Omega v_{turb} / \pi G \Sigma_g$.

Dans le cas d'une accrétion extérieure inexistante, on obtient : $\frac{\Sigma_g \nu}{R^2} = \dot{\Sigma}_{\star}$. La viscosité du disque permet dans ce cas d'équilibrer la formation stellaire. Dans ce cas encore, le temps de formation stellaire local $t_{\star} = \Sigma_g / \dot{\Sigma}_{\star}$ doit toujours être supérieur au temps visqueux t_{vis} ($t_{vis} = R^2 / \nu$), afin de permettre le réapprovisionnement central en gaz. De plus, si la formation stellaire est plus importante que l'accrétion externe et que le temps de formation stellaire est plus faible que le temps visqueux, l'équation 4.12 n'est plus valide.

Finalement le modèle VB03 peut être résumé par le système d'équation fermé suivant :

$$\nu = v_{turb} l_{driv}, \quad (4.13)$$

$$\nu \Sigma_g = \frac{\dot{M}}{2\pi}, \quad (4.14)$$

$$\Sigma_g = \rho H, \quad (4.15)$$

$$P_{tot} = \rho v_{turb}^2 = \frac{\pi}{2} G \Sigma_g (\Sigma_g + \Sigma_\star \frac{v_{turb}}{v_{disp,\star}}), \quad (4.16)$$

$$Q_{gaz} = \frac{v_{turb} \Omega}{\pi G \Sigma_g}, \quad (4.17)$$

$$\Sigma_g \nu \frac{v_{turb}^2}{l_{driv}^2} = \xi \dot{\Sigma}_\star, \quad (4.18)$$

$$\dot{\Sigma}_\star = \frac{\phi_V \rho l_{driv}}{t_{SF}^l}. \quad (4.19)$$

La dernière équation 4.19 permet de calculer le taux de formation stellaire. En effet, en prenant $\dot{\rho}_\star \propto \rho/t_{ff}^l$ - ce qui correspond à une loi de Schmidt de type $\dot{\rho}_\star \propto \rho^{3/2}$ avec $\dot{\rho}_\star$, la formation stellaire volumique - et en considérant que la formation stellaire a lieu dans les nuages qui sont répartis suivant le facteur de remplissage ϕ_V , on obtient :

$$\dot{\rho}_\star = \phi_V \frac{\rho}{t_{ff}^l}. \quad (4.20)$$

Ce modèle considère que la formation stellaire a lieu uniquement dans le plan du disque dans des régions de taille l_{driv} . En effet, les nuages ne peuvent que s'effondrer dans un temps donné par la turbulence $t_{turb} = l_{driv}/v_{turb}$. Dans ce cas, on obtient :

$$\dot{\Sigma}_\star = \dot{\rho}_\star l_{driv}, \quad (4.21)$$

ce qui, combiné avec l'équation 4.20, donne bien l'équation 4.19.

Avec, t_{SF}^l le temps de formation stellaire local défini comme étant t_{ff}^l ou t_{mol}^l . Le facteur de remplissage ϕ_V est le facteur qui permet de mesurer les sur-densités des grumeaux par rapport à la densité globale du disque : $\phi_V = \rho/\rho_{cl}$. Afin de déterminer ce facteur, à priori inconnu, le temps turbulent d'un nuage autogravitant t_{turb}^l est estimé en supposant que le MIS est de nature fractale, avec une dimension fractale $D=2$ (fluide compressible et autogravitant cf. (Elmegreen & Falgarone, 1996)) :

$$t_{turb}^l = \delta^{-\frac{2}{3} - \frac{3-D}{3}} \frac{l_{driv}}{v_{turb}}. \quad (4.22)$$

À partir de cette équation, on peut calculer ϕ_V , en supposant un δ et en stipulant que $t_{turb}^l = t_{ff}^l(\phi_V)$ (nuage autogravitant). Il reste que δ est un paramètre libre du modèle. Les deux autres paramètres libres du modèles sont le taux de masse accréte \dot{M} et le paramètre de Toomre Q_{gaz} .

Finalement, la phase atomique est séparée de la phase moléculaire en calculant la fraction moléculaire f_{mol} de la manière suivante :

$$f_{mol} = \frac{\Sigma_{H_2}}{\Sigma_g}, \quad (4.23)$$

$$= \frac{1}{R_{mol}^{-1} + 1} \quad (4.24)$$

$$R_{mol} = \frac{t_{ff}^l}{t_{mol}^l}. \quad (4.25)$$

Ce qui donne :

$$R_{mol} = \frac{\Sigma_{H_2}}{\Sigma_{HI}} \propto \frac{\sqrt{\rho_{cl}}}{\alpha}. \quad (4.26)$$

On ajoutera un facteur α^{-1} à posteriori pour augmenter R_{mol} au centre des galaxies via la métallicité $Z = \alpha^{-1}$ qui augmente vers le centre des galaxies spirales (cf. [Shaver et al. \(1983\)](#); [Pilkington et al. \(2012\)](#)). En effet, on suppose dans les observations un facteur de conversion X_{CO} constant dans le disque des galaxies. Une meilleure correspondance entre le modèle et les observations de profils radiaux est trouvée avec $R_{mol} \propto \sqrt{\rho_{cl}}/\alpha^2$ ($X_{co} \propto Z$).

Le système d'équation résultant peut être résolu ici radialement, étant donné une vitesse angulaire $\Omega(R)$ et un profil de densité stellaire $\Sigma_*(R)$. [Vollmer & Leroy \(2011\)](#) ont réalisé une étude à l'aide de ce modèle, dans le but de comparer les profils radiaux d'efficacité de formation stellaire (taux de formation stellaire par rapport au réservoir de gaz disponible), de la fraction ($f_{mol} = \Sigma_{H_2}/\Sigma_g$), ainsi que de la dispersion des vitesses observées dans 18 galaxies proches faisant partie des échantillons THINGS, HERACLES, SINGS et GALEX. Ils ont trouvé un temps de chute libre t_{ff} en accord avec les observations et ont également reproduit la diminution radiale de la dispersion des vitesses du gaz observée par [Tamburro et al. \(2009\)](#) dans 11 galaxies spirales THINGS, en montrant qu'elle est liée à l'autogravitation du gaz dans le modèle.

Dans la partie suivante, nous appliquerons ce modèle à la galaxie spirale NGC 4501 afin d'exposer l'influence des paramètres libres du modèle sur les profils radiaux modélisés,

ainsi que la capacité du modèle à retrouver les relations de Schmidt-Kennicutt, ainsi que les relations entre $R_{mol} = \Sigma_{H_2}/\Sigma_{HI}$ et la densité de surface des étoiles d'une part, et d'autre part avec la pression P_{tot} .

4.1.2 Application à la galaxie NGC 4501

Afin d'illustrer le fonctionnement du modèle analytique, ainsi que ses limites, nous l'appliquerons à la galaxie spirale de l'amas de Vierge NGC 4501 (cf. partie 5.1.1 pour davantage de détails sur NGC 4501). Les paramètres initiaux fixés dans le modèle analytique sont les suivants :

- (1) La courbe de rotation v_{rot} . Nous utiliserons pour notre exemple la forme analytique décrite par Boissier et al. (2003) : $v_{rot}(R) = v_{flat}(1 - \exp(-R/l_{flat}))$. Pour NGC 4501, nous prendrons $v_{flat} = 272$ km/s et $l_{flat} = 1.76$ kpc (valeurs que nous avons ajustées sur la courbe de rotation en minimisant le χ^2).
- (2) Le profil de densité des étoiles $\Sigma_*(R) = \Sigma_0 \times \exp(-R/l_*)$ avec $\Sigma_0 = 1061.04 M_\odot/\text{pc}^2$ et $l_* = 3.3$ kpc (valeurs ajustées par χ^2 sur le profil de densité des étoiles), ce qui correspond à une masse totale de la composante stellaire de $6 \times 10^{10} M_\odot$.
- (3) La dispersion des vitesses des étoiles $v_{disp,*} = \sqrt{2\pi G l_* \Sigma_*/7.3}$ (cf. équation 4.10).
- (4) $\delta = 10$ constant dans le disque.
- (5) $\dot{M} = 0.1 M_\odot/\text{ans}$.
- (6) Un profil du paramètre Toomre Q qui augmente vers le centre et à l'extrémité du disque (cf. Q en trait plein dans la figure 4.1).

Les équations sont résolues radialement en appliquant la méthode de Newton.

Afin de comparer les résultats du modèle analytique, des profils radiaux, du taux de formation stellaire $\dot{\Sigma}_*$, du gaz atomique Σ_{HI} , du gaz moléculaire Σ_{H_2} , des étoiles Σ_* , de la métallicité $Z = \alpha^{-1}$ (calculée via le "closed box model"), ainsi que de l'efficacité de formation stellaire du gaz moléculaire $SFE_{H_2} = \dot{\Sigma}_*/\Sigma_{H_2}$ de la galaxie spirale NGC 4501 sont réalisés¹. Ces profils sont présentés dans la figure 4.2, alors que les profils résultants du modèle analytique sont présentés dans les figures 4.9, 4.4 et 4.5 où l'on a fait varier respectivement le Toomre Q , \dot{M} et δ d'un facteur ± 2 par rapport au meilleur ajustement. De même, les profils radiaux de l_{driv} , v_{turb} , ν , ϕ_V , H , t_{ff} , t_{mol} , t_ν , t_* et v_{rad} la vitesse radiale du gaz ($-v_{rad} = \dot{M}/(2\pi R \Sigma_g)$) cf. (Pringle, 1981) équation (3.7)), sont présentés

1. Les détails techniques concernant la manière dont ces quantités sont déduites des données sont détaillés dans l'annexe A

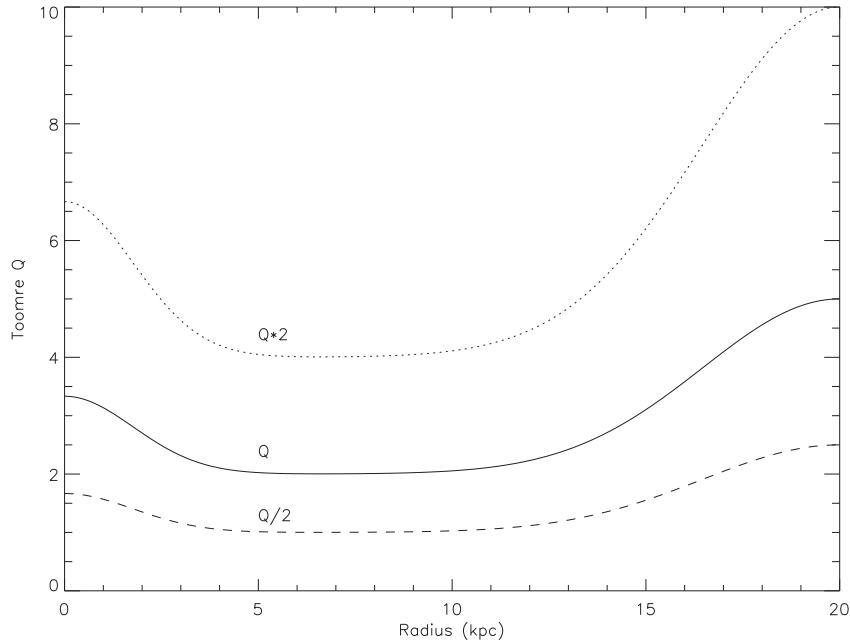


FIGURE 4.1 – Profil radial du paramètre Toomre Q , défini comme paramètre d’entrée du modèle analytique de NGC 4501. En pointillés, le profil de $Q \times 2$, en tirets, le profil de $Q/2$.

dans les figures 4.6, 4.7 et 4.8, où les trois paramètres libres du modèle ont été modifiés indépendamment.

Le modèle reproduit globalement bien les tendances des profils observés (figure 4.2), avec cependant quelques différences notables :

- Le profil du gaz total observé est bien reproduit par le modèle. Cependant, la fraction moléculaire au centre ne montre pas l’absence de gaz atomique de la galaxie NGC 4501 comme observé. Effectivement, NGC 4501 fait partie des galaxies spirales où l’émission HI est absente au centre (tout comme NGC 0628 (Leroy et al., 2008)). Ainsi, le modèle analytique surestime le gaz atomique au centre de cette galaxie, tout en retrouvant un profil correct pour le gaz total. Malgré l’ajout de la dépendance en métallicité ($1./\alpha$) de R_{mol} , qui permet d’augmenter le ratio moléculaire au centre, le bon ratio n’est pas retrouvé. Dans les observations, le profil Σ_{H_2} est obtenu de la raie CO(2-1) (cf. Chapitre 5.1.1) puis converti avec un facteur de conversion X_{CO} pris constant dans le disque. Or, le facteur de conversion qui permet de convertir l’émission de CO en Σ_{H_2} peut varier au sein des galaxies, avec la métallicité notamment. En effet, avec une métallicité plus importante (comme c’est probablement le

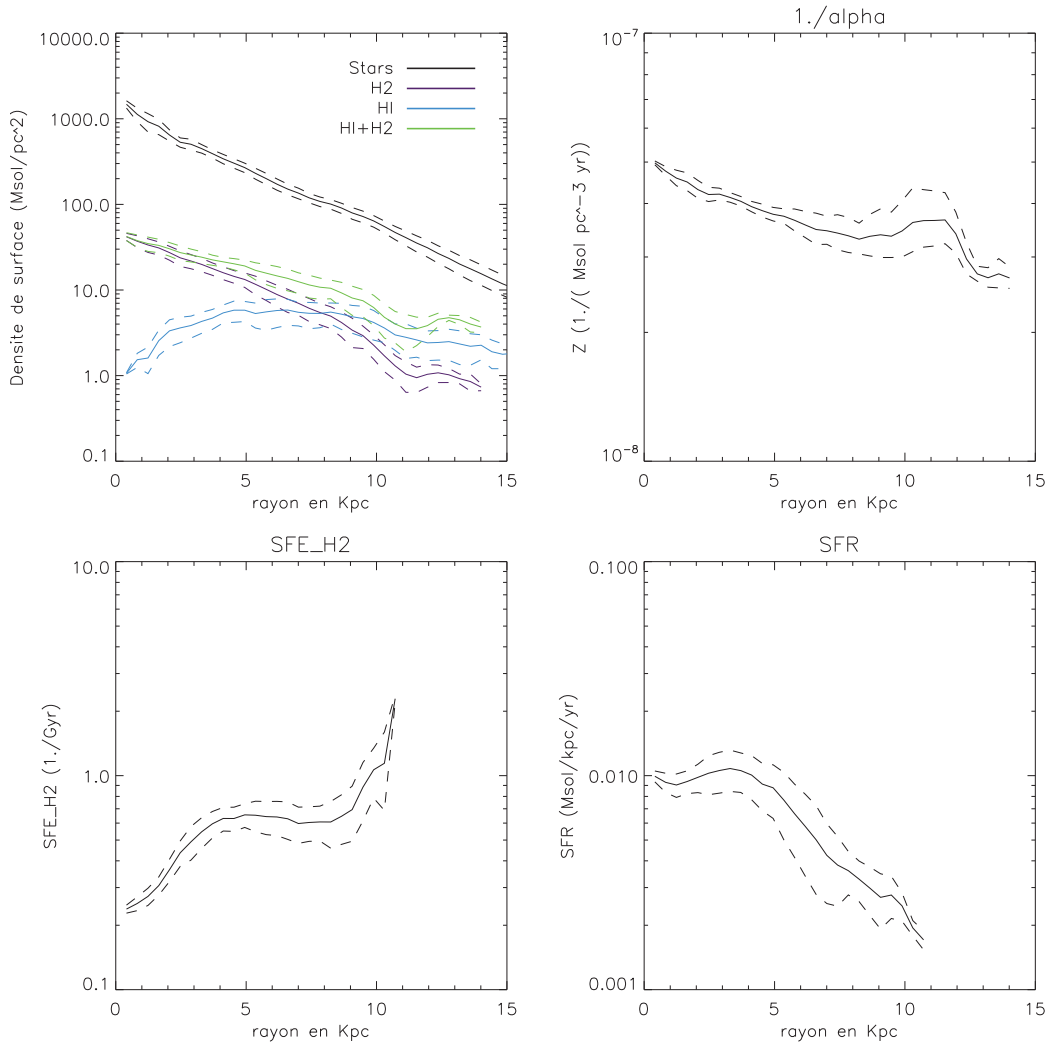


FIGURE 4.2 – Profils radiaux réalisés sur NGC 4501. *Haut gauche*, les densités de surface de Σ_* , Σ_{HI} , Σ_{H_2} , $\Sigma_{\text{HI}+\text{H}_2}$. *Haut droite*, profil radial de la métallicité Z calculée à partir du "closed box model". *Bas gauche*, efficacité de formation stellaire. *Bas droite*, taux de formation stellaire. Les lignes en tirets indiquent l'incertitude liée à la méthode d'extraction des profils radiaux.

cas au centre de NGC 4501) le facteur de conversion surestimerait la quantité de H2 présente dans le MIS.

- La métallicité Z calculée à partir du "closed box model" par le modèle analytique reproduit bien le gradient radial de métallicité observé dans les galaxies spirales. Néanmoins, la métallicité calculée via le "closed box model" dans les observations est plus élevée d'un facteur ~ 2 que celle du modèle analytique. De plus, alors que le gradient est plus fort au centre de NGC 4501, il apparaît plus faible au centre avec le modèle analytique.

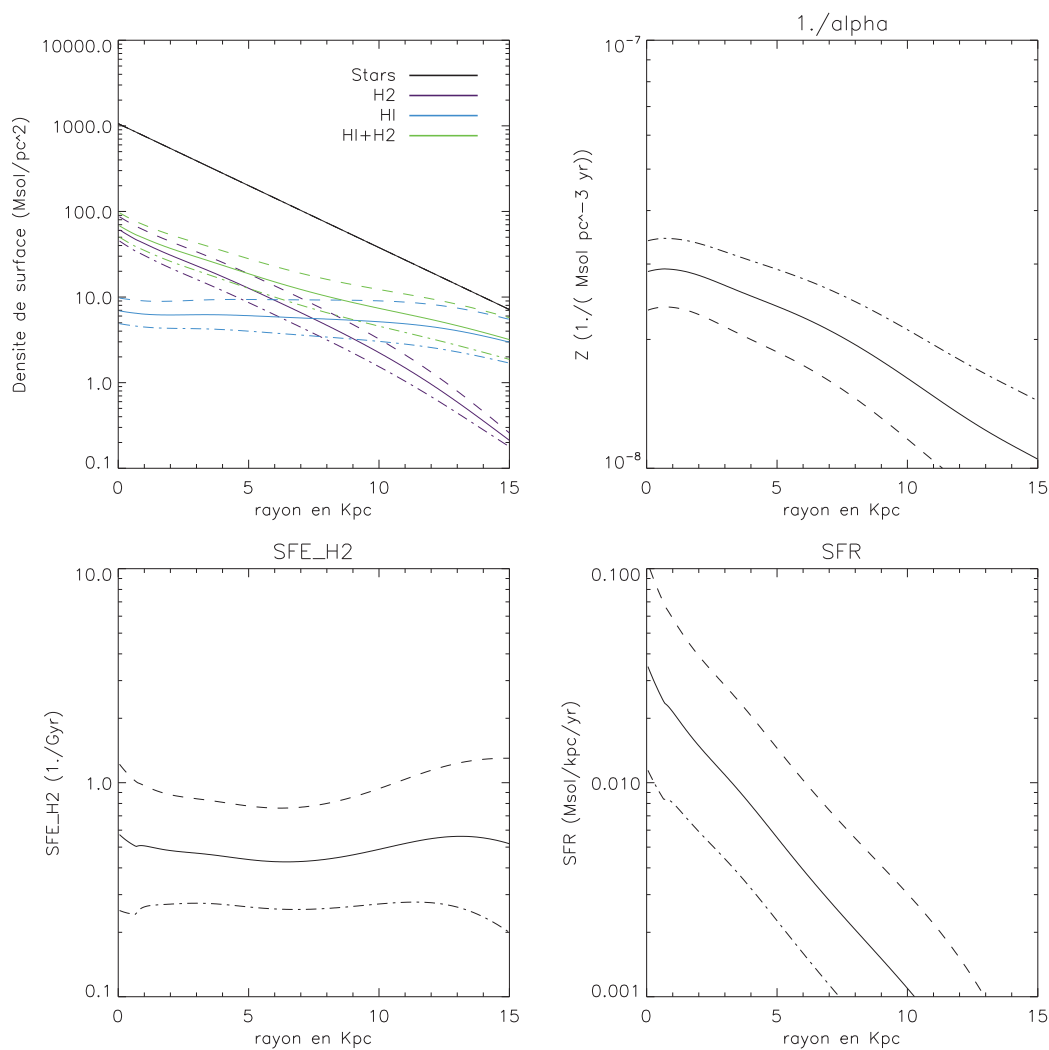


FIGURE 4.3 – Profils radiaux résultants du modèle analytique avec variation de Toomre Q . *Haut gauche*, les densités de surface de Σ_* , Σ_{HI} , Σ_{H_2} , $\Sigma_{\text{HI}+\text{H}_2}$. *Haut droite*, profil radial de la métallicité Z calculée à partir du "closed box model". *Bas gauche*, efficacité de formation stellaire. *Bas droite*, taux de formation stellaire. Les résultats réalisés avec le profil Toomre Q présentés dans la figure 4.1, $\dot{M} = 0.1 M_{\odot}/\text{yr}$ et $\delta = 10$ sont en trait plein. Les lignes en tirets sont réalisées avec le paramètre Toomre $Q/2$ alors que les lignes en points tirets sont réalisées avec $Q \times 2$.

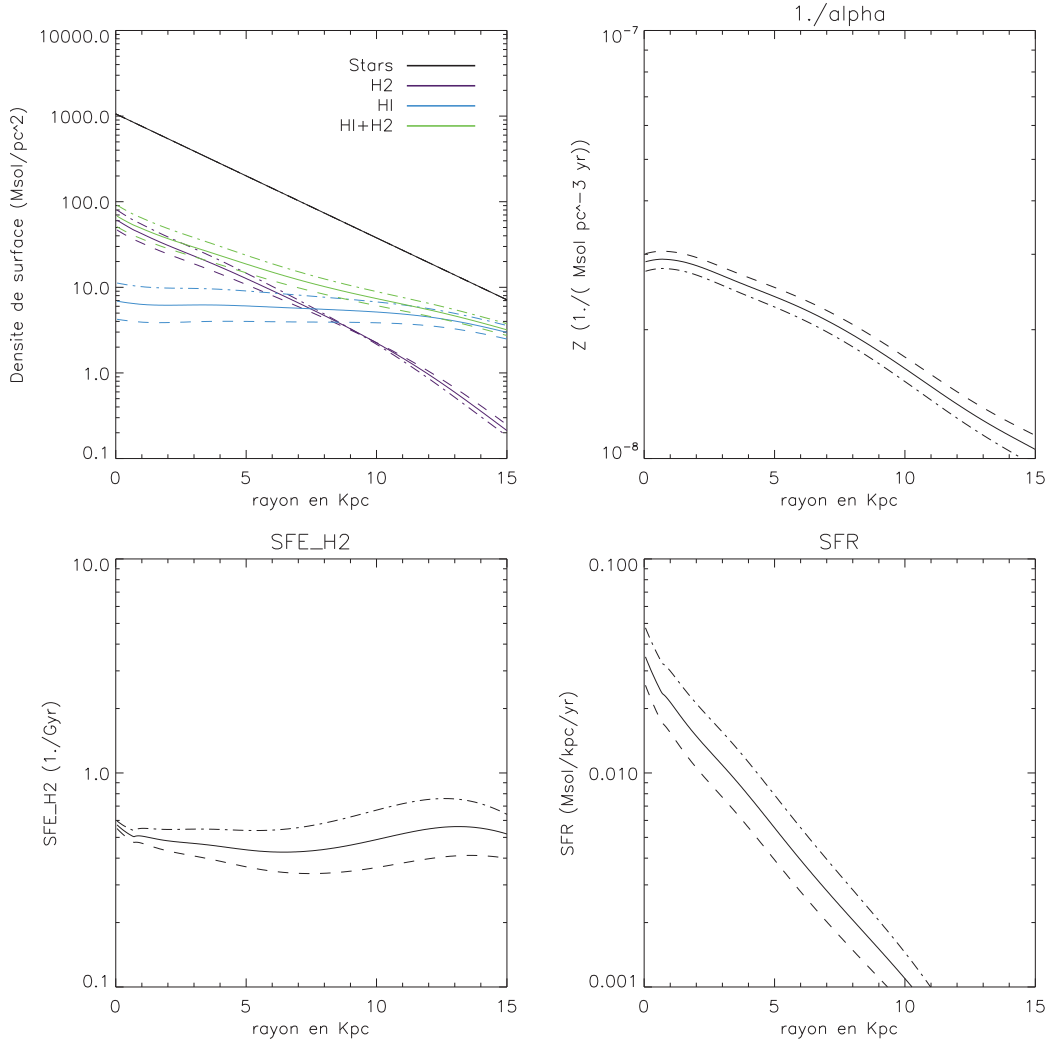


FIGURE 4.4 – Profils radiaux résultants du modèle analytique avec variation de \dot{M} . *Haut gauche*, les densités de surface de Σ_{\star} , Σ_{HI} , Σ_{H_2} , $\Sigma_{\text{HI}+\text{H}_2}$. *Haut droite*, profil radial de la métallicité Z calculée à partir du "closed box model". *Bas gauche*, efficacité de formation stellaire. *Bas droite*, taux de formation stellaire. Les résultats réalisés avec le profil Toomre Q présenté dans la figure 4.1, $\dot{M} = 0.1 M_{\odot}/\text{yr}$ et $\delta = 10$ le sont en trait plein. Les lignes en tirets sont réalisées avec le paramètre $\dot{M}/2$, les ligne est points tirets sont réalisées avec $\dot{M} \times 2$.

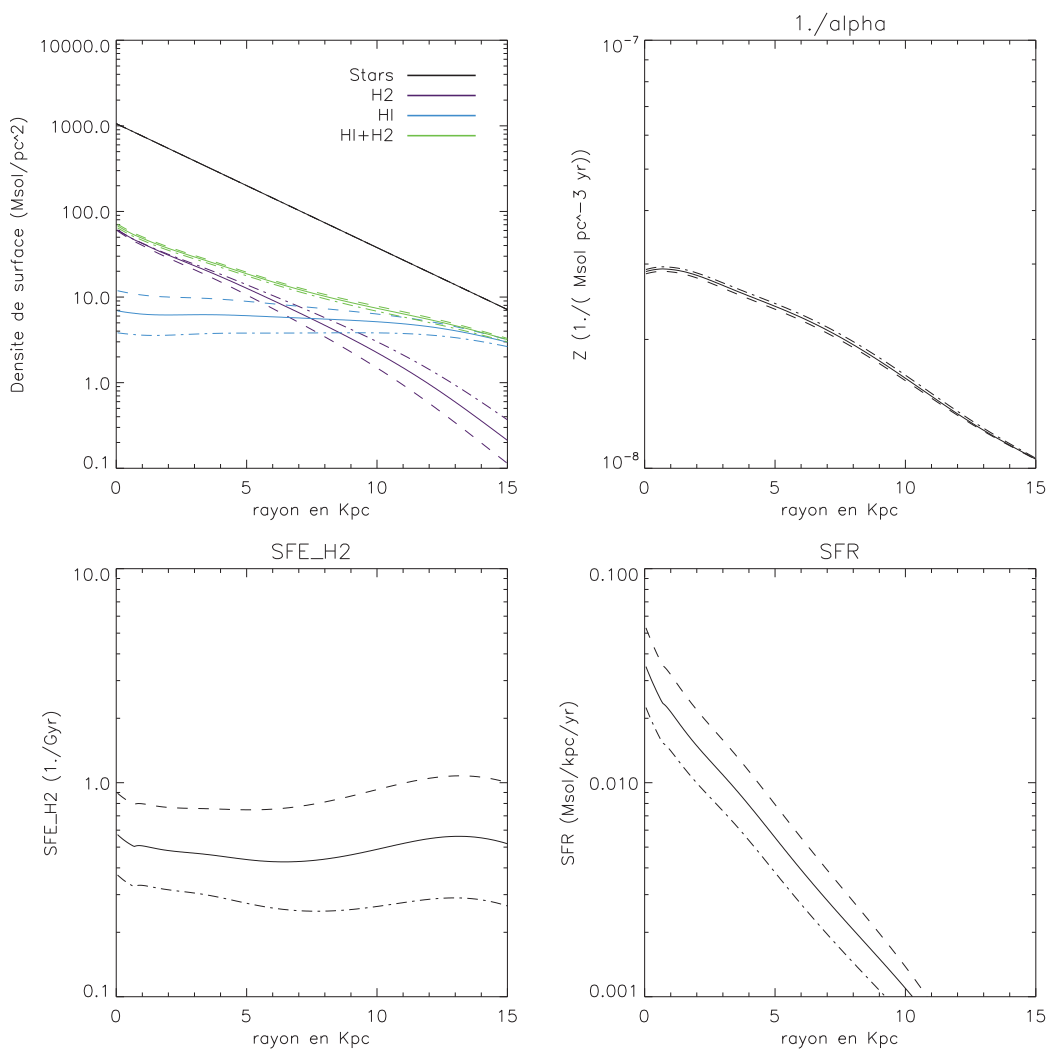


FIGURE 4.5 – Profils radiaux résultants du modèle analytique avec variation δ . *Haut gauche*, les densités de surface de Σ_* , Σ_{HI} , Σ_{H_2} , $\Sigma_{\text{HI}+\text{H}_2}$. *Haut droite*, profil radial de la métallicité Z calculée à partir du "closed box model". *Bas gauche*, efficacité de formation stellaire. *Bas droite*, taux de formation stellaire. Les résultats réalisés avec le profil Toomre Q présentés dans la figure 4.1, $\dot{M} = 0.1 M_{\odot}/\text{yr}$ et $\delta = 10$ sont en trait plein. Les lignes en tirets sont réalisées avec le paramètre $\delta/2$ alors que les lignes en points tirets sont réalisées avec $\delta \times 2$.

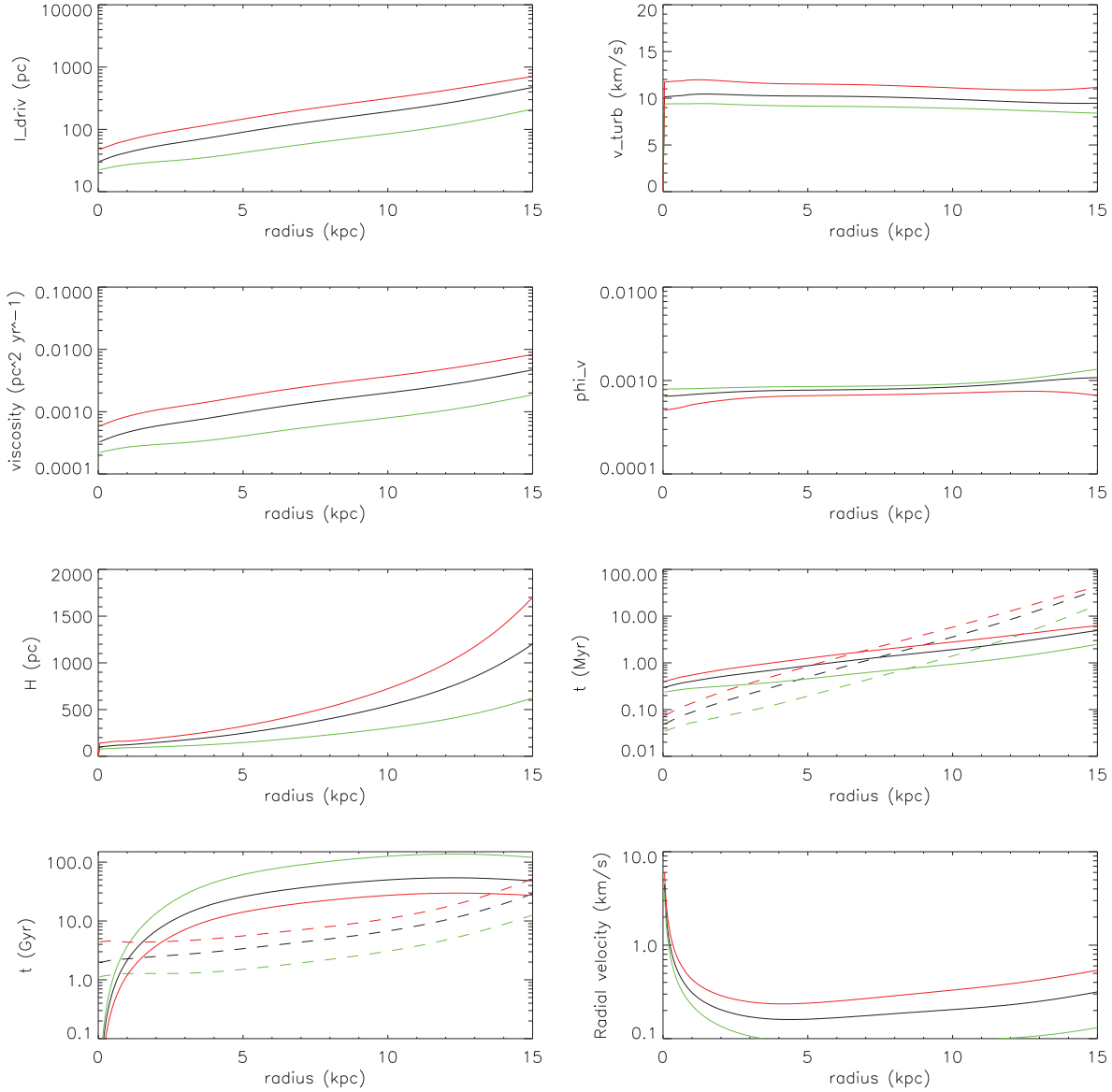


FIGURE 4.6 – Profils radiaux résultants du modèle analytique pour différents profil de Q (cf. figure 4.1), $\dot{M} = 0.1M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ et $\delta = 10$. En rouge pour le profil $Q \times 2$, en vert pour $Q/2$ et en noir pour le profil de Q du milieu. Du haut gauche au bas droite : (a) l_{driv} en fonction du rayon. (b) La vitesse turbulente du gaz v_{turb} en fonction du rayon. (c) La viscosité ν en fonction du rayon. (d) Le facteur de remplissage volumique ϕ_V . (e) La hauteur du disque H . (f) En trait continu, le temps de chute libre des nuages t_{ff} , en trait discontinu, le temps de création de molécules t_{mol} . (g) En trait plein, le temps visqueux $t_v = R^2/\nu$, en trait discontinu, le temps de formation stellaire $t_* = \Sigma_g/\dot{\Sigma}_*$. (h) La vitesse radiale du gaz $-v_{rad} = \dot{M}/(2\pi R\Sigma_g)$.

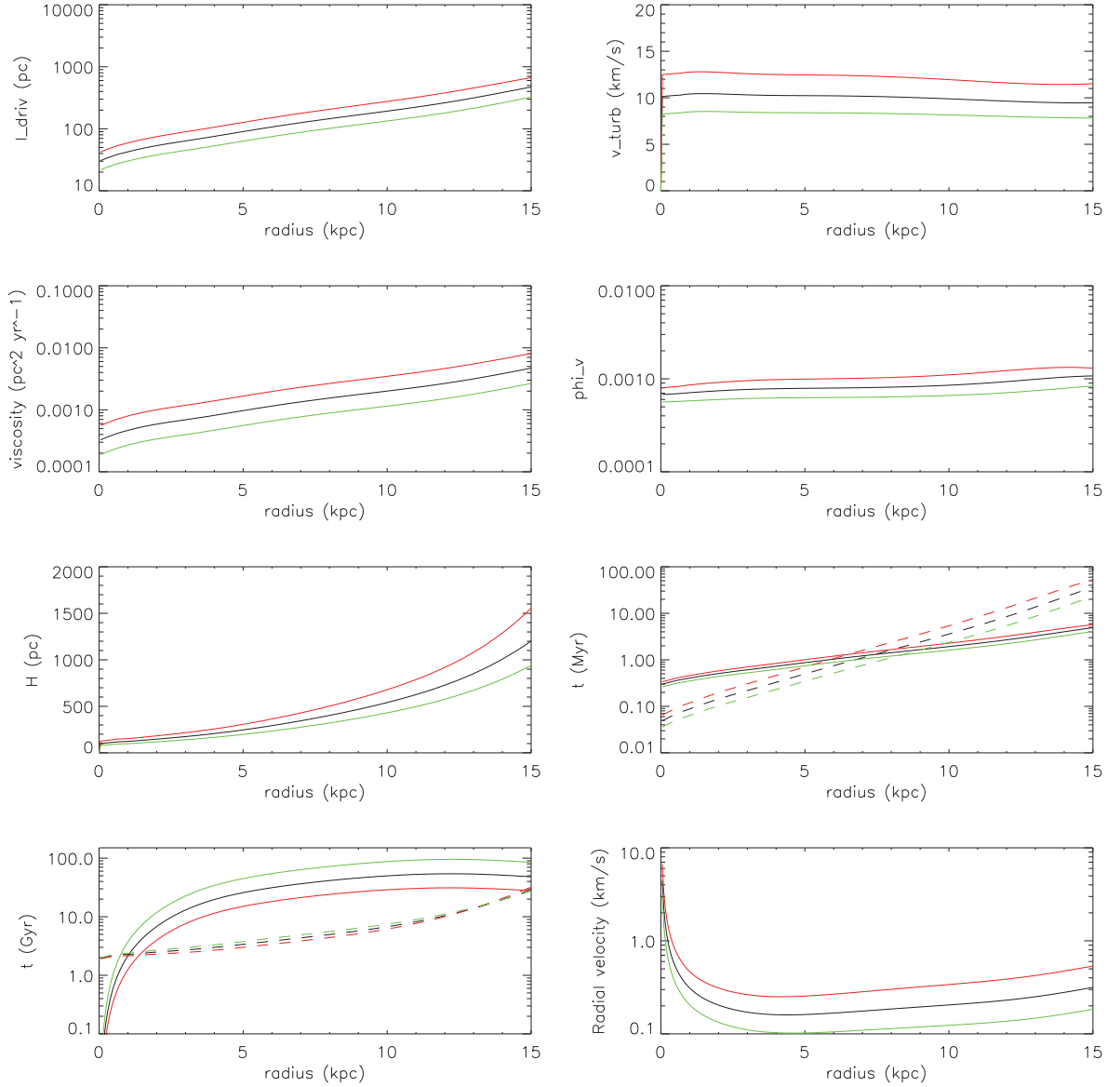


FIGURE 4.7 – Profils radiaux résultants du modèle analytique pour différentes valeurs de $\dot{M} = [0.1, 0.2, 0.05] M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, un profil Q du milieu (cf. figure 4.1) et $\delta = 10$. En rouge pour $\dot{M} = 0.2$, en vert pour $\dot{M} = 0.05$ et en noir pour $\dot{M} = 0.1$. Du haut gauche au bas droite : (a) l_{driv} en fonction du rayon. (b) La vitesse turbulente du gaz v_{turb} en fonction du rayon. (c) La viscosité ν en fonction du rayon. (d) Le facteur de remplissage volumique ϕ_V . (e) La hauteur du disque H . (f) En trait continu, le temps de chute libre des nuages t_{ff} , en trait discontinu, le temps de création de molécules t_{mol} . (g) En trait plein, le temps visqueux $t_v = R^2/\nu$, en trait discontinu, le temps de formation stellaire $t_{\star} = \Sigma_g/\dot{\Sigma}_{\star}$. (h) La vitesse radiale du gaz $-v_{rad} = \dot{M}/(2\pi R\Sigma_g)$.

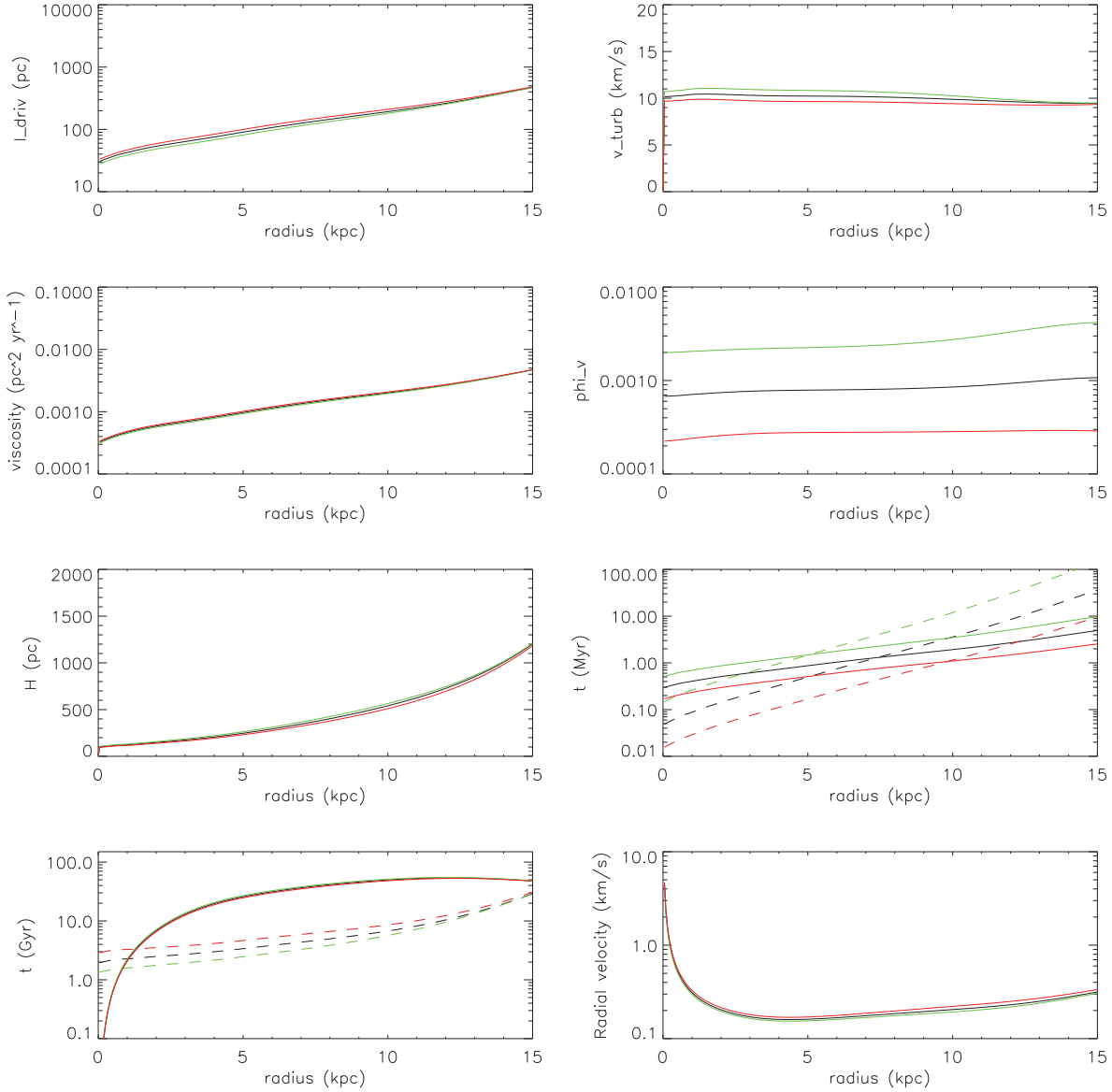


FIGURE 4.8 – Profils radiaux résultants du modèle analytique pour différentes valeurs de $\delta = [10, 5, 20]$, le profil de Q du milieu (cf. figure 4.1) et $\dot{M} = 0.1M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. En rouge pour $\delta = 20$, en vert pour $\delta = 5$ et en noir pour $\delta = 10$. Du haut gauche au bas droite : (a) l_{driv} en fonction du rayon. (b) La vitesse turbulente du gaz v_{turb} en fonction du rayon. (c) la viscosité ν en fonction du rayon. (d) Le facteur de remplissage volumique ϕ_V . (e) La hauteur du disque H . (f) En trait continu, le temps de chute libre des nuages t_{ff} , en trait discontinu, le temps de création de molécules t_{mol} . (g) En trait plein, le temps visqueux $t_v = R^2/\nu$, en trait discontinu, le temps de formation stellaire $t_{\star} = \Sigma_g/\dot{\Sigma}_{\star}$. (h) La vitesse radiale du gaz $-v_{rad} = \dot{M}/(2\pi R\Sigma_g)$.

- Le profil radial du taux de formation stellaire $SFR = \dot{\Sigma}_*$ est également bien reproduit pour $3 < R < 10$ kpc. Cependant, au centre, la SFR de NGC 4501 reste constante, alors qu'elle continue d'augmenter vers le centre dans le modèle. En effet, l'équation 4.14 du modèle stipule que $\Sigma_g \nu = cst$. De plus dans le modèle v_{turb} est quasiment constant, avec une valeur de 10 km s^{-1} dans le disque. Ainsi, l'équation 4.18 nous dit que la formation stellaire est modélisée par $\dot{\Sigma}_* \propto 1/l_{driv}^2$, or l_{driv} baisse vers le centre de la galaxie (cf. figure 4.6).
- L'efficacité de formation stellaire du gaz moléculaire de NGC 4501 (SFE_{H_2}) est de ~ 0.6 , pour $3 < R < 10$ kpc, ce qui correspond à un temps de déplétion du gaz moléculaire de ~ 1.7 Gyr. Dans le modèle analytique, on retrouve un taux de déplétion comparable dans tout le disque.

4.1.2.1 Les paramètres libres du modèle Q , \dot{M} et δ .

Le choix des paramètres libres influe évidemment sur la qualité de l'ajustement. En effet, la diminution d'un facteur deux du paramètre de Toomre Q ou l'augmentation d'un facteur deux du taux d'accrétion \dot{M} augmente la densité de surface du gaz sans trop modifier R_{mol} , alors que l'augmentation d'un facteur deux de δ ne change pas la densité de surface du gaz total mais augmente R_{mol} (du fait du changement de t_{ff} et de t_{mol} (équation 4.26), ce qui a pour conséquence de modifier la métallicité dans un cas, alors qu'elle reste inchangée dans l'autre cas.

De même, un changement du taux d'accrétion \dot{M} d'un facteur deux ne modifie que peu l'efficacité de formation stellaire du gaz moléculaire, alors qu'un changement de Q ou de δ d'un facteur deux la fait passer de $\sim 0.3 \text{ Gy}^{-1}$ à $\sim 1 \text{ Gy}^{-1}$.

Dans la figures 4.6, le paramètre Q a été changé d'un facteur deux ($Q \times 2$ en rouge et $Q/2$ en vert). On remarque que : (1) l'échelle caractéristique d'injection de la turbulence l_{driv} augmente avec Q et varie de ± 0.2 dex tout comme la viscosité $\nu = v_{turb} \times l_{driv}$. En effet, la vitesse turbulente ne change que de $\pm 2 \text{ km s}^{-1}$ et reste quasiment constante dans le disque. (2) Le facteur de remplissage ϕ_v ne varie que très peu avec Q (moins de 0.1 dex). (3) La hauteur H du disque augmente avec un paramètre Q plus grand, elle varie également de ± 0.1 dex. (4) t_{ff} augmente tout comme t_{mol} avec un Q plus élevé. (5) Le temps visqueux t_ν diminue et le temps de formation stellaire t_\star augmente pour un paramètre Q plus élevé, ce qui a pour tendance d'augmenter le rayon où $t_\nu > t_\star$. (6) La vitesse d'accrétion radiale du gaz augmente légèrement avec un paramètre Q plus grand, du fait d'une plus faible densité de surface Σ_g .

Dans le cas où le taux d'accrétion varie d'un facteur deux (cf. figure 4.7 $\dot{M} = 0.2$ en rouge et $\dot{M} = 0.05$ en vert), les effets sont comparables à un changement identique de paramètre Q pour l_{driv} , v_{turb} , ν , ϕ_v , H , t_ν , t_{mol} et la vitesse radiale du gaz v_{rad} . Un changement de Toomre Q dans le modèle revient à changer Σ_g^{-1} - équation 4.17 avec v_{turb} qui varie peu dans le disque et pour un Ω identique - de même que changer \dot{M} revient à changer Σ_g également (équation 4.14).

Finalement, il vient de l'équation 4.14 qu'une augmentation de \dot{M} provoque une augmentation à la fois de ν et de Σ_g et donc de l_{driv} et v_{turb} , alors qu'une augmentation de Toomre Q diminue Σ_g mais augmente ν , v_{turb} et l_{driv} . Néanmoins, pour t_{ff} et le temps de formation stellaire t_\star , on observe que peu de changement en variant \dot{M} , ce qui montre que la formation stellaire $\dot{\Sigma}_\star$ augmente d'autant que Σ_g en changeant le paramètre \dot{M} .

En modifiant le dernier paramètre libre du modèle, δ , d'un facteur deux (cf. figure 4.8 : en vert, $\delta = 5$, en rouge, $\delta = 20$), on modifie le facteur de remplissage ϕ_v (équation 4.22), ce qui a pour conséquence de modifier t_{ff} et t_{mol} via $\rho_{cl}(\phi_v)$ et ainsi de modifier R_{mol} et le taux de formation stellaire $\dot{\Sigma}_*$ (cf. figure 4.5).

Finalement, en supposant que le paramètre δ puisse varier avec le rayon, en augmentant celui-ci au centre ($\delta(R) = 30. \times \exp(-(R/2.[kpc])) + 10$), la faible densité de HI au centre ($\sim 1 M_\odot$) peut être retrouvée. En effet, δ est un paramètre mal contraint et rien ne l'empêche de pouvoir augmenter au centre. De plus, dans ce cas, on retrouve la baisse centrale de l'efficacité de formation stellaire observée, ainsi que la baisse de formation stellaire au centre (cf. figure 4.2).

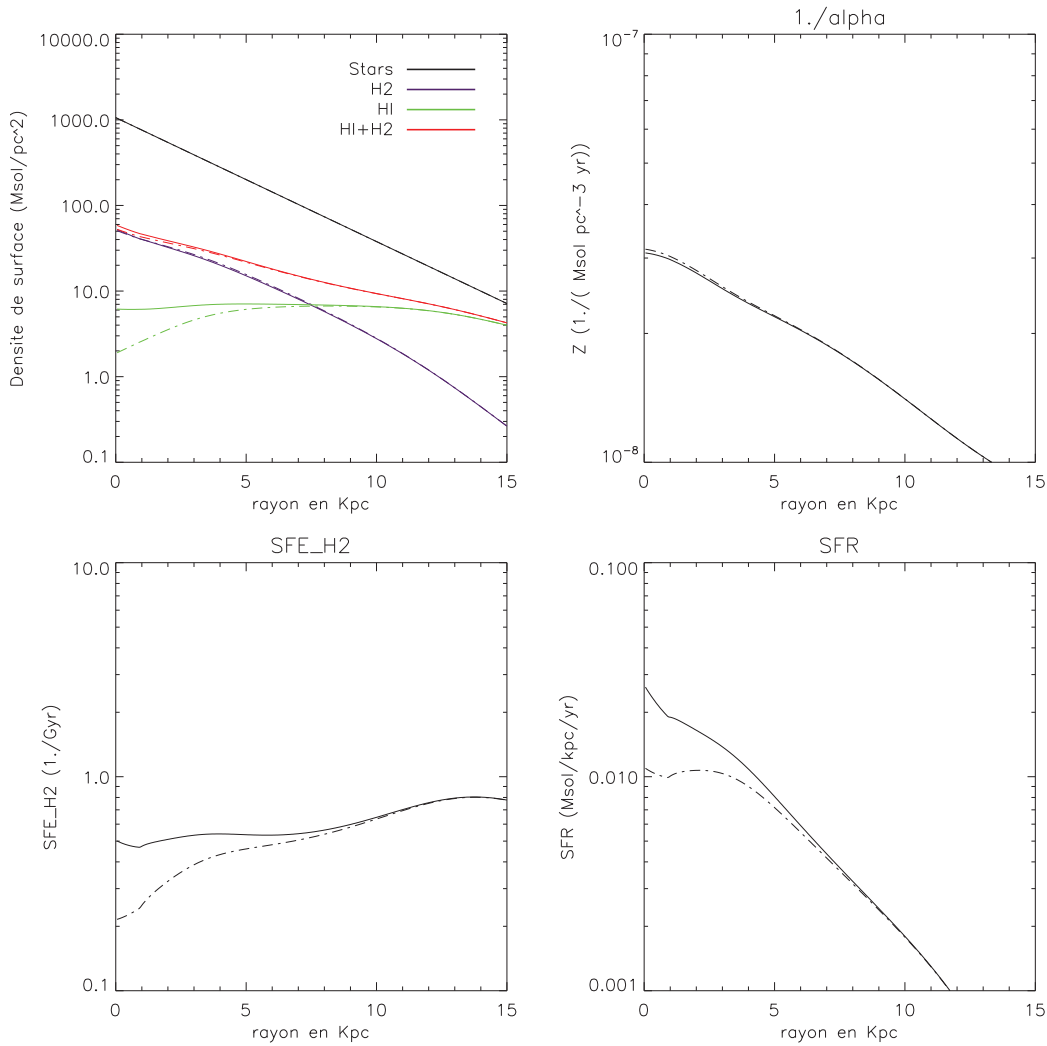


FIGURE 4.9 – Profils radiaux résultants du modèle analytique avec une augmentation exponentielle de δ vers le centre. *Haut gauche*, les densités de surface de Σ_* , Σ_{HI} , Σ_{H_2} , $\Sigma_{\text{HI}+\text{H}_2}$. *Haut droite*, profil radial de la métallicité Z , calculée à partir du "closed box model". *Bas gauche*, efficacité de formation stellaire. *Bas droite*, taux de formation stellaire. Les résultats réalisés avec le profil Toomre Q présenté dans la figure 4.1, $\dot{M} = 0.1 M_{\odot}/\text{yr}$ et $\delta = 10$ est en trait plein. Les lignes en tirets sont réalisées avec le paramètre δ , qui augmente exceptionnellement vers le centre.

4.1.2.2 Modélisation des relations Schmidt-Kennicutt (KS) : $\dot{\Sigma}_\star$ - Σ_{H_2} et $\dot{\Sigma}_\star$ - Σ_g

Le modèle analytique permet de modéliser les relations Schmidt-Kennicutt (KS) pour le gaz total ($\Sigma_g = \Sigma_{HI+H_2}$) ainsi que pour le gaz atomique ($\dot{\Sigma}_\star \propto (\Sigma_g)^n$ ou $(\Sigma_{H_2})^n$). Dans notre étude (cf. annexe A), ces deux relations ont été examinées pour NGC 4501². Nous trouvons les relations suivantes pour NGC 4501 :

$$\dot{\Sigma}_\star = -4.06 \pm 0.32 \times (\Sigma_g)^{1.53 \pm 0.27}, \quad (4.27)$$

et,

$$\dot{\Sigma}_\star = -3.13 \pm 0.09 \times (\Sigma_{H_2})^{0.91 \pm 0.08}. \quad (4.28)$$

Les relations résultantes du modèle analytique sont présentées dans la figure 4.10, dans le cas où $R_{mol} \propto \sqrt{\rho}/\alpha$ (rouge), dans le cas où $R_{mol} \propto \sqrt{\rho}/\alpha^2$ (noir) et dans le cas où $R_{mol} \propto \sqrt{\rho}/\alpha^2$ et δ augmente exponentiellement vers le centre (bleu). Les résultats de l'ajustement sont résumés dans le tableau 4.1. Une meilleure correspondance est retrouvée pour la relation KS moléculaire, avec $R_{mol} \propto \sqrt{\rho}/\alpha^2$. En effet, lorsque l'on fait varier δ au centre, le taux de formation stellaire diminue, ce qui a tendance à faire baisser l'exposant n . Concernant la relation KS pour le gaz total dans les cas où $R_{mol} \propto \sqrt{\rho}/\alpha^2$ et $R_{mol} \propto \sqrt{\rho}/\alpha$, l'exposant est de $n \sim 1.9$ alors qu'il est observé à 1.53 ± 0.27 dans NGC 4501. De plus, en augmentant δ au centre, l'exposant reste élevé ($n \sim 1.8$) mais en accord avec les observations, si les incertitudes sont considérées.

4.1.2.3 Modélisation de la fraction moléculaire R_{mol} via : R_{mol} - P_{tot} et R_{mol} - Σ_\star

La fraction moléculaire $R_{mol} = \Sigma_{H_2}/\Sigma_{HI}$ observée dans les galaxies dépend de plusieurs phénomènes physiques, plus ou moins bien contraints. En effet, R_{mol} dépend : du taux de création des nuages moléculaires, de leur temps de vie, de la pression ambiante dans laquelle ils évoluent, de la turbulence et du potentiel gravitationnel local (cf. Elmegreen & Parravano (1994)). Mais il dépend également du rapport entre le taux de création du H2 à partir de H et du temps de dissociation du H2 par les photons UV Lyman-Werner en H, dans les régions de photodissociation.

Observationnellement, Wong & Blitz (2002) trouvent une dépendance de R_{mol} avec la pression, de la forme : $R_{mol} \propto P_{tot}^{0.8}$, dans 7 galaxies spirales riches en CO. De même, Blitz &

². Les détails techniques concernant les données utilisées et la manière dont les observables sont déduites, sont également présentées dans l'appendice A.

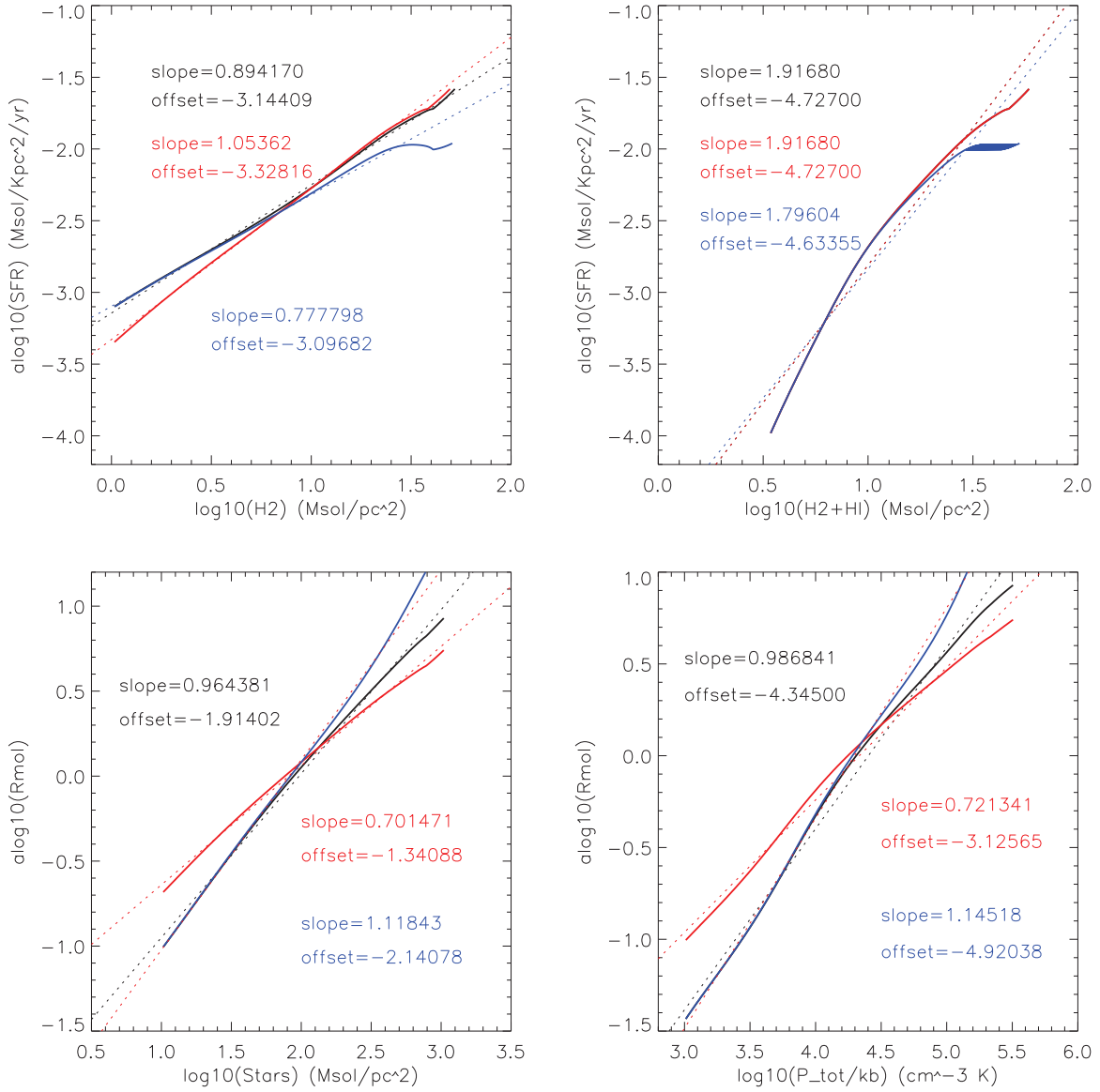


FIGURE 4.10 – Relation obtenue avec le modèle analytique de NGC 4501. En rouge pour $R_{\text{mol}} \propto \sqrt{\rho}/\alpha$, en noir pour $R_{\text{mol}} \propto \sqrt{\rho}/\alpha^2$ et en bleu pour $R_{\text{mol}} \propto \sqrt{\rho}/\alpha^2$ et δ qui augmente au centre. *Haut gauche* : relation entre $\dot{\Sigma}_{\star}$ et Σ_{H_2} , *haut droite* $\dot{\Sigma}_{\star}$ en fonction de Σ_{g} , *bas gauche* relation $R_{\text{mol}}-\Sigma_{\star}$ et *bas droite* R_{mol} en fonction de P_{tot} calculé avec $v_{\text{turb}} = 10\text{km/s}$ constant dans le disque. En pointillés, l'ajustement correspondant.

TABLE 4.1 – Paramètres ajustés sur les relations existantes dans le MIS avec le modèle analytique de NGC 4501

Relations	$R_{mol} \propto \sqrt{\bar{\rho}}/\alpha^2$		$R_{mol} \propto \sqrt{\bar{\rho}}/\alpha$		$R_{mol} \propto \sqrt{\bar{\rho}}/\alpha^2$ + variation de δ	
	pente	offset	pente	offset	pente	offset
$\dot{\Sigma}_\star - \Sigma_{H_2}$	+0.89	-3.14	+1.05	-3.33	+0.78	-3.10
$\dot{\Sigma}_\star - \Sigma_g$	+1.91	-4.73	+1.92	-4.73	+1.80	-4.63
$R_{mol} - \Sigma_\star$	+0.96	-1.91	+0.70	-1.34	+1.12	-2.14
$R_{mol} - P_{tot}$	+0.99	-4.35	+0.72	-3.13	+1.15	-4.92

Ajustement réalisé sur le modèle analytique pour $0 < R < 20$ Kpc.

Rosolowsky (2006) trouvent $R_{mol} \propto P_{tot}^{0.92 \pm 0.7}$ avec un échantillon de 14 galaxies contenant des galaxies naines, des galaxies riches en H2 et des galaxies riches en HI. Leroy et al. (2008) résument les différentes dépendances de R_{mol} qu'ils observent dans un échantillon de galaxies spirales (HERACLES) (cf. figures (16-17) dans Leroy et al. (2008)) :

$$R_{mol} = 10.6 \exp(-R/0.21r_{25}), \quad (4.29)$$

$$R_{mol} = \Sigma_\star / 81 M_\odot \text{pc}^{-2}, \quad (4.30)$$

$$R_{mol} = (P_{tot} / 1.7 \times 10^4 \text{cm}^{-3} \text{Kk}_B)^{0.8}, \quad (4.31)$$

$$R_{mol} = (\tau_{orb} / 1.8 \times 10^8 \text{yr})^{-2.0}, \quad (4.32)$$

avec le temps orbital $\tau_{orb} = \Omega/2\pi$. La relation 4.29 est problématique, car de nombreuses quantités dépendent du rayon. Ainsi, savoir laquelle domine n'est pas évident. Les relations 4.30 et 4.31 ont été étudiées pour la galaxie NGC 4501 et, nous trouvons les relations suivantes pour cette galaxie : $R_{mol} \propto P_{tot}^{1.02 \pm 0.27}$ et $R_{mol} \propto \Sigma_\star^{1.24 \pm 0.26}$ (cf. annexe A).

Une meilleure correspondance avec les valeurs observées est trouvée dans le cas où la dépendance en métallicité est ajoutée dans la description de R_{mol} . En effet, dans les panneaux du bas de la figure 4.10, la fraction Σ_{H_2}/Σ_{HI} est augmentée au centre du disque dans les régions où Σ_\star est élevé, ce qui permet de retrouver les deux relations 4.30 et 4.31 observées dans NGC 4501. En augmentant δ au centre, des indices légèrement plus élevés sont modélisés (R_{mol} plus grand au centre), mais reste en accord avec les observations, considérant l'incertitude observationnelle à 1σ .

Nous avons ainsi montré que le modèle analytique est un outil performant pour modéliser la physique du MIS à l'échelle du kpc, malgré les fortes simplifications dont il fait usage (accrétion constante et disque stationnaire symétrique). En effet, dans le cas de NGC 4501, il permet de retrouver les profils radiaux du gaz atomique, moléculaire ainsi que

de la fraction moléculaire. Les profils de formation stellaire et d'efficacité de formation stellaire peuvent également être reproduits. Les relations KS, ainsi que la dépendance en pression de la fraction moléculaire, sont retrouvées en ajoutant une dépendance en métallicité pour simuler l'effet d'un facteur de conversion dépendant précisément de cette métallicité. Nous précisons de plus, que la galaxie NGC 4501, utilisée ici comme exemple pour illustrer l'interdépendance des paramètres de ce modèle analytique, sera considérée plus en détail dans la suite de notre travail.

4.2 Simulations dynamiques

La modélisation dynamique des galaxies permet d'étudier l'évolution temporelle des disques ainsi que leur physique à large échelle. Nous utilisons ce modèle pour caractériser l'influence de la compression du MIS - via la pression dynamique et la compression gravitationnelle - sur divers paramètres tels que R_{mol} , Toomre Q ou bien l'efficacité de formation stellaire. Ce modèle permet également d'explorer les effets d'une interaction MIS-MIS (par exemple le système de galaxies "Taffy" UGC 12914/15, [Vollmer et al. \(2012a\)](#)). Le modèle est décrit en détail dans [Vollmer et al. \(2001\)](#) où il est utilisé pour étudier les effets de la pression dynamique considérant différentes orbites de galaxie dans l'amas, ainsi que pour différents angles d'incidence du vent sur le disque. [Vollmer et al. \(2008b\)](#) utilisent ce modèle dynamique pour modéliser la galaxie NGC 4501, qui subit également de la pression dynamique, et permettent ainsi de relier l'excès de polarisation à la pression dynamique. Ils en déduisent notamment que cette galaxie se situe à 200-300 Myr du pic de maximum de pression dynamique. Les modèles dynamiques tridimensionnels permettent d'explorer la densité volumique ainsi que la dispersion des vitesses du gaz, qui sont deux quantités difficilement observables.

Dans cette partie, nous détaillerons ce modèle dynamique N-corps décrit dans [Vollmer et al. \(2001\)](#). Ce dernier sera utilisé dans la suite de ce travail (chapitre 5) pour modéliser les galaxies NGC 4567/68 et NGC 4501.

4.2.1 Le modèle dynamique

Le modèle développé dans [Vollmer et al. \(2001\)](#) est un modèle N-corps composé d'une part de particules non collisionnelles (étoile, matière noire) et d'autre part, de particules collisionnelles qui permettent de modéliser le MIS. La partie non collisionnelle est séparée en trois parties distinctes : (1) le halo de matière noire (2) le bulbe stellaire (3) le disque stellaire. Le halo ainsi que le bulbe sont modélisés par une composante sphérique. Le nombre de particules-test étant limité, un potentiel de la forme $\phi_p(R) \propto 1/R$ augmenterait l'interaction entre particules, créant de ce fait des systèmes de particules-test binaires, triples, etc et, ainsi, ne modéliserait pas convenablement le potentiel global de la galaxie. Afin de résoudre ce problème technique, chaque particule est dotée d'un profil de densité de type profil de Plummer [Plummer \(1911\)](#), ce qui donne un potentiel de la forme $\phi_p(R) \propto -1/\sqrt{R^2 + a^2}$ avec a le rayon de Plummer. Cette méthode permet de retrouver, avec

un nombre limité de particules test, le potentiel global de la galaxie, tout en limitant les interactions entre ces particules. Dans un second temps, pour chaque composante de la galaxie (halo, bulbe, disque), une masse totale est définie, suivant la galaxie qui est modélisée. Cette masse est ensuite répartie entre les particules (qui auront une masse de l'ordre de $10^{5-7} M_{\odot}$ suivant le nombre de particules et les composantes considérées).

Il existe deux catégories de simulations pour le MIS : (1) Une modélisation comme milieu continu de type fluide (hydrodynamique ou SPH). (2) Par collisions inélastiques entre particules. Le MIS étant multiphasé avec une phase froide plus grumeleuse que la phase chaude (cf. tableau 1.1), il peut être considéré comme étant continu (notamment pour la phase chaude $\phi_V \sim 0.5$) et grumeleux (nuages moléculaires $\phi_V \sim 10^{-2-3}$). Ainsi, [Vollmer et al. \(2001\)](#) ont choisi de modéliser le MIS avec des particules pouvant subir des collisions inélastiques, ce qui permet de modéliser la phase froide et dense du MIS ("sticky-particle models"). Ainsi, chaque particule modélisant le MIS est définie avec une masse et un rayon. La densité de surface est maintenue constante pour chaque particule (nuages moléculaires) $\Sigma_{cl} = 7.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ([Sanders et al. \(1985\)](#)). La relation entre le rayon r_{cl} du nuage et la masse du nuage M_{cl} devient dans ce cas :

$$r_{cl} = \sqrt{\frac{M_{cl}}{\pi \lambda \Sigma_{cl}}}, \quad (4.33)$$

Avec λ un facteur qui permet de compenser le fait que le nombre de particules est plus faible que le nombre de nuages moléculaires réels dans les galaxies. Ainsi, durant une collision inélastique, les nuages du modèle peuvent : échanger de la masse, fusionner (coalescence) ou se fragmenter. Ces trois scénarios différents se distinguent en fonction du paramètre d'impact, de la vitesse du fragment et de la vitesse de libération ([Combes & Gerin \(1985\)](#)).

Finalement, l'intégration des équations du mouvement est réalisée avec un pas de temps adaptatif de l'ordre de 10^4 ans.

4.2.2 La formation stellaire dans le modèle dynamique

La formation stellaire est déduite du modèle dynamique en considérant les collisions entre particules de gaz. En effet, chaque fois qu'une collision a lieu, une particule stellaire est créée. Cette particule contient l'information de son temps de création. Une zone dans laquelle les collisions sont nombreuses aura un taux de formation stellaire plus important.

En utilisant le modèle de synthèse *STARBURST99* de [Leitherer et al. \(1999\)](#), le flux FUV de la galaxie peut être reconstruit. Pour chaque particule nouvellement créée, le flux FUV en fonction du temps correspondant lui est attribué. Finalement, une carte du taux de formation stellaire de la galaxie est construite, en considérant le flux FUV de la galaxie proportionnel à la formation stellaire.

4.2.3 Les observables

Afin de comparer les simulations aux observations, des cartes de la densité de surface du gaz et des étoiles sont créées en intégrant, suivant la ligne de visée, la densité de particules de gaz et la densité d'étoiles. La densité volumique ρ est calculée pour chaque particule en considérant la masse totale contenue dans une sphère, dont le rayon est la distance au 30^{ième} plus proche voisin (en considérant la distance aux 20 et 100^{ième} plus proches voisins, les résultats varient peu).

Le ratio moléculaire R_{mol} est déduit des simulations en suivant le modèle analytique. En effet, les équations 4.6 et 4.7 sont utilisées pour déduire la fraction du MIS qui est atomique ou moléculaire. Pour le calcul de α , le "closed box model" est utilisé (cf. équation 4.8). Dans ce cas, les 30 plus proches particules voisines sont utilisées pour calculer la densité locale du gaz et des étoiles. Dans ce modèle, le facteur de remplissage ϕ_V est considéré constant : $\phi_V = 0.002$. De même que pour le modèle analytique, un facteur α^{-1} est ajouté au ratio moléculaire ($R_{mol} \propto \sqrt{\rho}/\alpha^2$) pour reproduire les observations du H₂ déduites du CO (facteur de conversion variant avec la métallicité).

Des cubes de données (position x , position y , vitesse v) pour le HI et le H₂ sont produits, en considérant la vitesse et la position de chaque particule. Ces cubes sont ensuite convolués à la résolution des observations pour pouvoir être comparés.

Une carte de la dispersion des vitesses du gaz v_{turb} peut également être réalisée. En effet, pour chaque particule, la dispersion des vitesses peut être calculée, considérant la dispersion de ses 30 plus proches voisins.

La pression P_{tot} est déduite de la même manière que les observations précédentes, en utilisant la densité de surface du gaz et des étoiles (cf. équation 4.16). Pour le calcul de la dispersion de vitesse des étoiles $\sigma_{*,z}$, l'échelle caractéristique du disque l_* est déduite en réalisant des profils radiaux sur le disque stellaire. Dans ce cas, pour être cohérent

avec la méthode utilisée dans les observations, une vitesse turbulente du gaz constante est utilisée.

Le paramètre de Toomre Q_{gaz} peut être calculé de la manière suivante :

$$Q_{gaz} = \frac{\Omega v_{turb}}{\pi G \Sigma_g}, \quad (4.34)$$

avec $\Omega = v(R)/R$, calculé en utilisant, comme dans les observations la forme analytique suivante de la courbe de rotation $v_{rot}(R) = v_{flat}(1 - \exp(-R/l_{flat}))$ puis en divisant par le rayon R pour des ellipses de rayons constants (calcul global de Ω). Cette méthode, utilisée dans les observations, donne une vitesse angulaire symétrique. Une alternative consiste à calculer Ω localement, en considérant la vitesse de rotation de chaque particule ainsi que sa distance au centre de la galaxie. Cette méthode aboutit à une carte de Ω qui en retrace les asymétries. Néanmoins, en traçant Ω global en fonction de Ω local (cf. figure 4.11), les variations entre ces deux quantités sont de moins de 0.07 dex.

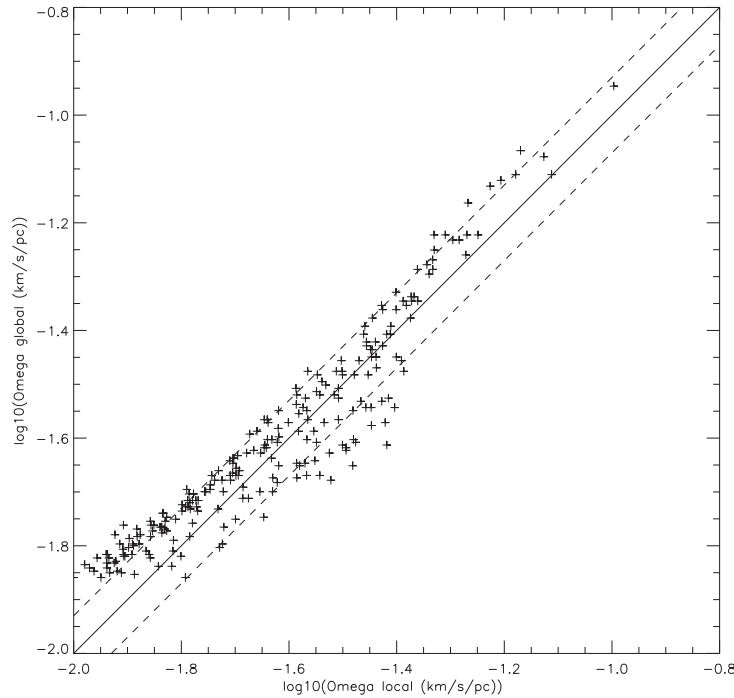


FIGURE 4.11 – Figure de Ω global en fonction de Ω local (réalisée dans la simulation de NGC 4501). Le trait plein indique une pente de 1. Les lignes en tirets sont placées à ± 0.07 dex soit 1σ .

4.2.4 Implémentation de la pression dynamique

Les galaxies d'amas évoluant près du centre de l'amas ressentent un vent sur leur MIS, en raison de leurs traversées dans l'atmosphère de l'amas (cf. [Gunn & Gott \(1972\)](#)). Le modèle dynamique permet de modéliser cette interaction entre le MIS (les particules collisionnelles) et le milieu extérieur intergalactique (MIG). La première étape consiste à modéliser un profil temporel de pression dynamique $P_{dyn}(t) = \rho_{MIG}(t) * V_{gal}(t)^2$, considérant l'orbite de la galaxie dans l'amas (et donc sa vitesse V_{gal}) et un profil de densité de l'atmosphère d'amas $\rho_{MIG}(R)$ (cf. panneau de droite de la figure 4.12 pour un exemple de profil de pression considéré par [Vollmer et al. \(2001\)](#)). Une fois ce profil choisi, une accélération supplémentaire est ajoutée aux particules collisionnelles dans la direction opposée au mouvement de la galaxie dans le MIG.

Les nuages plus profondément enfouis au centre du disque galactique ne ressentent pas autant la pression extérieure, du fait qu'ils ont des cœurs moléculaires plus denses et des rayons plus petits. Pour répondre à ce problème, une longueur de pénétration dans le disque de la pression dynamique est incluse dans les simulations, en ajoutant un facteur γ à l'accélération supplémentaire causée par la pression dynamique $a_{P_{dyn}}$ (équation (9) de [Vollmer et al. \(2001\)](#)) :

$$a_{P_{dyn}}(t) = \frac{P_{dyn}(t)}{\gamma \Sigma_{cl}}, \quad (4.35)$$

avec,

$$\gamma = 15 \exp(-r/2[\text{kpc}]) + 1. \quad (4.36)$$

L'illustration tirée de [Vollmer et al. \(2001\)](#) (figure 4.12 panneau de gauche) montre la manière dont les nuages sont affectés par la pression dynamique suivant l'angle d'inclinaison du vent par rapport au disque Θ . Dans le modèle dynamique, Θ est maintenu constant durant la simulation. L'introduction d'une longueur de pénétration pour laquelle les nuages sont affectés par la pression dynamique doit être considérée comme une approximation au premier ordre de ce qui se passe réellement. Dans ce modèle, les nuages affectés sont poussés plus profondément dans le disque où ils vont interagir avec les nuages des couches plus profondes. Leur énergie cinétique sera redistribuée, en augmentant la dispersion des vitesses des nuages présents dans les couches plus profondes du disque.

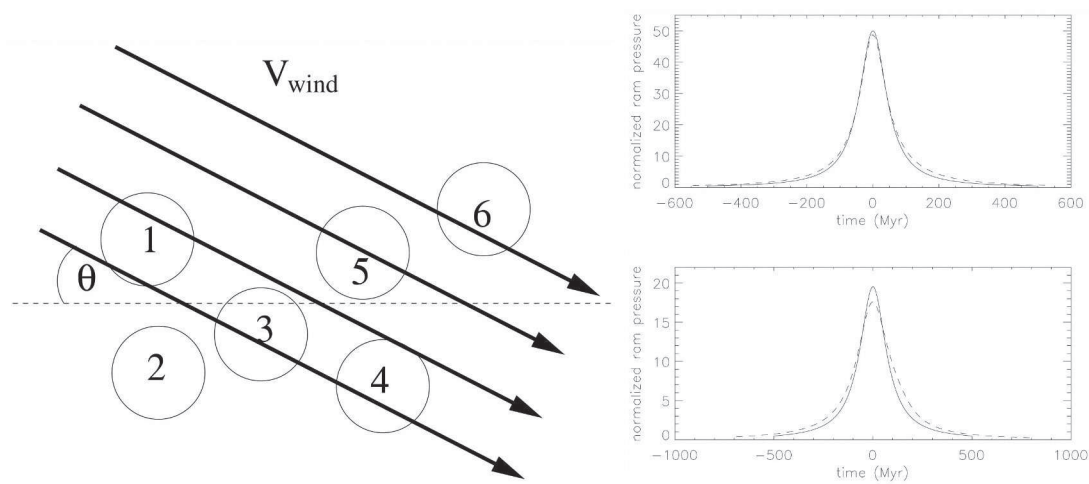


FIGURE 4.12 – Figures 8 et 9 tirées de [Vollmer et al. \(2001\)](#). *Gauche* : illustration des effets de la pression dynamique dans les simulations. Les flèches indiquent la direction du vent dû au déplacement de la galaxie dans le MIG. Les nuages 1, 2, 5 et 6 qui sont exposés directement au vent sont accélérés alors que les autres ne le sont pas. Θ indique l'angle du vent par rapport au plan galactique. *Droite* : En tirets, profils temporels de pression dynamique $P_{dyn}(t)$. En trait plein, modélisation analytique de ces profils par une fonction Lorentziennes.

Chapitre 5

Compression du milieu interstellaire

5.1 NGC 4501, une galaxie soumise à la pression dynamique

5.1.1 La galaxie NGC 4501

NGC 4501 (Messier 88) est une galaxie spirale classée dans les galaxies Sb selon la classification des galaxies de Hubble (voire figure 3.2). Cette galaxie présente une inclinaison d'environ 62.9 degrés par rapport à la ligne de visée et un angle de position de 137.7 degrés entre le nord et l'axe majeur (Hyperledda). Cette galaxie appartenant à l'amas de la Vierge, a une vitesse de rotation maximale de 272.2 ± 5.0 km/s, ce qui la classe parmi les spirales les plus massives de l'amas. Elle est située à 2.0 deg en projection de la galaxie centrale Messier 87 (soit 0.55 Mpc en considérant une distance à l'amas de 17 Mpc). Cayatte et al. (1990) ont réalisé une carte de cette galaxie en HI et ont remarqué que l'extrémité du bord sud-ouest est abrupte à la différence du bord opposé où le HI est plus diffus. Ce bord sud-ouest est orienté vers Messier 87. Ces indications suggèrent une interaction MIS-MIG (Milieu Inter Galactique) de type pression dynamique (cf. également Böhringer et al. (1997)). Vollmer et al. (2007) ont étudié la polarisation radio à 6 cm de cette galaxie. Ils ont découvert que la polarisation de cette galaxie était fortement asymétrique, avec un maximum dans la région sud-ouest coïncidant avec la région de forte densité de colonne HI (cf. figure 5.1), indiquant que cette même région présente un MIS comprimé. Vollmer et al. (2008b) ont étudié, à l'aide d'un modèle dynamique (cf Vollmer et al. (2001) pour le modèle), la pression dynamique dans cette galaxie. Ils ont découvert que la pression du MIG s'effectuant sur le disque était quasiment orientée selon le plan de ce disque, c'est-à-dire avec une inclinaison du vent de ~ 10 deg (cf. figure 5.2 de Vollmer et al. (2008b)). En retraçant l'orbite de NGC 4501 dans l'amas, ces auteurs ont également pu établir un profil temporel de pression dynamique. Ainsi, selon cette étude, NGC 4501 se trouve à $\sim 200 - 300$ Millions d'années du pic du maximum de pression dynamique, c'est à dire de son plus proche passage de M87. NGC 4501 est donc classée dans les galaxies *pré-pic de pression dynamique* et constitue ainsi une opportunité d'étudier la réaction du MIS à ce stade précoce de pression dynamique.

La figure 5.1 montre également l'émission H_α du gaz ionisé par les étoiles jeunes et indique les sites de formation stellaire. Le H_α permet de tracer la formation stellaire sur une échelle de 0 à 10 millions d'années. Cependant, une partie non négligeable de l'émission H_α est absorbée par les poussières du MIS (20-40%). La calibration du taux

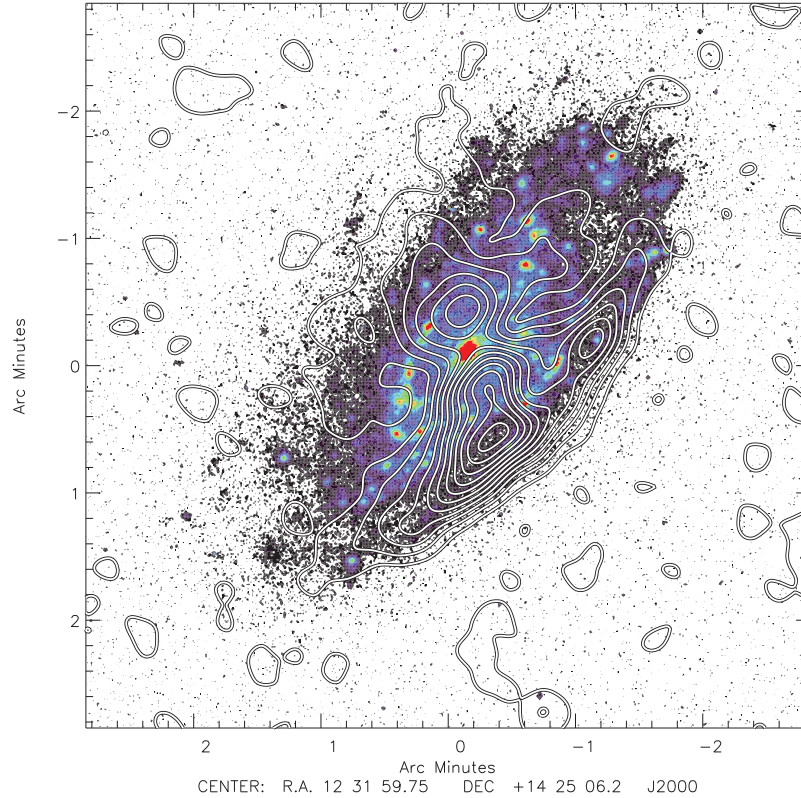


FIGURE 5.1 – NGC 4501, polarisation radio à 6 cm (de [Vollmer et al. \(2007\)](#)) sur une carte du $H\alpha$ de GOLD Mine ([Gavazzi et al. \(2003\)](#))

de formation stellaire est réalisée de manière empirique. [Calzetti et al. \(2007\)](#) ont calibré ce taux à l'aide de la raie d'émission $\text{Pa}\alpha$ ($1.8756 \mu\text{m}$) pour un échantillon de 33 galaxies proches (cf. [Kennicutt et al. \(2007\)](#) également). Ils ont trouvé la calibration suivante :

$$\dot{\Sigma}_{\star} = 634. \times I_{H\alpha} + 0.0025 \times I_{24}, \quad (5.1)$$

avec $\dot{\Sigma}_{\star}$ en $M_{\odot} \text{ans}^{-1} \text{kpc}^{-2}$, $I_{H\alpha}$ l'intensité intégrée de la raie $H\alpha$ en $\text{erg s}^{-1} \text{sr}^{-1}$, et I_{24} l'émission à 24 microns en MJy sr^{-1} . Pour NGC 4501, les données 24 microns proviennent du télescope spatial *Spitzer*, alors que la carte du $H\alpha$ de NGC 4501 provient de GOLD Mine ([Gavazzi et al. \(2003\)](#)). La carte de la raie $H\alpha$ est contaminée par les raies du [NII]. Elle a donc été corrigée en considérant un rapport de 0.54 entre ces raies [NII] et la raie $H\alpha$ (cf. [Kennicutt et al. \(2008\)](#)).

De la même manière, le taux de formation stellaire peut être obtenu en considérant

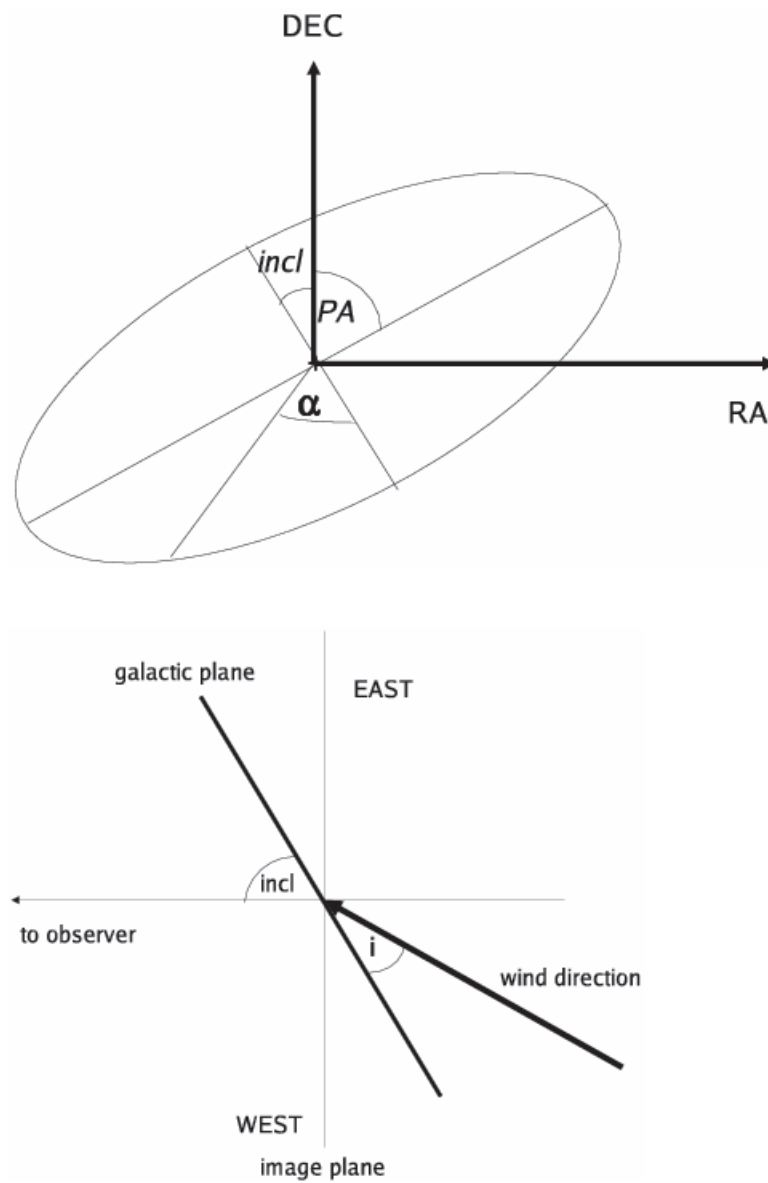


FIGURE 5.2 – Géométrie de NGC 4501. *Panneau du haut*, PA : angle de position, incl : inclinaison du disque galactique par rapport au plan du ciel, α : angle de vue azimutale dans le plan défini par PA et incl. *Panneau du bas* : vue perpendiculaire du dessus avec i , l'angle d'où vient le vent. (Figure tirée de [Vollmer et al. \(2008b\)](#))

l'UV lointain (FUV). Dans ce cas, la SFR est sensible sur des temps de ~ 100 millions d'années. [Leroy et al. \(2008\)](#) donne la normalisation suivante pour calculer la SFR avec le FUV et l'émission à 24 microns :

$$\Sigma_{SFR_{FUV}} = 8.1 \times 10^{-2} I_{FUV} + 3.2 \times 10^{-3} \times I_{24}, \quad (5.2)$$

avec I_{FUV} et I_{24} en $MJy\text{sr}^{-1}$. Dans la figure 5.3, les cartes du taux de formation stellaire calculées des deux manières précédentes (FUV et raie $H\alpha$) sont présentées pour NGC 4501. Ces deux cartes ont été réalisées avec une résolution spatiale de $12''$, afin de pouvoir les comparer aux observations du CO(2-1) dans la suite de cette étude. Ces cartes sont quasiment identiques au premier ordre. Néanmoins, en leur centre, le taux de formation stellaire calculé à partir du $H\alpha+24\mu\text{m}$ est plus important que celui déduit du FUV+ $24\mu\text{m}$. On remarque une zone de forte formation stellaire ($\sim 4 \times 10^{-2} M_{\odot}\text{ans}^{-1}\text{kpc}^{-2}$) au sud-est du centre, ainsi qu'une autre à l'ouest du centre. Ces zones de forte formation stellaires coïncident avec les bras spiraux.

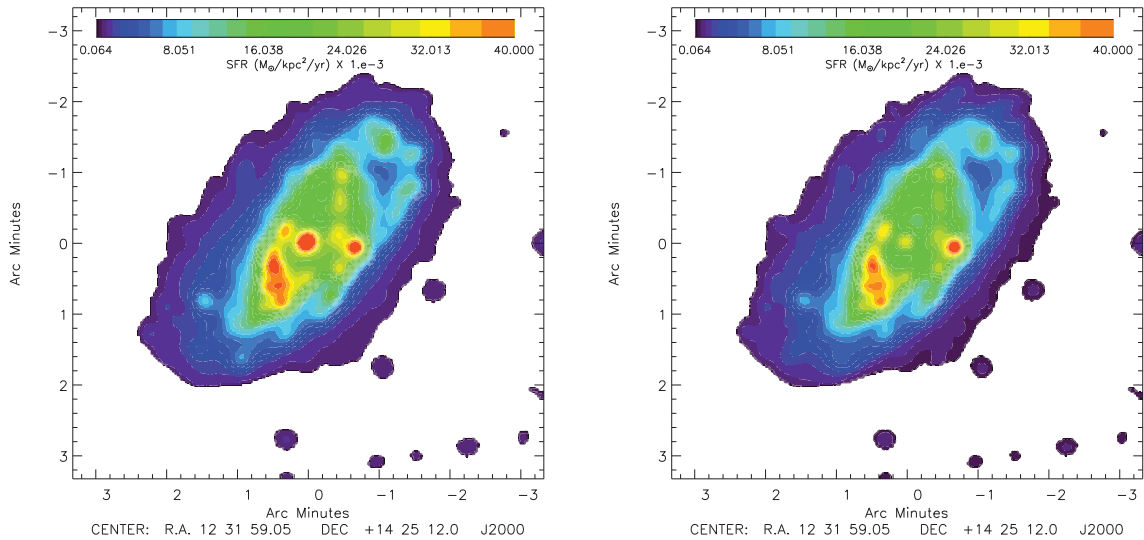


FIGURE 5.3 – Carte de formation stellaire de NGC 4501. *Gauche*, carte de formation stellaire issue du $H\alpha+24 \mu\text{m}$. *Droite*, carte de formation stellaire calculée à partir de l'UV lointain (FUV) + $24 \mu\text{m}$.

Le gaz moléculaire est lié à la formation stellaire (relations KS), c'est donc une composante essentielle du MIS à considérer. Il peut être tracé par les raies de désexcitation du CO. Une carte CO(1-0) de NGC 4501 a ainsi été réalisée par [Kuno et al. \(2007\)](#) sur le radiotélescope de 45m Nobeyama. La carte ainsi réalisée est présentée dans le panneau

droit, du haut de la figure 5.4 de [Vollmer et al. \(2012b\)](#). Cette carte montre un bord sud-ouest bien défini et un bord nord-ouest plus diffus. On peut remarquer la présence de bras spiraux, où l'émission du CO est plus forte, (vers le nord et courbés vers l'est et vers le sud). Néanmoins, afin de caractériser plus précisément les structures et de sonder plus profondément le gaz moléculaire de cette galaxie, nous avons réalisé une carte du CO(2-1) à l'IRAM 30m. Le déroulement des observations ainsi que la réduction des données sont détaillés dans la partie suivante.

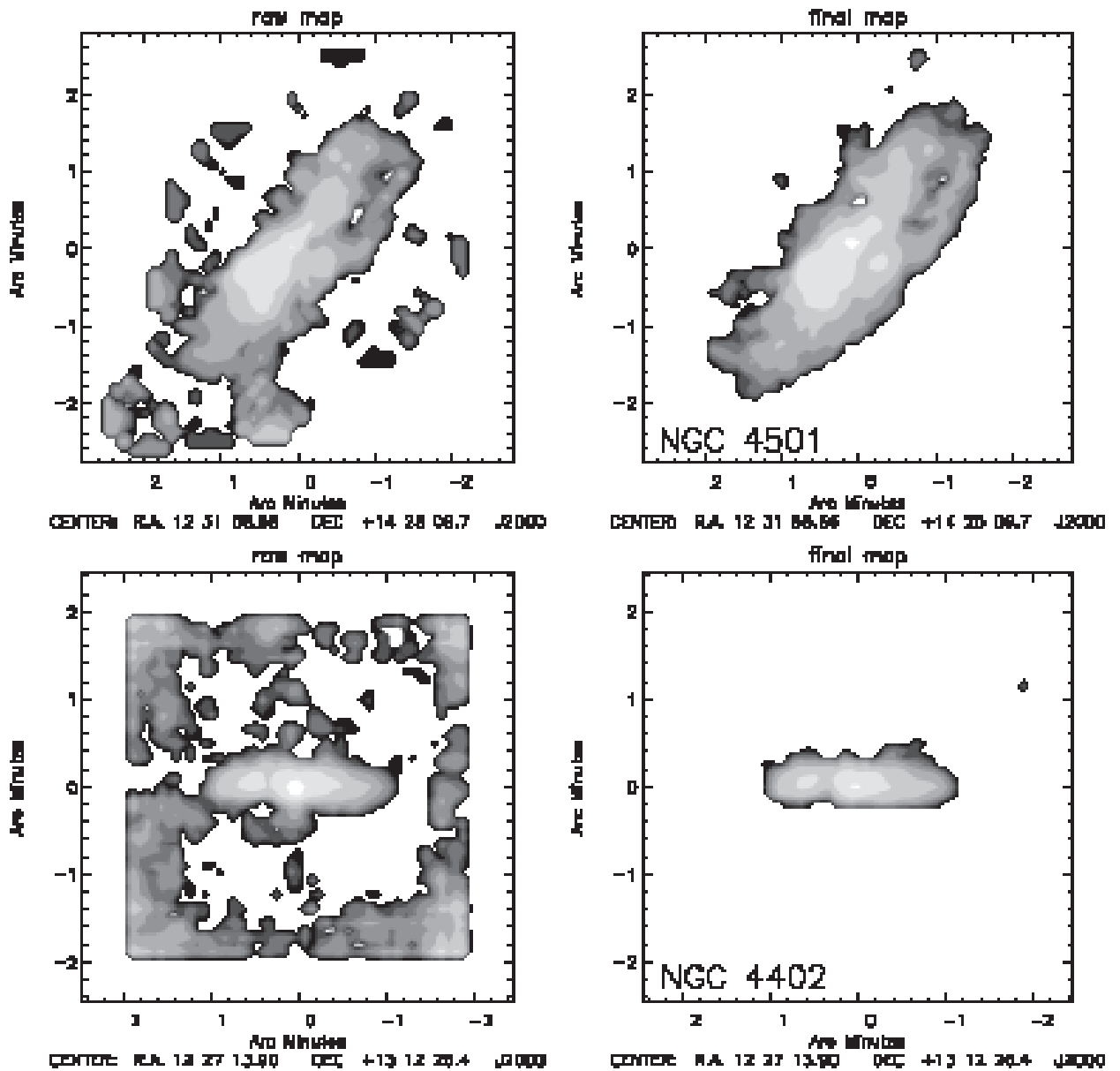


FIGURE 5.4 – Carte de CO(1-0) des observations de Kuno et al. (2007) de NGC 4501, issue de Vollmer et al. (2012b). *Haut gauche* : réduction classique du cube CO en coupant à 75 mK. *Haut droite* : carte de CO(1-0) de NGC 4501 issue de la réduction par fenêtrage par la raie HI.

5.1.2 Observation du CO dans NGC 4501

Une carte de la raie d'émission CO(2-1) de la galaxie spirale NGC 4501 a été réalisée en décembre 2012 à l'aide du mode d'acquisition *à la volée* "OTF" (On the Fly) du télescope. Ce mode d'acquisition permet de réaliser des cartes de régions du ciel relativement étendues. Le télescope se déplace à une vitesse constante sur le ciel, et prend un spectre toutes les 0.5s. Les spectres individuels résultants étant dominés par le bruit, leur accumulation successive permet d'obtenir une sensibilité suffisante pour voir émerger du bruit la raie caractéristique du CO(2-1). Cette technique permet de rejeter les spectres contaminés par d'éventuels sursauts ("spikes") en perdant un minimum d'information, car la pause est courte.

Le détecteur HERA (HEterodyne Receiver Array, cf. Schuster et al. (2004)) utilisé ici, possède 9 pixels de prise de vue, placés en trois rangées de trois, comme présenté dans la Figure 5.5. Chaque pixel est séparé de $24''$ sur une grille régulière. Ainsi, en inclinant le

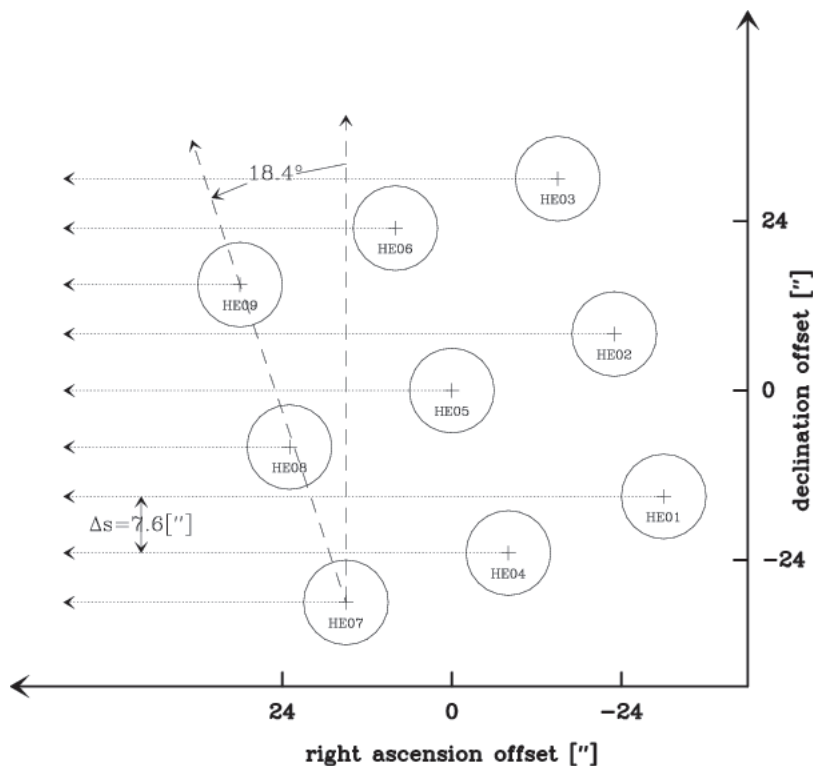


FIGURE 5.5 – Illustration des neuf pixels du récepteur HERA au télescope de 30m de l'IRAM (figure de Schuster et al. (2004)).

détecteur de 18.4° , il est possible d'échantillonner une région du ciel avec une séparation angulaire de $7.6''$ entre chaque *beam* de HERA, de $12''$ pour cette fréquence. Un second

passage décalé de $3.8''$ en déclinaison, permet de sur-échantillonner et d'aboutir à une séparation angulaire de $3.8''$ entre chaque beam.

La séquence d'observation de NGC 4501 a été réalisée de la manière suivante : (1) trois passages successifs parallèles à l'axe majeur de la galaxie, chacun ayant un décalage en déclinaison nécessaire à un échantillonnage de $7.6''$. (2) Idem à la séquence (1), mais avec un décalage de $3.8''$ en déclinaison pour aboutir à un échantillonnage de $3.8''$. Une fois cette opération réalisée, le récepteur (dérotateur) a été tourné de 90° avant de reprendre les séquences (1) et (2). Cette opération permet d'échanger les zones de passage dans le ciel de chaque beam, limitant ainsi les risques de sous-échantillonnage en cas de pixels défaillants. (3) De la même manière, 5 scans parallèles à l'axe mineur de la galaxie ont été effectués. (4) Cette opération a été répétée avec un décalage de $3.8''$ en déclinaison et finalement (5) le récepteur a été tourné de 90° et les opérations (3) et (4) ont été répétées.

Entre chaque scan d'observation, une calibration est réalisée. Le pointage du télescope a été vérifié toute les 2h environ. L'erreur typique de pointage du télescope de l'ordre de la seconde d'arc. La focalisation du télescope a également été vérifiée toutes les 2h. L'empreinte des observations est présentée dans la figure 5.6, où chaque point représente la position d'un spectre. Le champ d'observation résultant a une taille de $5' \times 3'$. Les spectres sont réalisés sur WILMA (The Wideband Line Multiple Autocorrelator) qui permet d'avoir une bande de 1024 MHz avec une résolution spectrale de 2 MHz, ce qui correspond à 2.6 km s^{-1} pour NGC 4501. Cette bande est centrée sur $f_0 = 230.53799 \text{ GHz}$, le centre de la raie CO(2-1), en considérant la vitesse de NGC 4501 qui est de $+2282 \text{ km s}^{-1}$.

5.1.3 Réduction des données pour NGC 4501

Étape 1, Tri des spectres

Au terme des 20 heures d'observation de NGC 4501, nous avons recueilli un total de 716 148 spectres. Les observations réalisées par une des deux polarisations du pixel Hera 4 ont été éliminées, en raison d'une défaillance de ce dernier. Une première ligne de base d'ordre 0 a ensuite été retirée de chaque spectres, en considérant une fenêtre spectrale pour la raie entre 1950 km s^{-1} et 2700 km s^{-1} . La première étape de réduction consisté à éliminer les spectres trop bruités. Pour ce faire, le bruit théorique de chaque spectre σ_{theo}

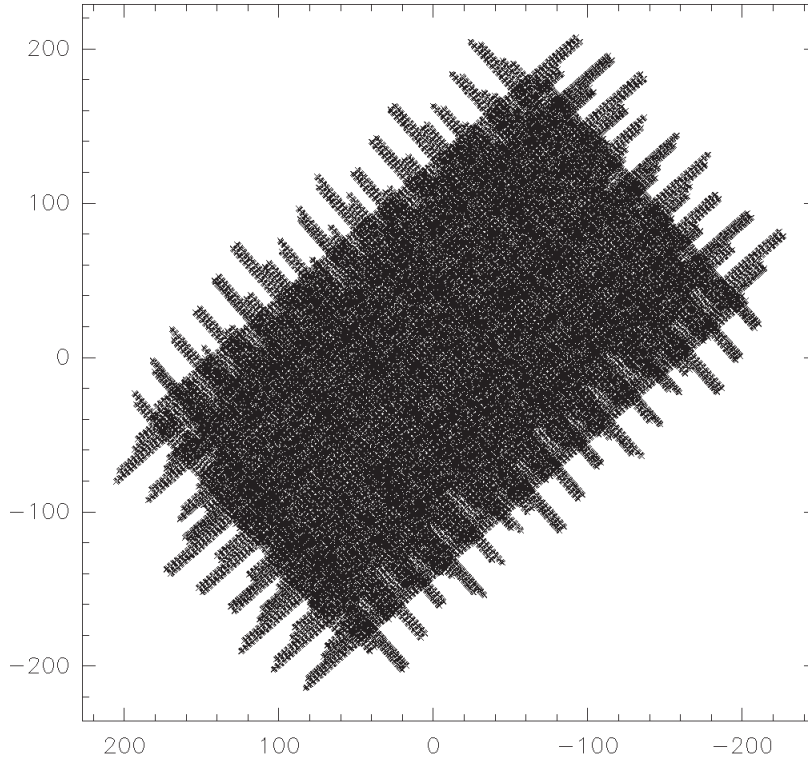


FIGURE 5.6 – Distribution spatiale des spectres individuels pour NGC 4501. Les valeurs en ascension droite et déclinaison sont données en arc de secondes par rapport au centre

à été calculé de la manière suivante :

$$\sigma_{theo} = \frac{T_{sys}}{\sqrt{\Delta_V t}}, \quad (5.3)$$

avec, T_{sys} la température du système en Kelvin, Δ_V la résolution spectrale en Hz et t le temps d'intégration des spectres en seconde, ici 0.5 secondes. Cette valeur a ensuite été comparée à la moyenne quadratique du bruit des spectres. Dans notre cas, nous avons éjecté les spectres dont le bruit dépassait $1.1 \times \sigma_{theo}$. Cette première étape permet d'éliminer 3.4% des 676 362 spectres restants. Ensuite, les canaux en fréquence ont été rééchantillonnés, pour aboutir à une taille de canal de 10.4 km s^{-1} , ceci afin de diminuer le bruit dans chaque canal. Une fois cette étape effectuée à l'aide du logiciel de réduction et d'analyse de l'IRAM "CLASS", un cube a été réalisé, avec une résolution spatiale de $12''$ et une taille de pixel de $3''$.

Étape 2, Fenêtrage

Le spectre total, intégré sur toutes les positions, permet de définir plus précisément la

fenêtre spectrale à choisir pour ajuster un polynôme autour de la raie du CO et le retirer aux spectres. Cette fenêtre spectrale a donc été choisie entre 1994 km s^{-1} et 2660 km s^{-1} . Elle doit être la plus étroite possible autour de la raie du CO. Le spectre total de NGC 4501, réduit uniquement à l'aide la fenêtre spectrale global, dans le cas d'un l'ajustement de polynôme d'ordre 0 à 3, est présenté dans la figure 5.7. La soustraction d'un polynôme d'ordre 0 ou 1 sur chaque spectre (pour chaque position) ne change pas l'allure du spectre total. En revanche, un polynôme d'ordre supérieur (2 ou 3) ne convient pas. En effet, la fenêtre étant trop large, en soustrayant un tel polynôme aux données, on retire en partie le signal. Des cartes de l'émission totale de NGC 4501, réduite à partir de cette large

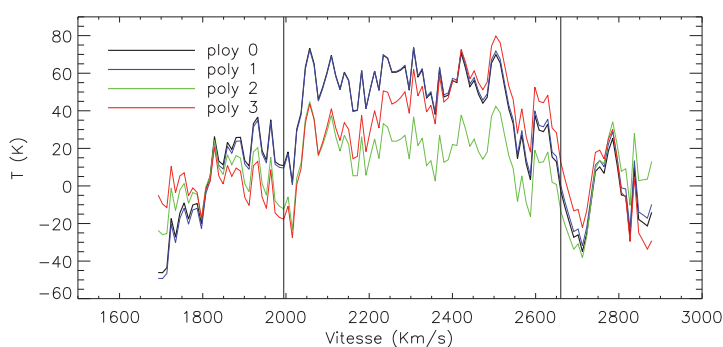


FIGURE 5.7 – Spectre total de NGC 4501 (Intégré pour toutes les positions), avec une fenêtre en vitesses identique pour toutes les positions (lignes verticales). Le code de couleur indique l'ordre du polynôme qui a été retiré.

fenêtre spectrale, sont présentées dans la figure 5.8. Les cartes résultantes montrent des artefacts liés à la méthode de réduction. Ainsi, une méthode plus sophistiquée, permettant de varier la taille et le centre de la fenêtre spectrale autour de la raie en fonction de la localisation spatiale des spectres est nécessaire.

Étape 3, fenêtrage cinématique

Une des techniques les plus efficaces pour encadrer au plus proche la raie du CO, est la technique dite du fenêtrage par la raie HI. Cette technique repose sur le fait que le champ des vitesses des deux composantes du MIS, gaz atomique et gaz moléculaire, sont comparables. L'idée sous-jacente à cette hypothèse est que la phase atomique et la phase moléculaire sont bien mélangées, ce qui tient au fait que le H_2 se forme à partir du gaz atomique.

Plusieurs études montrent que la dispersion des vitesses de ces deux phases du MIS sont comparables. En effet, la dispersion des vitesses du gaz de deux galaxies spirales

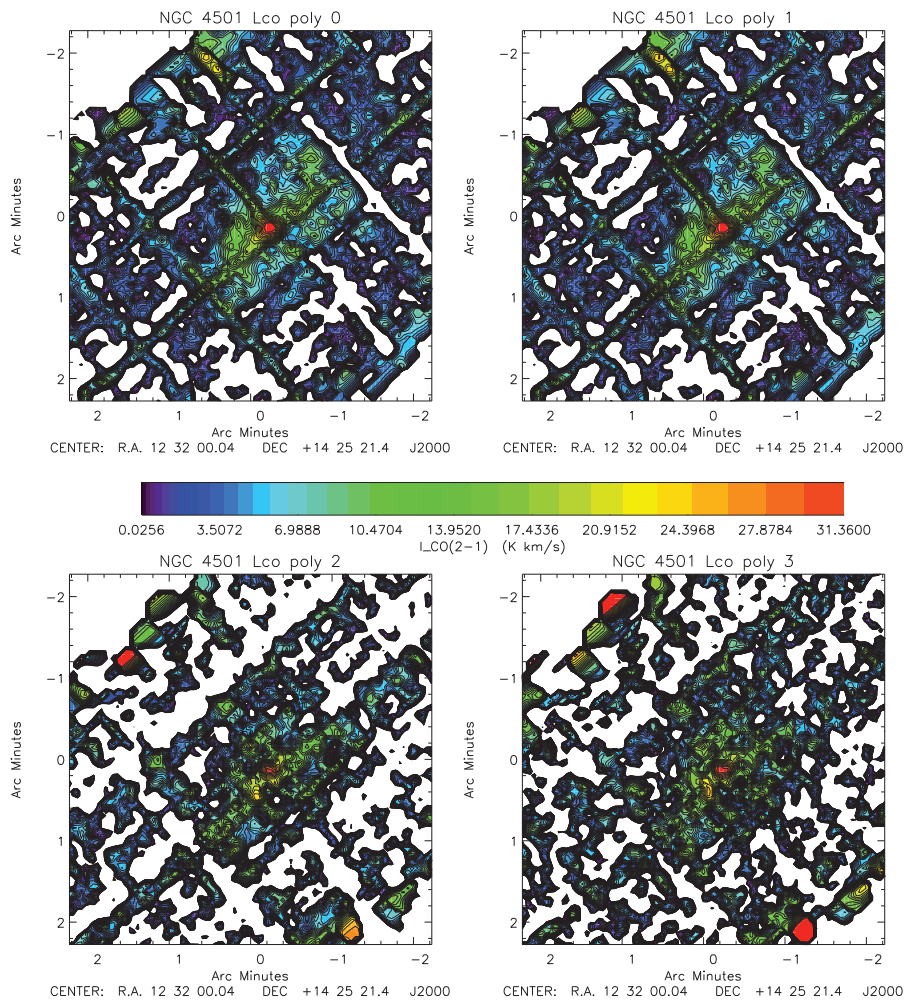


FIGURE 5.8 – Émission totale de NGC 4051 pour différents ordres de polynômes (haut gauche, polynôme d'ordre 0, haut droit, polynôme d'ordre 1, bas gauche, polynôme d'ordre 2 et bas droite polynôme d'ordre 3). La fenêtre en fréquence du masque est large et identique pour toutes les positions.

vues de face, NGC 628 et NGC 3938 a été étudiée par [Combes & Becquaert \(1997\)](#). Ces auteurs trouvent des dispersions de vitesse, verticales au disque, similaires pour le HI et pour le CO. De même, dans leur étude, [Caldú-Primo et al. \(2013\)](#) trouvent des dispersions de vitesses similaires pour 12 galaxies spirales provenant des observations des projets THINGS ([Walter et al., 2008](#)) pour le HI et HERACLES ([Leroy et al., 2009](#)) pour le CO.

Dans notre cas, les observations HI de VIVA [Chung et al. \(2009\)](#) sont utilisées pour réaliser le fenêtrage de NGC 4051. La première étape consiste à faire coïncider les vitesses

et positions des deux cubes HI et CO. Dans un deuxième temps, nous créons un masque spectral HI indiquant, suivant la position, où l'émission du HI est supérieure à 4.5σ du rms.

Lors de cette étape, le masque HI peut encore contenir plusieurs composantes de vitesse pour un même spectre, c'est pourquoi nous sélectionnons uniquement la fenêtre la plus large et éliminons les autres vitesses du masque. La continuité de l'émission est ainsi vérifiée. De plus, il peut arriver que le masque montre plusieurs pics espacés d'un seul canal (cf. figure 5.9). Dans ce cas, le masque est agrandi pour ne pas manquer l'émission dans les spectres CO.

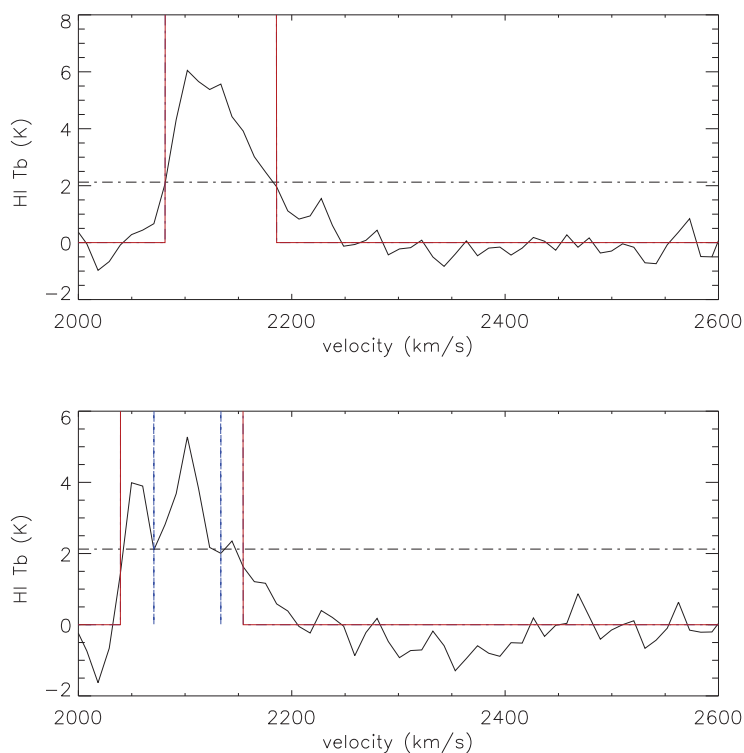


FIGURE 5.9 – Exemple de spectres HI VIVA de NGC 4501 pour deux positions différentes. La ligne en pointillés indique le seuil à 4.5σ qui permet de créer le masque (en bleu). Les "trous" qui ont une largeur de 1 canal (10.4 km/s) ont été éliminés du masque final (en rouge).

Une fois le masque HI créé de cette manière, il est appliqué au cube de donnée CO, ce qui permet de retirer une ligne de base aux spectres CO en ajustant un polynôme en dehors de la fenêtre HI. Le rms a été calculé pour chaque spectre (chaque position), en excluant la fenêtre créée à partir du masque HI.

Les observations VIVA ne détectent aucune émission HI au centre de NGC 4501, ce qui rend la technique du fenêtrage HI impossible dans les régions centrales où l'émission du CO est maximale. Pour contrer ce problème, une Gaussienne est d'abord ajustée sur les spectres CO directement, puis le masque est créé en ne sélectionnant que la région spectrale où l'émission est comprise dans les 6.4σ de la Gaussienne. Cette technique fonctionne au centre de la galaxie car les raies du CO sont larges et bien définies (voir figure 5.10).

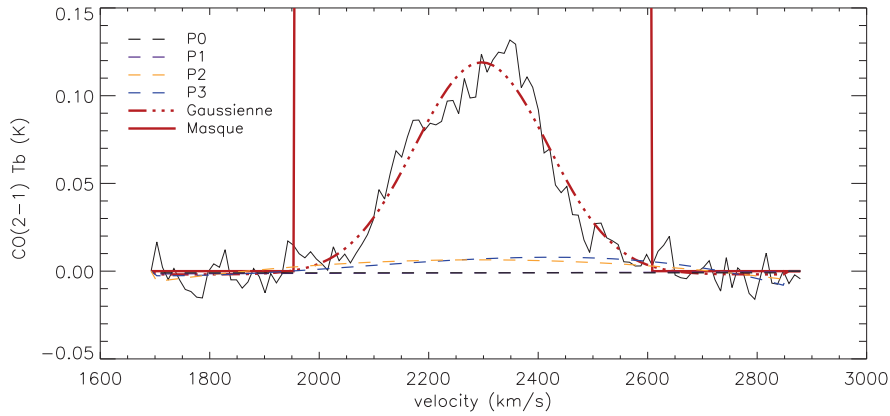


FIGURE 5.10 – Exemple de spectres CO(2-1) pris au centre de NGC 4501. P0, P1, P2 et P3 sont les polynômes d'ordre 0, 1, 2 et 3 qui sont ajustés aux spectres à l'extérieur du masque (lignes rouges). La fenêtre du masque est définie à partir de la Gaussienne ajustée sur les spectres du CO (ligne en tirets triple points rouges).

Étape 4, Convolution des spectres

La dernière étape de réduction consiste à lisser les spectres CO avec une fonction porte de la taille de la fenêtre du masque. Il s'agit de vérifier que le maximum du spectre lissé est bien dans la fenêtre. Si ce n'est pas le cas, cela signifie que le bruit est trop important. Dans ce cas, le signal est rejeté. Cette méthode permet d'éliminer les derniers endroits où le signal est dominé par le bruit, c'est-à-dire où il subsiste une détection par la fenêtre HI sans contrepartie de CO. La figure 5.11 illustre cette dernière étape de réduction où le fait de lisser le spectre permet de distinguer une vraie détection d'une fausse détection.

Carte d'émission totale

Une carte d'émission totale du CO peut être calculée de la manière suivante :

$$M_0 = \Delta v \sum_v A(v), \quad (5.4)$$

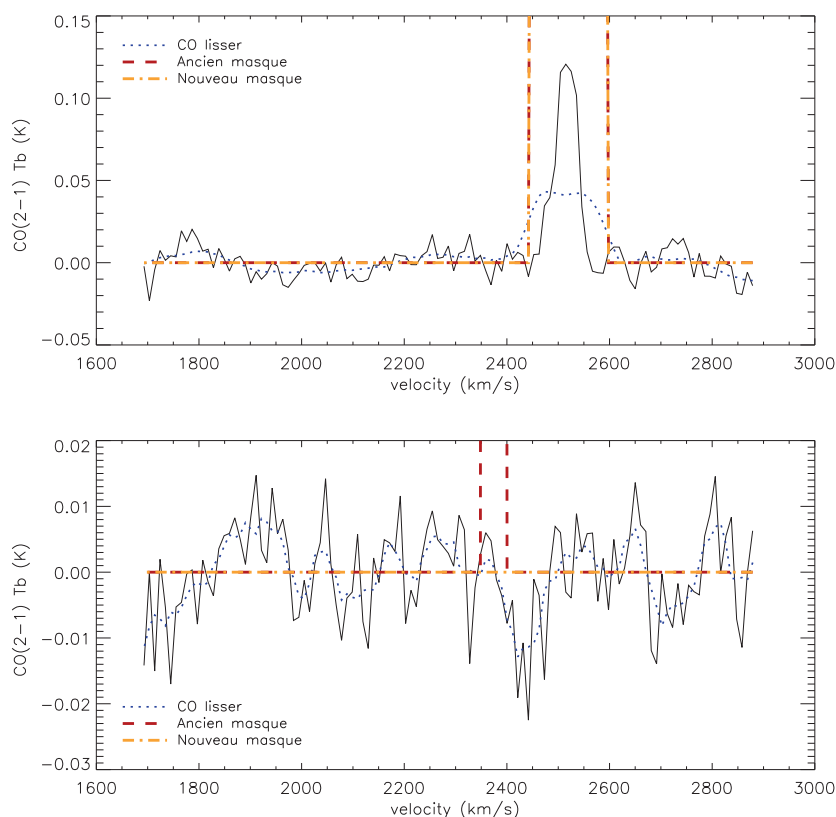


FIGURE 5.11 – Exemple de spectres CO(2-1) lissés. *Panneau du haut* : cas où le masque est inchangé. *Panneau du bas* : cas où le masque est changé (fausse détection).

avec Δv la taille du canal en vitesse (ici, 10.4 km s^{-1}), $A(v)$ la température de brillance en K pour chaque position. Des cartes de l'émission totale où différents ordres de polynômes ont été retirés à partir du masque précédemment réalisé, sont présentées dans les figures 5.12, 5.13 et 5.14. La carte du rms dans le cas d'un polynôme d'ordre 1 ou 2 montre des artefacts, alors que la carte du rms, dans le cas où un polynôme d'ordre 3 est retiré, ne montre plus de structure. Le rms de cette dernière carte est en moyenne de 8 mk pour des canaux de 10.4 km/s .

La carte d'émission totale ainsi réalisée montre que l'émission du gaz moléculaire s'étend sur un rayon de $2.5'$, soit 11 kpc. De plus, cette émission révèle un caractère asymétrique. L'émission du CO montre un bord sud-ouest bien défini, contrairement au bord nord-est qui est plus diffus. Le centre présente une région où l'émission est forte, avec deux bras spiraux. Un premier s'étend vers le sud, courbé vers le côté sud-ouest, un second s'étend vers le nord, courbé du côté nord-est. À l'ouest du centre, l'émission de CO est forte ~ 18

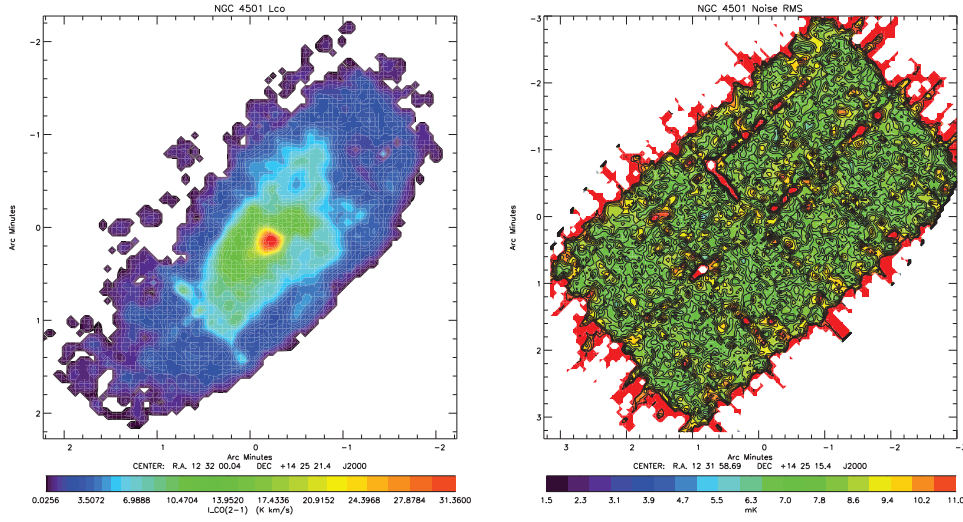


FIGURE 5.12 – *Gauche* : carte d'émission totale du CO(2-1) de NGC 4501 où un polynôme d'ordre 1 a été retiré. *Droite* : carte du rms correspondante.

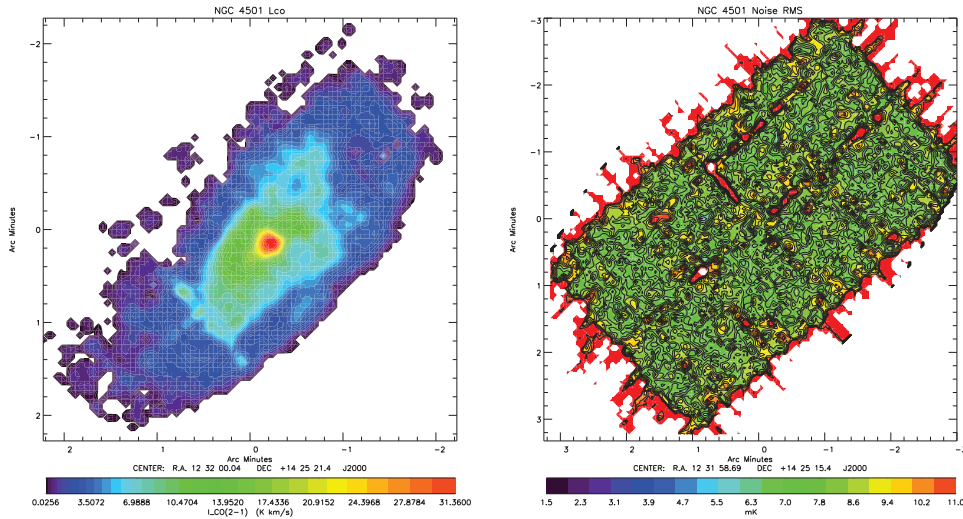


FIGURE 5.13 – *Gauche* : carte d'émission totale du CO(2-1) de NGC 4501 où un polynôme d'ordre 2 a été retiré. *Droite* : carte du rms correspondante.

K km s⁻¹. Le quadrant sud-est montre une émission globale inférieure à celle des autres quadrants.

Une carte du gaz moléculaire peut être déduite de la carte CO(2-1) en considérant un facteur de conversion X_{co} . Dans la suite, nous utiliserons la méthode décrite dans Leroy et al. (2008) pour convertir la carte du CO(2-1) en carte de densité de surface de gaz moléculaire H₂ :

$$\Sigma_{H_2} = \frac{4.4}{0.8} \times I_{co(2-1)}, [M_{\odot}/pc^2] \quad (5.5)$$

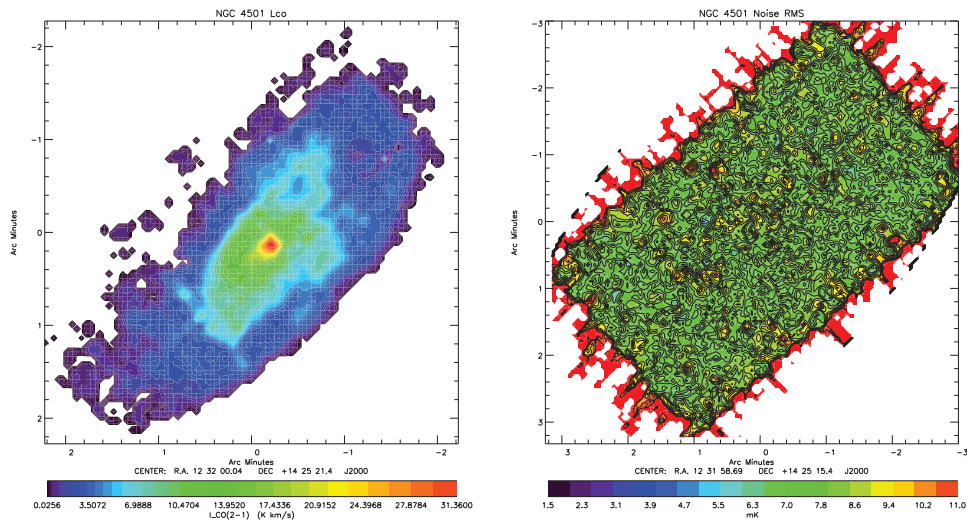


FIGURE 5.14 – *Gauche* : carte d'émission totale du CO(2-1) de NGC 4501 où un polynôme d'ordre 3 a été retiré. *Droite* : carte du rms correspondante.

Avec 4.4 le facteur de conversion en $M_{\odot}(\text{K km/s pc}^2)^{-1}$ et 0.8 le rapport de raie : $CO(2-1)/CO(1-0)$.

5.1.4 Champ des vitesses de NGC 4501

Diverses techniques permettent de remonter au champ des vitesses du gaz. Selon la technique utilisée, la carte du champ des vitesses résultante est plus ou moins sensible au bruit des spectres.

La première méthode (méthode classique), consiste à créer une carte du moment 1 du cube de la manière suivante :

$$M_1 = \frac{\sum_v vA(v)}{\sum_v A(v)}. \quad (5.6)$$

Une seconde technique consiste à repérer la vitesse du pic d'émission en ajustant une Gaussienne sur chaque spectre, puis en réalisant une carte avec la vitesse des centroïdes des Gaussiennes ajustées. Dans la figure 5.15, les cartes du champ des vitesses du HI (VIVA) réalisées avec ces deux méthodes sont présentées. Le champ des vitesses déduit par la méthode de recherche de pic du maximum par ajustement de Gaussiennes est moins sensible au bruit. En effet, la méthode classique somme également le bruit, ce qui explique les discontinuités ponctuelles dans les zones où la densité de surface du HI est faible. Néanmoins, les deux cartes sont globalement comparables. En effet, la carte des résidus (figure 5.15, panneau du bas) montre des écarts relatifs entre les deux cartes de l'ordre d'un canal (10.4 km s^{-1}).

De la même manière que pour le HI, la carte du champ des vitesses du CO(2-1) déduite par la méthode d'ajustement de Gaussiennes est présentée dans la figure 5.16. La carte des résidus entre le champ des vitesses du CO et celui du gaz atomique HI est présenté dans le panneau de droite de la figure 5.16. La résolution spatiale du CO a été dégradée à celle du HI ($17''$) par convolution avec un noyau Gaussien, afin de pouvoir comparer les deux cartes. Cette dernière carte montre des écarts entre les deux champs de vitesses de l'ordre de la taille d'un canal. En effet, l'emploi du masque créé à partir du cube de données HI pour la réduction des données suppose des vitesses CO et HI comparables. Néanmoins, cette carte permet de vérifier que l'écart entre le centre de la vitesse CO et le centre de la vitesse HI n'est supérieure de plus d'un canal et ainsi de justifier l'emploi du masque HI lors de la réduction des données.

Le champ des vitesses peut également être déduit d'observations de la raie $H\alpha$ qui trace le gaz ionisé. [Chemin et al. \(2006\)](#) ont ainsi réalisé un relevé cinématique à haute résolution du $H\alpha$ dans 30 galaxies spirales ou irrégulières de l'amas de la Vierge en utilisant des

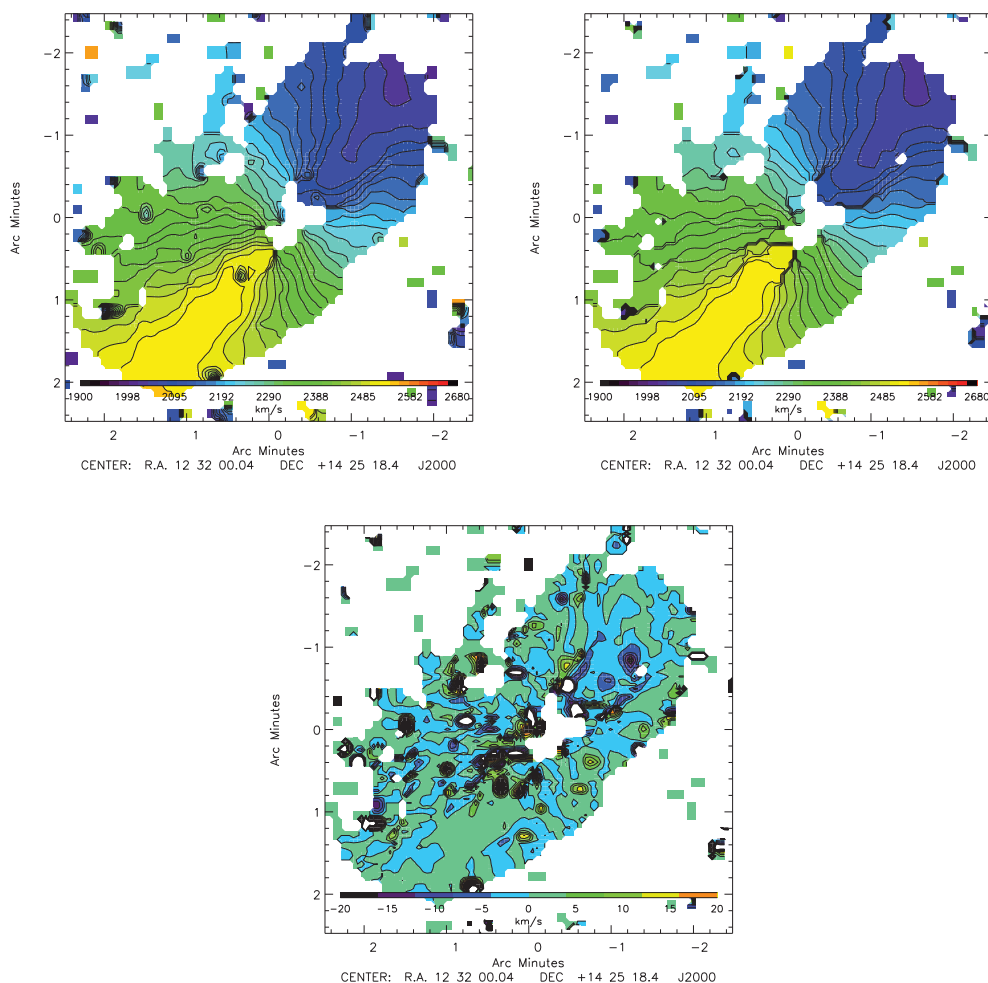


FIGURE 5.15 – *Gauche* : Champ des vitesses HI (VIVA, résolution de $17''$) de NGC 4501, par la technique classique de moment 1. *Droite* : Champ des vitesses HI de NGC 4501 par la technique d’ajustement de Gaussiennes. *Bas* : résidus (champ des vitesses HI par la technique d’ajustement des Gaussiennes, moins le champ des vitesses obtenu par la méthode classique). Les contours sont placés tous les 20 km s^{-1} .

données optiques 3D réalisées par interférométrie Fabry-Perot. La galaxie NGC 4501 fait partie de ce relevé (cf. figure 5.17). Les auteurs décrivent le champ des vitesses comme étant régulier, à l’exception de mouvements non circulaires, sans doute liés aux bras spiraux le long de l’axe mineur.

Onodera et al. (2004) ont également étudié le champ de vitesses du gaz moléculaire de NGC 4501, à l’aide d’observations de la raie CO(1-0), à partir de données du radiotélescope Nobeyama Millimeter Array. Ces auteurs ont combiné les configurations AB, C et D de l’interféromètre, pour aboutir à deux jeux de données : un cube haute résolution

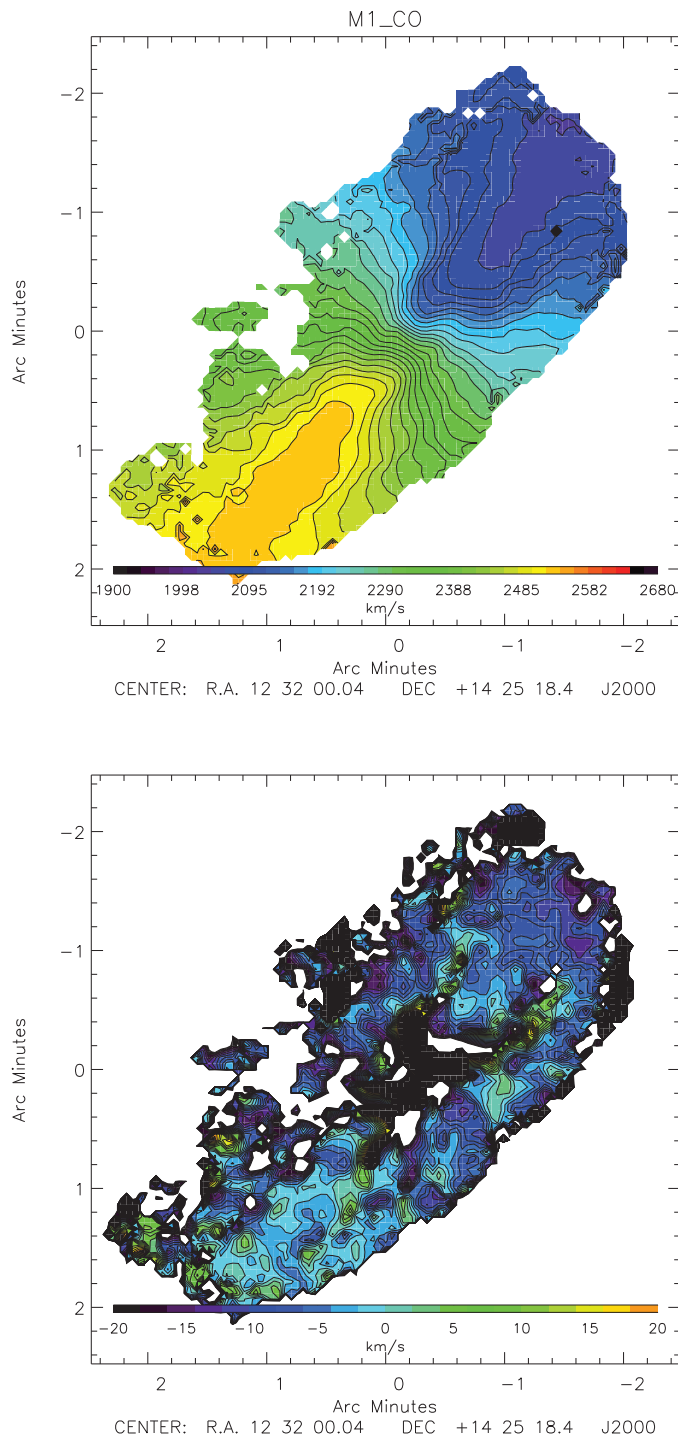


FIGURE 5.16 – *Haut* : Carte du champ des vitesses de NGC 4501 déduit par la méthode d'ajustement de Gaussiennes (résolution : $12''$). *Bas* : différence entre la carte du champ des vitesses du HI et du CO. Les contours sont placés tous les 20 km s^{-1} .

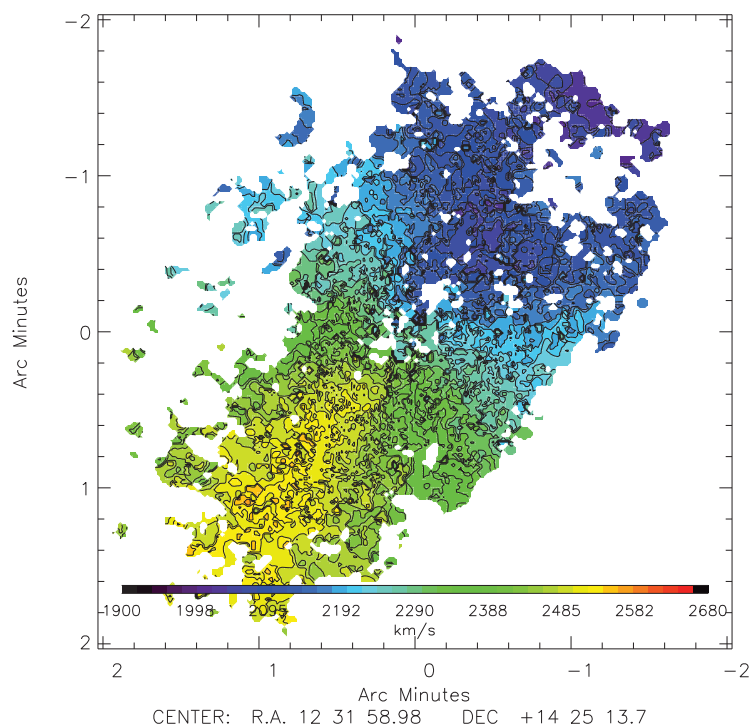


FIGURE 5.17 – Carte du champ des vitesses $H\alpha$ (Chemin et al. (2006)). Les contours sont placés tous les 20 km s^{-1} .

($2''$ de résolution spatiale) et un cube basse résolution ($5''$ de résolution spatiale). La haute résolution spatiale de ces données a permis de mettre en évidence : (i) Une forte concentration de gaz moléculaire autour du centre photométrique, qui se présente sous la forme de deux pics d'émissions avec une cinématique complexe, (ii) Deux bras spiraux s'étendant depuis le double pic central avec une déviation de 50 km s^{-1} d'un mouvement circulaire. Ces auteurs suggèrent un scénario de transfert radial de gaz dû au potentiel des bras spiraux pour expliquer cette cinématique complexe du gaz moléculaire.

Afin de mettre en évidence d'éventuelles asymétries dans le champ de vitesses, une version modifiée du modèle cinématique, utilisé dans le second chapitre de ce travail (cf. chapitre 2), est utilisée.

Le modèle cinématique permet de recréer le champ de vitesses d'un disque en rotation différentielle pour une courbe de rotation donnée et un profil de densité radiale du gaz spécifique. Le champ des vitesses résultant est donc symétrique et peut être soustrait au champ des vitesses observé. Le profil radial de densité du gaz est obtenu en moyennant la densité de gaz moléculaire dans des ellipses concentriques, ajustés de tel sorte que chaque

ellipse soit à un rayon tenant compte de l'inclinaison du disque ainsi que de l'angle de position. La courbe de rotation est extraite en réalisant un diagramme *position-vitesse* (PV) le long de l'axe majeur de la galaxie, puis en effectuant une moyenne entre les deux cotés du disque. La courbe de rotation résultante est ensuite déprojetée de l'inclinaison (figure 5.18).

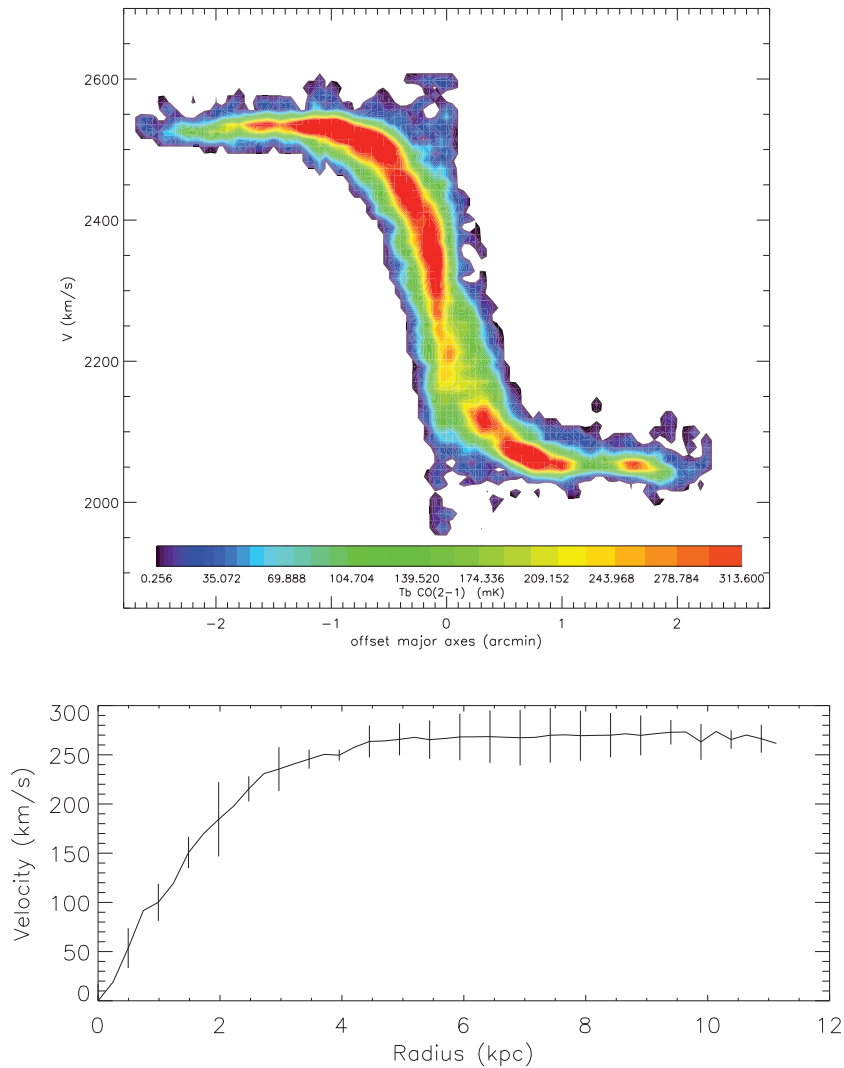


FIGURE 5.18 – *Haut* : Diagramme position-vitesse le long de l'axe majeur de NGC 4501 réalisé avec les données CO(2-1). *Bas* : Courbe de rotation déduite du diagramme PV.

Dans le modèle cinématique, on suppose un disque de hauteur constante (~ 200 pc), ainsi qu'une dispersion de vitesse de 10 km s^{-1} du gaz. Une fois le disque créé avec le champ des vitesses correspondant à la courbe de rotation, le disque est basculé dans l'espace des paramètres observables (RA, DEC, vitesse) en tenant compte de l'inclinaison

ainsi que de l'angle de position. Le cube ainsi obtenu est finalement convolué à la même résolution que les observations, puis la carte du moment 1 est créée (figure 5.19). La carte des résidus, entre le moment 1 du modèle et le champ des vitesses du CO (moment 1 CO - moment 1 modèle), est présentée dans le panneau de droite de la figure 5.19. Au centre de la galaxie ($r \sim 0.5$ arcmin), le gaz présente effectivement des mouvements non circulaires qui s'écartent de ± 50 km s⁻¹ par rapport à une rotation symétrique (comme remarqué par Onodera et al. (2004)). De plus, nos observations plus profondes montrent une augmentation de la vitesse de ~ 25 km s⁻¹ au bord nord-ouest du disque, comparé au bord sud-ouest.

Le modèle dynamique de NGC 4501 permet de mettre l'augmentation de la vitesse circulaire, observé ici dans le quadrant nord-ouest, en rapport avec la pression dynamique subie par le disque galactique. En effet, dans la partie nord-ouest du disque, la pression dynamique comprime le gaz dans le sens de la rotation, contrairement à la partie sud-ouest, où la pression extérieure exercée par le milieu intergalactique travaille contre la rotation du disque.

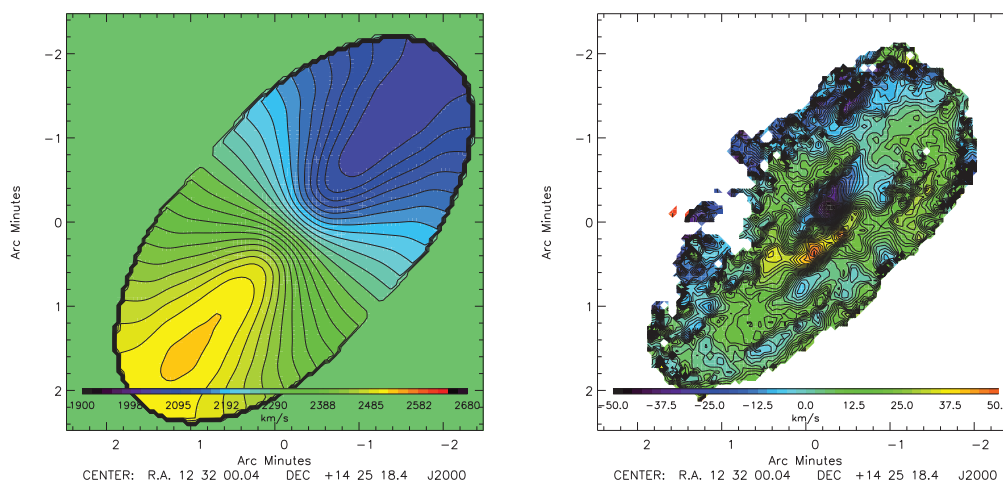


FIGURE 5.19 – *Gauche* : Champ des vitesses issue du modèle cinématique, les contours sont placés tous les 20 km s⁻¹. *Droite* : résidus entre le champ des vitesses du modèle cinématique et celui du CO(2-1) de NGC 4501.

En utilisant le modèle dynamique de NGC 4501, une carte du moment 1 du gaz moléculaire peut être créée. Le champ de vitesses du gaz moléculaire du modèle sans pression extérieure (gauche) est symétrique, à la différence du champ de vitesses issu de la modélisation avec pression dynamique (voir figure 5.20 panneau de droite). En effet, quand la pression dynamique est introduite, les vitesses à l'extrémité sud du disque sont réduites

d'environ 20 km s^{-1} . Le champ des vitesses devient également fortement asymétrique dans le nord du disque, avec des vitesses le long de la ligne de visée plus faibles dans le quadrant nord-ouest, ce qui traduit une vitesse de rotation plus élevée. De plus, l'extrémité nord montre des vitesses de rotation augmentées de $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ par rapport à la simulation sans pression dynamique.

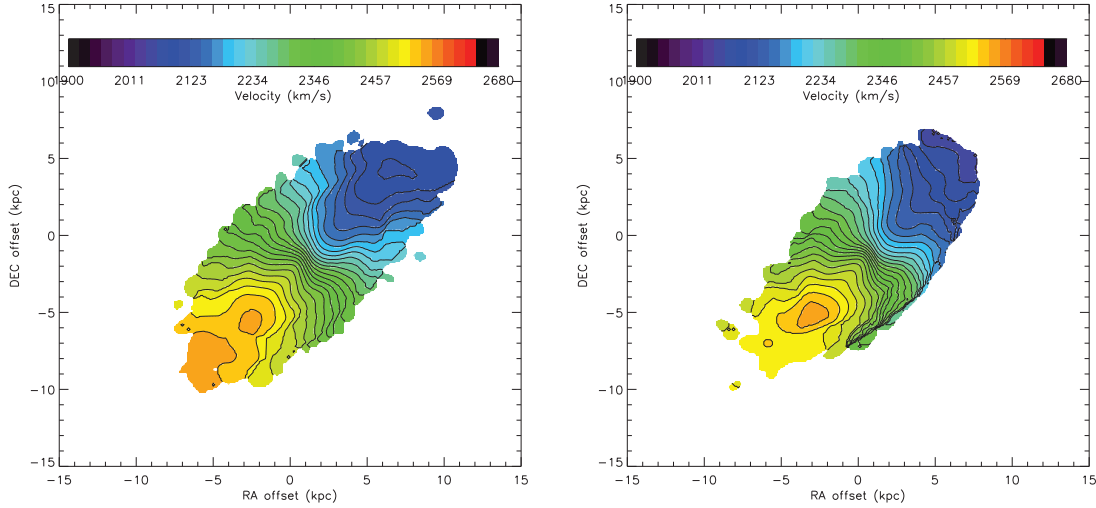


FIGURE 5.20 – *Gauche* : Champ des vitesses issu du modèle dynamique sans pression dynamique. *Droite* : Champ de vitesses de la simulation dynamique de NGC 4501, avec un profil temporel de pression dynamique. Les contours sont placés tous les 20 km s^{-1} .

Les observations montrent une baisse de la vitesse de rotation dans l'extrémité nord, ce que la simulation dynamique reproduit également avec cependant une baisse plus importante.

Dans le modèle dynamique, une courbe de rotation peut être extraite en considérant la vitesse de chaque nuage de gaz. De la même manière, la vitesse de dispersion de chaque nuage peut être calculée en considérant la dispersion des vitesses des 30 plus proches voisins de ce nuage. La courbe de rotation ainsi que la dispersion des vitesses de chaque nuage en fonction du rayon sont présentées dans la figure 5.21. La courbe de rotation des simulations montre un pic de vitesse, ainsi qu'un pic de dispersion des vitesses pour $5 < R < 15 \text{ kpc}$. Nous avons sélectionné pour $5 < R < 15 \text{ kpc}$, en vert, les nuages qui ont une dispersion de vitesses supérieure à 40 km s^{-1} , et en violet, les nuages qui ont une vitesse de rotation $v_{rot} > 290 \text{ km s}^{-1}$. Ces nuages sont ensuite replacés sur la carte de gaz total de la galaxie en vue de face. Les nuages ayant une grande dispersion de vitesses, sont situés sur le bord sud-ouest, alors que les nuages ayant une grande vitesse de rotation, sont

situés sur le bord nord-ouest. Le gaz entrant dans le front de compression, par pression dynamique, voit sa vitesse de dispersion augmentée (quadrant sud ouest), puis à la sortie de la compression la pression supplémentaire, provenant du milieu extérieur, augmente la vitesse de rotation du gaz (quadrant nord ouest).

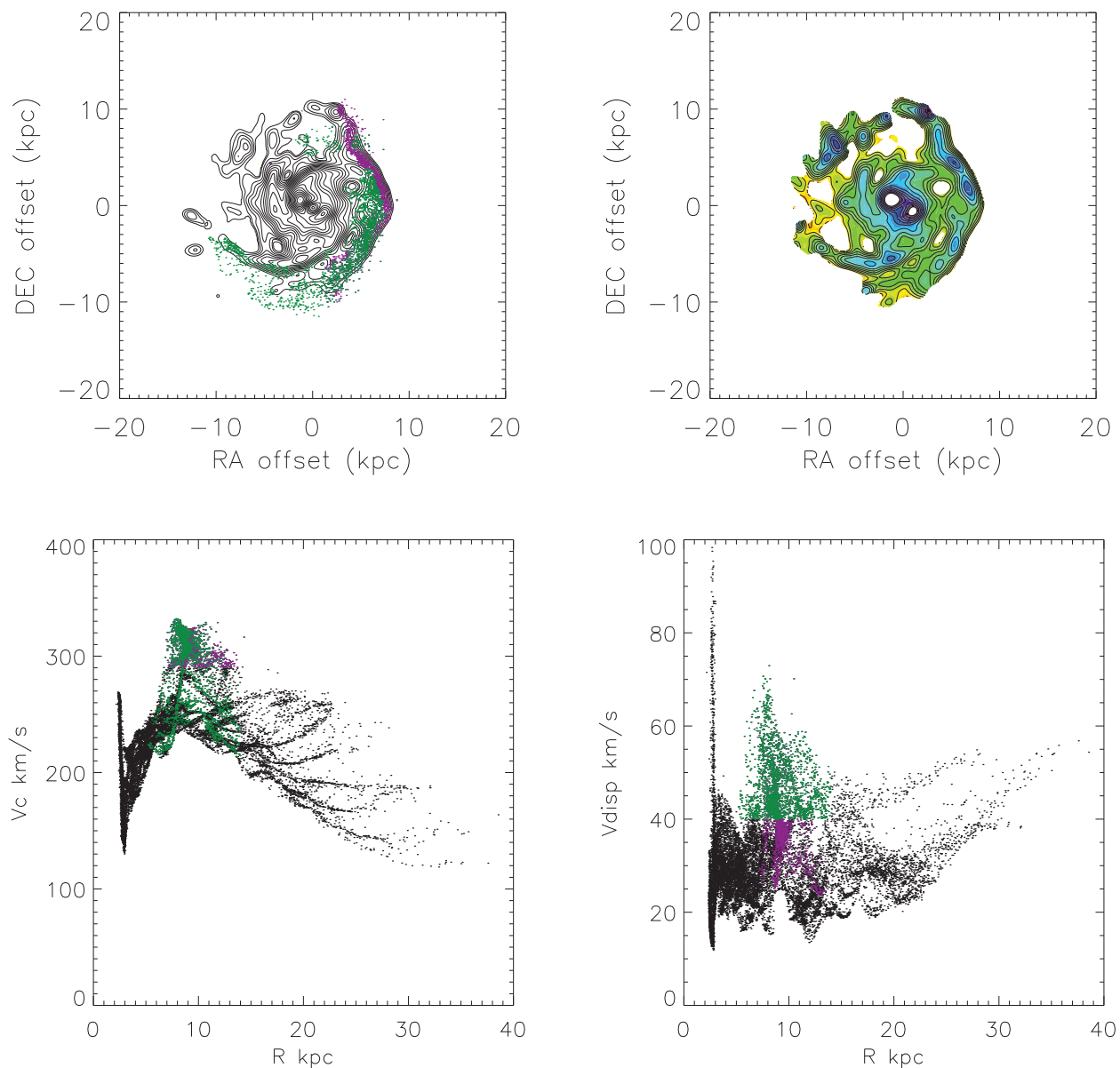


FIGURE 5.21 – *Haut gauche* : gaz total de la simulation de NGC 4501 avec, en violet, les nuages ayant une vitesse de rotation > 290 . km/s et en vert, les nuages ayant une vitesse de dispersion plus grande que 40 km/s. *Haut droite* : carte de R_{mol}/P_{tot} de la simulation dynamique. *Bas gauche* : courbe de rotation définie avec les nuages de gaz. *Bas droite* : Vitesse de dispersion des nuages de gaz en fonction du rayon, calculée à partir des 30 plus proches voisins de chaque nuage.

En résumé, les observations CO et HI de NGC 4501 indiquent que : (i) Le champ de vitesses de NGC 4501 présente des mouvements non circulaires au centre. (ii) La vitesse de rotation est augmentée dans le nord-ouest du disque par rapport à sa partie sud-ouest. (iii) Le modèle dynamique montre la même augmentation de vitesses dans le disque, ainsi qu'une augmentation de la dispersion de vitesses à l'entrée du front de compression, induite par la pression dynamique.

Dans la suite, nous tenterons de déceler une telle augmentation de la dispersion des vitesses dans le quadrant sud-ouest de la galaxie à l'aide de ces nouvelles observations de NGC 4501.

5.1.5 Dispersion des vitesses de NGC 4501

Contrairement au champ des vitesses, la dispersion des vitesses du gaz est nettement plus compliquée à obtenir. La dispersion des vitesses est directement liée à la largeur de la raie observée. Obtenir une mesure de celle-ci demande une attention toute particulière. En effet, différentes morphologies de raie sont observées, le bruit dans les données peut de plus augmenter la taille de la raies, et enfin les ailes des raies sont souvent mal définies. S'ajoute à ces difficultés, la résolution spatiale du télescope, qui intègre plusieurs composantes de vitesses non liées spatialement, ce qui augmente la taille des raies dans les zones où le gradient de vitesse est fort. Cet effet est particulièrement présent dans les galaxies inclinées et au centre des galaxies.

Cette dispersion des vitesses peut néanmoins être estimée de plusieurs manières. La première méthode consiste à réaliser une carte du moment d'ordre deux du cube de données de la manière suivante :

$$M_2 = \sqrt{\frac{\sum_v (v - M_1)^2 A(v)}{\sum_v A(v)}}, \quad (5.7)$$

avec M_1 , le moment d'ordre 1 (équation 5.4). Les cartes des moments d'ordre 2 de NGC 4501 pour le HI et le CO(2-1) sont présentées dans la figure 5.22. Ces cartes montrent

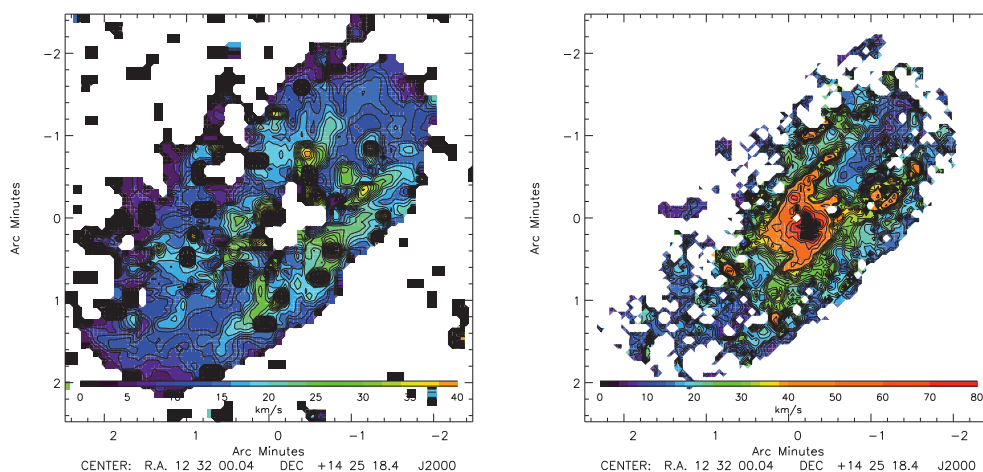


FIGURE 5.22 – Carte de la dispersion des vitesses moment deux. *Gauche* : données HI VIVA, *Droite* : CO(2-1) IRAM 30m.

des discontinuités liées au bruit qui s'additionne. Ainsi, tout comme pour le moment 1, une Gaussienne peut être ajustée aux spectres et la dispersion peut être obtenue par la variance de cette Gaussienne ajustée. Les cartes de la variance ainsi obtenues par cette technique pour le HI et le CO sont présentées dans la figure 5.23. Cette technique repose sur l'hypothèse que les raies ont une morphologie qui peut être modélisée par une Gaussienne. Cependant, une Gaussienne ne reproduit pas toujours de manière satisfaisante cette morphologie, notamment pour les raies de HI, qui peuvent être asymétriques. Dans ce cas, cette méthode sous-estime la dispersion. La carte des résidus entre la dispersion

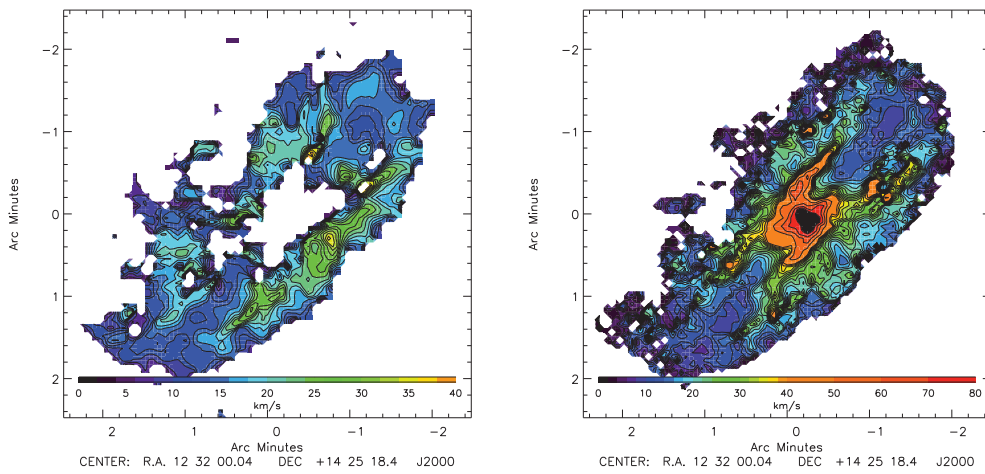


FIGURE 5.23 – Carte de la dispersion des vitesses (variance) obtenue par ajustement de Gaussiennes sur les spectres individuels. *Gauche* : données HI VIVA, *Droite* : CO(2-1) IRAM 30m.

des vitesses du HI et CO(2-1) ($v_{\text{dispHI}} - v_{\text{dispCO}}$)¹ est présentée dans la figure 5.24. La raie HI est en moyenne plus large que celle du CO de $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$. Néanmoins, dans certaines régions (ouest par rapport au centre), c'est l'inverse qui se produit. Cinq régions ont été sélectionnées dans cette carte, afin de comparer les spectres HI et CO(2-1) en leur sein. Les différents spectres sont présentés dans le panneau du bas de la figure 5.24, ainsi que les Gaussiennes qui ont préalablement été ajustées sur les spectres.

La première région (R1) illustre le cas où la raie HI est asymétrique. Dans ce cas, le pic du maximum de la Gaussienne ajustée est légèrement décalé (~ 2 canaux) et la variance trouvée est sous-estimée. Dans les régions R2, R3 et R4, les raies HI et CO sont bien reproduites par des Gaussiennes, et la dispersion des vitesses du HI est plus grande que

1. La résolution spatiale du cube de données CO a été dégradée à la résolution de HI pour la comparaison.

celle du CO ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$). Ces trois régions se situent dans la zone où la compression est supposée maximale. La dernière région (R5) se situe à l'opposé de la région R3, de l'autre côté de l'axe mineur. Dans cette région, la densité de surface du gaz atomique est relativement basse ($\sim 4. \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$) comparé à la région R3 où $\Sigma_{\text{HI}} \sim 10 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$. La dispersion des vitesses du CO dans cette région semble être plus grande que dans la zone R3.

Le modèle cinématique, détaillé dans le chapitre 2 ainsi que dans la partie 5.1.4, est utilisé pour modéliser une carte de la dispersion des vitesses (panneau de gauche de la figure 5.26). La carte ainsi obtenue est soustraite à la dispersion de vitesses observée (panneau de droite de la figure 5.26). Ce modèle cinématique ne reproduit pas la forte dispersion des vitesses centrales qui est de $\sim 80 \text{ km s}^{-1}$. Cependant, la structure en forme de croix entre les axes majeur et mineur, est présente dans le modèle cinématique. La carte des résidus entre le modèle cinématique et l'observation montre des écarts de 20 à 30 km s^{-1} entre les axes majeur et mineur de la galaxie.

Les cartes de dispersion des vitesses montrent une structure en forme de croix entre les axes majeur et mineur de la galaxie. Cette structure est en réalité un artefact lié à l'inclinaison de la galaxie et à la résolution. Ainsi, dans les régions où le gradient de vitesse est fort, cette structure domine. Dans la figure 5.25, le gradient de vitesse appliqué sur le champ de vitesses du CO est présenté. La correspondance entre les cartes de dispersion des vitesses et celle du gradient de vitesse (cf. figures 5.23 et 5.25) peut être faite. En effet, le télescope intègre plusieurs vitesses non liées spatialement au sein d'un même beam ("beam smearing"). Au centre de la galaxie, cet effet domine, car le gradient de vitesse y est fort.

Une carte de la dispersion des vitesses peut être déduite de la carte du champ de vitesses du H_{α} . En effet, un cube peut être créé en considérant la vitesse thermique de dispersion de 6 km/s du gaz pour chaque position à la résolution de $2''$ de ce champ de vitesses. Dans un second temps, le cube résultant est convolué à la résolution des données CO(2-1) du 30m ($12''$). Cette carte est présentée dans la figure 5.27 et montre une grande régularité dans la dispersion des vitesses entre le côté comprimé (ouest) et le côté est. Cette carte illustre la difficulté d'obtenir une carte de dispersion des vitesses à la résolution considérée ici.

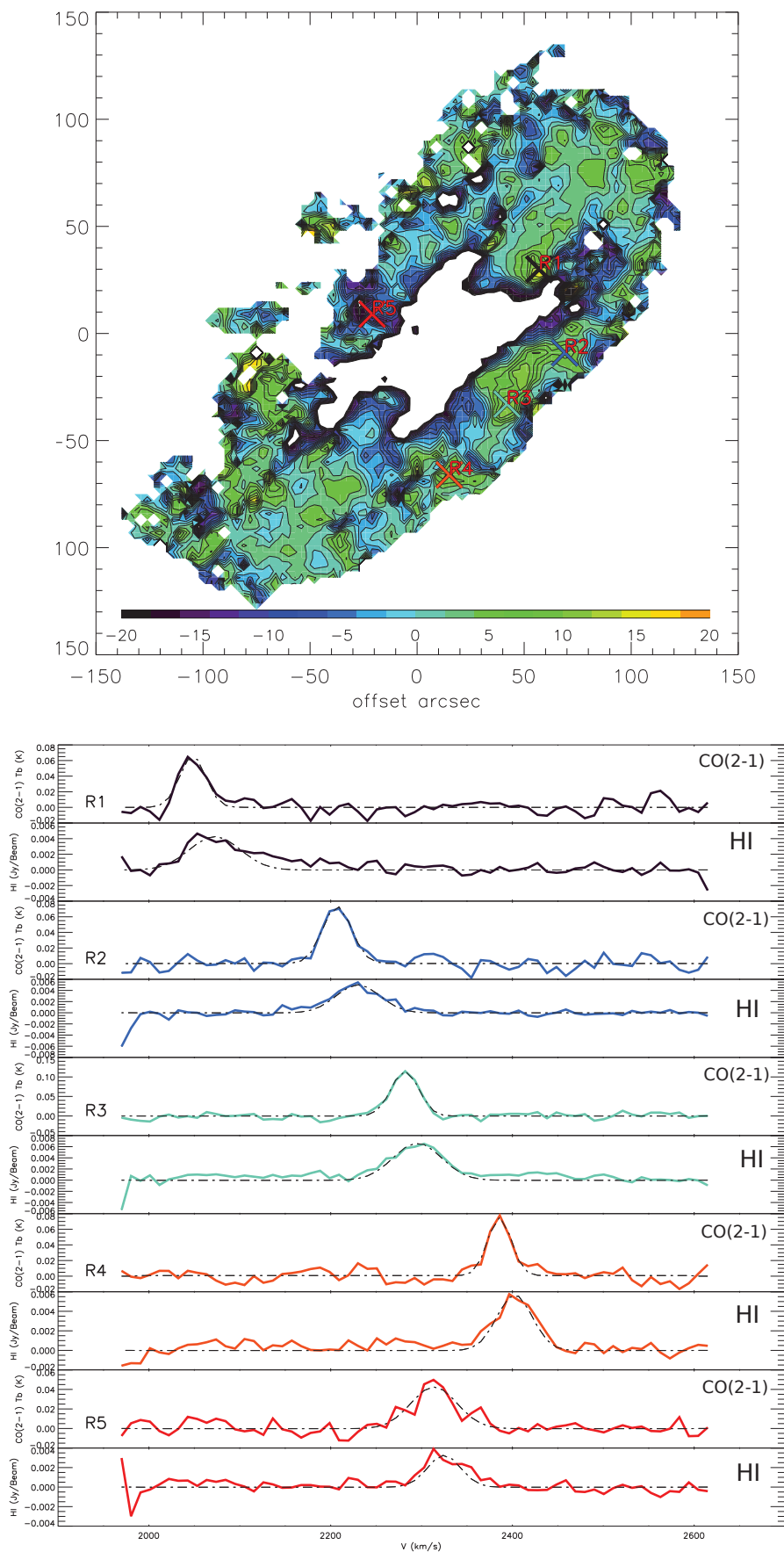


FIGURE 5.24 – *Haut* : Carte des résidus entre la dispersion des vitesses HI et CO(2-1) (HI-CO), l'échelle de couleur est donnée en km s^{-1} . *Bas* : Spectres HI (bas) et CO(2-1) (haut) dans les cinq régions définies dans la carte des résidus. Les pointillés indiquent la Gaussienne ajustée sur les spectres.

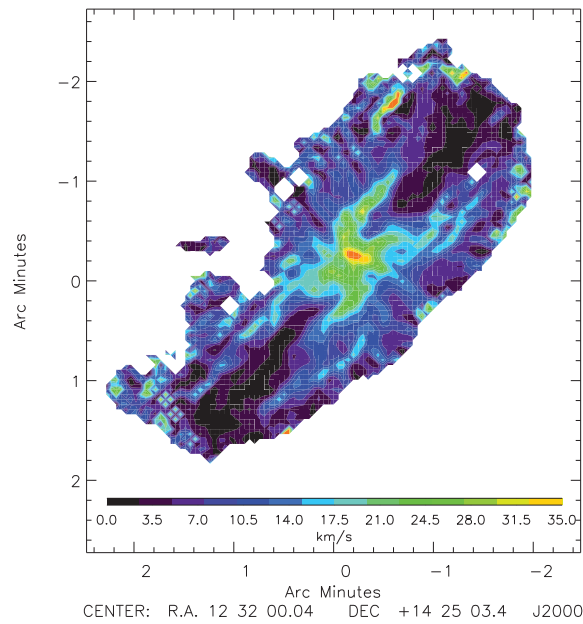


FIGURE 5.25 – Carte du gradient du champ de vitesses CO(2-1) de NGC 4501.

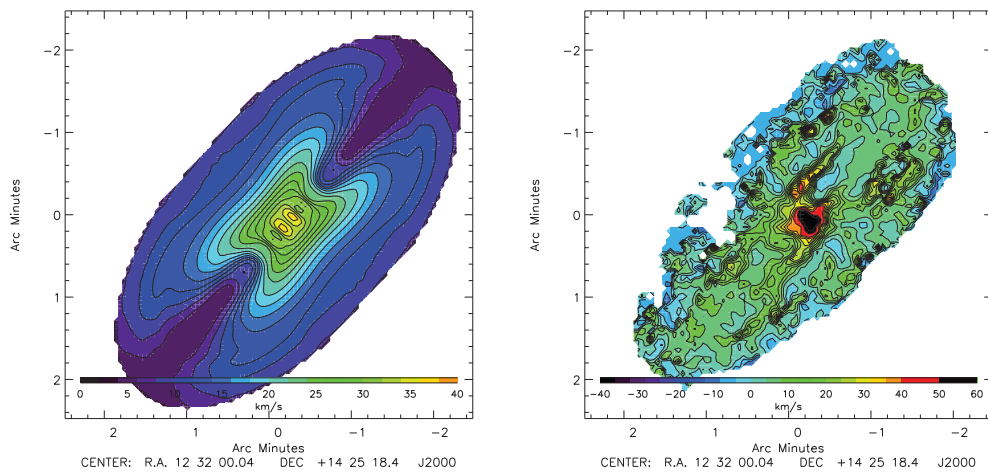


FIGURE 5.26 – *Gauche* : Dispersion des vitesses d'un disque symétrique en rotation différentielle, obtenue avec le modèle cinématique. Les contours sont placés tous les 2 km s^{-1} . *Droite* : résidus entre les dispersions de vitesses du modèle cinématique et la dispersion de vitesses du CO(2-1). Les contours sont placés tous le 4 km s^{-1} .

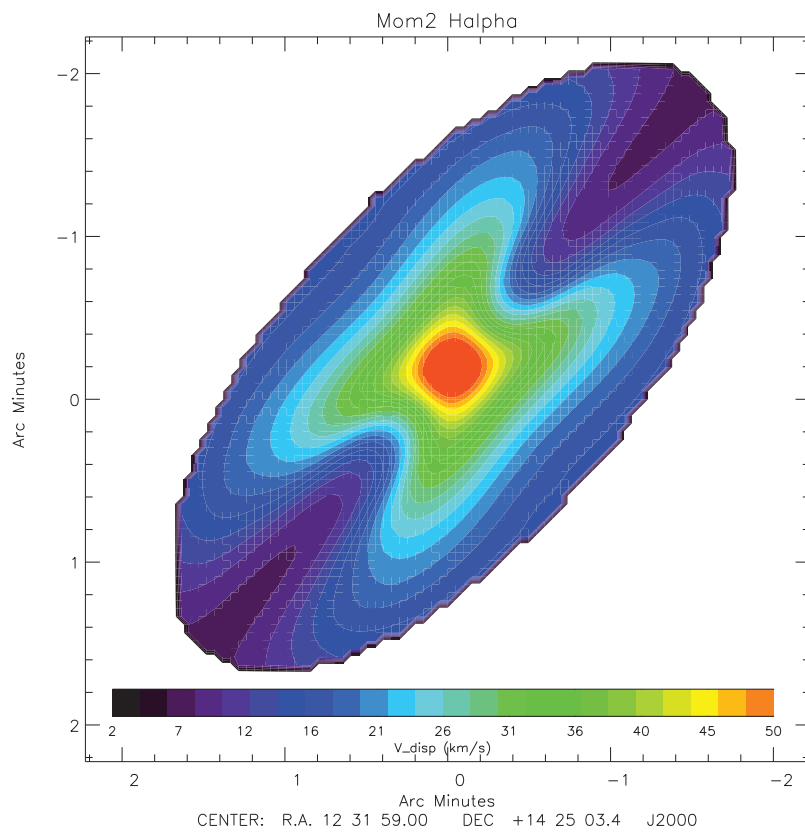


FIGURE 5.27 – Carte de la vitesse turbulente de NGC 4501 issue du champ des vitesses du H_{α} .

La méthode utilisant Toomre Q_{tot}

Une troisième méthode a été explorée pour estimer la dispersion des vitesses du gaz dans NGC 4501. Cette technique repose sur le critère de stabilité du gaz décrit par le paramètre Q_{gaz} de Toomre (Toomre, 1964) qui est, dans sa forme exacte :

$$Q_{gaz} = \frac{\kappa v_{turb}}{\pi G \Sigma_g}, \quad (5.8)$$

avec $\kappa = 1.41v(R)/R\sqrt{1/\beta}$ la fréquence épicyclique et $\beta = d\log(v(R))/d\log(R)$. Rafikov (2001) et Jog & Solomon (1984) ont étendu ce critère en considérant le disque stellaire. En effet, le potentiel des étoiles peut affecter la stabilité du disque de gaz. Dans ce cas, ces auteurs définissent :

$$Q_{star} = \frac{\sigma_{*,r}\kappa}{\pi G \Sigma_*}, \quad (5.9)$$

avec $\sigma_{*,r}$ la dispersion des vitesses radiales des étoiles². La condition d'instabilité du disque de gaz est définie par :

$$\frac{1}{Q_{tot}} = \frac{1}{Q_{star} + Q_{gaz}} = \frac{2}{Q_{star}} \frac{q}{1+q^2} + \frac{2}{Q_{gaz}} R_a \frac{q}{1+q^2 R_a^2} > 1, \quad (5.10)$$

avec $q = k\sigma_{*,r}/\kappa$, avec k le nombre d'onde de l'instabilité considérée et $R_a = \sigma_g/\sigma_{*,r}$ le rapport entre la dispersion des vitesses du gaz et des étoiles. Ainsi, en considérant $\lambda = 1 - 5$ kpc (cf. Leroy et al. (2008)), $\kappa = 36$ km/s/kpc et $\sigma_{*,r} = 25$ km/s qui sont des valeurs plausibles pour une galaxie spirale "normale", on obtient des valeurs de $\frac{2q}{1+q^2}$ comprises entre 0.4 (pour $\lambda = 1$ kpc) et 1 (pour $\lambda = 5$ kpc). En considérant les incertitudes observationnelles, l'approximation suivante (à un facteur deux près) peut être faite, en substituant κ par Ω ($\Omega = 1$ à $2 \times \kappa$), avec $q = 1$ et $R_a = 1$:

$$\frac{1}{Q_{tot}} = \frac{1}{Q_{gas}} + \frac{1}{Q_{star}} = \frac{\pi G \Sigma_g}{\Omega v_{turb}} + \frac{\pi G \Sigma_*}{\Omega \sigma_{*,r}}, \quad (5.11)$$

avec G la constante gravitationnelle, $\Omega = v(R)/R$, Σ_g et Σ_* les densités de surface du gaz et des étoiles, v_{turb} et $\sigma_{*,r}$ respectivement la vitesse turbulente du gaz et des étoiles. Il vient directement de l'équation 5.11 que :

$$v_{turb} = \Sigma_g \times \left(\frac{\Omega}{\pi G Q_{tot}} - \frac{\Sigma_*}{\sigma_{*,r}} \right)^{-1}, \quad (5.12)$$

2. Ce paramètre est estimé à partir de la dispersion des vitesses verticales des étoiles $\sigma_{*,z}$, en prenant $\sigma_{*,z} = 0.6\sigma_{*,r}$ (voir Shapiro et al. (2003)).

Dans leurs échantillons de galaxies spirales, [Leroy et al. \(2008\)](#) trouvent en moyenne $Q_{tot} \sim 1.6$, avec peu de variations entre galaxies (de 1.3 à 2.5) et peu de variations au sein de celles-ci. Dans cette étude, la vitesse de dispersion du gaz est fixée à 11 km s^{-1} . En fixant Q_{tot} constant dans le disque, une carte de la vitesse turbulente peut être obtenue.

La densité de surface des étoiles Σ_* est calculée de la manière suivante ([Leroy et al. \(2008\)](#)) :

$$\Sigma_* = 280 \times I_{3.6\mu m}, [M_\odot/\text{pc}^2] \quad (5.13)$$

avec $I_{3.6\mu m}$ l'intensité à $3.6 \mu m$ en MJy ster^{-1} de Spitzer. La dispersion verticale des vitesses des étoiles peut être obtenue à partir de l'échelle caractéristique du disque stellaire $l_* = 3.3 \text{ kpc}$ ³ (cf. équation 4.10).

Pour calculer $\Omega = v(R)/R$, des ellipses concentriques sont ajustées sur NGC 4501 en fonction de son inclinaison ainsi que de son angle de position. La courbe de rotation extraite précédemment du cube CO est utilisée.

La carte résultante de la vitesse turbulente v_{turb} du gaz est présentée dans la figure 5.28, pour $Q_{tot} = 1.6$ constant dans le disque.

La vitesse turbulente moyenne du gaz dérivée de cette manière est de $\sim 17 \text{ km s}^{-1}$, avec une augmentation dans l'ouest par rapport au centre du disque de $v_{turb} > 25 \text{ km/s}$.

En augmentant Q_{tot} de 50% ($Q_{tot} = 2.4$), la vitesse moyenne est également augmentée de 50%. Au centre et au bord du disque, Q_{tot} pourrait augmenter et la vitesse turbulente dans ces régions pourrait être d'autant plus importante.

La vitesse turbulente calculée de cette manière augmente dans le bord nord du disque, ainsi qu'au sud du disque, dans le bras spiral. Là où la densité de gaz est plus élevée (dans les bras et la région comprimée), Toomre Q_{gaz} diminue (si v_{turb} est constant). En effet, $Q_{gaz} \propto v_{turb}/\Sigma_{gaz}$. Cependant, pour compenser cette baisse et garder Q_{tot} constant, la vitesse turbulente augmente.

Au nord-ouest du disque, v_{turb} est $< 7 \text{ km s}^{-1}$. Dans cette région, le gaz est en effet peu dense et Q_* est élevé. Dans ce cas, la vitesse de dispersion du gaz est dominée par la vitesse thermique ($V_{disp}^2 = V_{turb}^2 + V_{thermique}^2$) et l'hypothèse $Q_{tot} = cst$ ne tient plus.

Considérant leur incertitude, les paramètres déduits des observations, qui sont utilisés ici peuvent varier. Nous pouvons identifier trois sources d'incertitudes dans cette

3. Cette valeur est obtenue en effectuant un profil radial de la carte de densité de surface des étoiles.

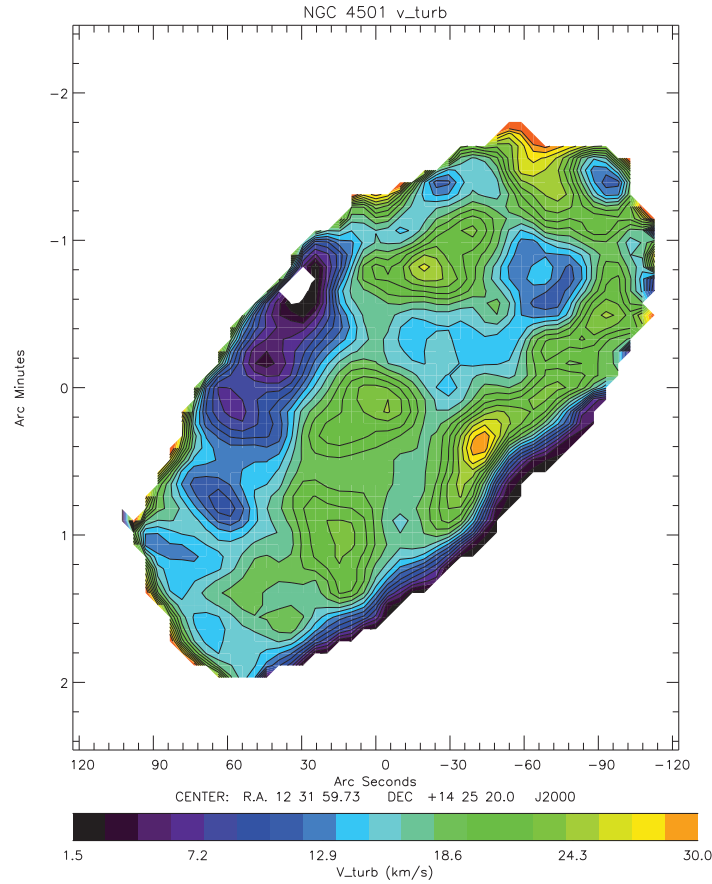


FIGURE 5.28 – Carte de la vitesse turbulente de NGC 4501 calculée à partir de $Q_{tot} = 1.6$ (voir équation 5.12).

mesure : (1) Des variations du facteur de conversion X_{CO} pourraient modifier Q_{gaz} significativement. (2) La dispersion des vitesses des étoiles pourrait varier. Elle est déduite ici en considérant le disque stellaire en équilibre hydrostatique, avec une échelle exponentielle H_* qui ne varie pas avec le rayon et qui peut être mesurée en considérant que $l_*/H_* = 7.3 \pm 2.2$. De plus, le rapport entre la dispersion des vitesses des étoiles suivant z $\sigma_{*,z}$ et celle suivant r , $\sigma_{*,r}$ n'est pas bien contraint. (3) Le rapport masse sur luminosité entre le $3.6\mu m$ et la bande K γ_*^K peut également varier. Nous avons considéré ce facteur constant $\gamma_*^K 0.5M_\odot/L_{\odot,K}$. Des variations de ce facteur auraient pour conséquence de modifier la densité de surface des étoiles et donc Q_{star} .

En conclusion, dans la région de NGC 4501 où la compression du MIS est supposée maximale (à l'ouest du centre), un décalage entre les raies du CO(2-1) et celle du HI de $\sim 10 - 15$ km/s est observé (cf. figure 5.16). De plus, dans cette région, une comparaison directe entre la taille des raies du HI et celle du CO, montre que les raies HI sont plus

larges que celles du CO (cf figure 5.24). En effet, la dispersion des vitesses du gaz atomique est plus grande de ~ 10 km/s en comparaison à celle du CO. Nous avons vu que la carte du moment 2 déduite du champ de vitesse été dominée par le gradient de vitesse, du fait de l'inclinaison du disque et du beam du télescope. Néanmoins, en considérant le critère de stabilité de Toomre Q_{tot} , une augmentation de la vitesse turbulente dans la zone comprimée est observée. Le modèle dynamique de NGC 4501, qui inclut la pression dynamique, indique une augmentation de la vitesse turbulente du gaz dans la partie sud ouest du disque, alors qu'elle est détectée à l'ouest du centre en fixant Q_{tot} constant. Finalement, nous avons montré que la vitesse turbulente déduite des observations doit être considérée avec précaution. En effet, la méthode choisie introduit des biais qui doivent être pris en considération.

5.1.6 La fraction moléculaire dans NGC 4501

Le ratio moléculaire $R_{mol} = \Sigma_{H_2}/\Sigma_{HI}$ peut être déduit des observations pour NGC 4501. La carte résultante est présentée dans l'annexe A (figure 9). Cette carte est obtenue en dégradant la résolution des données CO à $17''$, ce qui correspond à la résolution des données HI de VIVA. La carte obtenue montre une asymétrie est-ouest par rapport à l'axe majeur de la galaxie. En effet, la pression extérieure appliquée sur le disque, augmente la densité de surface du gaz dans la partie ouest et donc R_{mol} augmente.

Trois simulations dynamiques (cf. partie 4.2) ont été réalisées afin de modéliser l'évolution temporelle de la distribution du gaz ainsi que celle de R_{mol} , dans cette galaxie. La première simulation (N4501NW) montre l'évolution du disque sans pression dynamique. Les simulations N4501D1 et N4501D2 sont réalisées en incluant la pression dynamique due au mouvement de la galaxie dans l'atmosphère d'amas. Le profil temporel de pression dynamique est le même dans ces deux simulations (cf. Vollmer et al. (2008b)), et a simplement été décalé dans le temps, dans la simulation N4501D2. Dans la simulation N4501D2, la pression dynamique intervient plus tôt que dans la simulation N4501D1. Ceci permet d'étudier l'influence qu'a la configuration du disque au moment où la pression dynamique devient importante. La répartition du gaz (bras spiraux) au moment où la pression extérieure est appliquée a en effet des conséquences sur l'évolution du disque. La résistance d'un bras spiral à la pression extérieure est plus importante que celle d'une région où la densité de gaz est plus faible, comme les régions inter-bras par exemple. Les figures 5.29 et 5.30 montrent l'évolution de la densité de surface du gaz ainsi que de R_{mol} dans ces trois simulations (le pas de temps entre deux vues est de 10Myr). La résolution spatiale des cartes résultantes est de $17''$, comme celle des observations HI de VIVA. L'angle de position ainsi que l'angle d'inclinaison sont choisis pour reproduire les observations de NGC 4501 (inc=62.9 et pa=137.7).

Dans le cas où la pression extérieure est absente (colonne de gauche), la densité de surface de gaz montre des bras spiraux bien définis ainsi qu'une forte densité de surface de gaz au centre (figure 5.29). Le ratio moléculaire R_{mol} , dans cette simulation, décroît radialement dans tout le disque, comme observé dans les galaxies proches de HERACLES (Leroy et al., 2008).

Dans les simulations N4501D1 et N4501D2, la pression dynamique est appliquée sur le disque avec un angle de 10 degrés, par rapport au disque. Cette pression supplémentaire arrive sur le disque du sud-ouest, ce qui reproduit le mouvement de la galaxie dans l'amas.

Dans ces deux simulations, une asymétrie dans la distribution du gaz de part et d'autre de l'axe majeur est observée, avec des densités de surface plus élevées du côté comprimé. Le gaz est en effet poussé à des rayons plus faibles, ce qui crée un bord ouest bien défini et aussi un bord plus diffus, avec une densité de surface moindre. La densité de gaz est donc plus importante dans la partie ouest du disque, augmentant ainsi la fraction du gaz qui est moléculaire suivant l'équation 4.25 (figure 5.30). Le modèle dynamique reproduit donc bien l'augmentation de R_{mol} observée dans NGC 4501. De plus, les simulations N4501D1 et N4501D2 montrent que cette augmentation de R_{mol} perdure dans le temps ($\sim 100\text{Myr}$), jusqu'à ce que le gaz soit entièrement retiré du disque.

Une bien meilleure correspondance de la répartition du gaz et de la fraction moléculaire est trouvée avec le modèle N4501D2, au pas de temps 45 (figure 5.29). En effet, tout comme NGC 4501 (figure 7 de l'annexe A), ce pas de temps montre trois bras spiraux de faible densité de surface dans le côté est du disque, courbés vers le nord-ouest. De plus, la partie nord du disque montre également une plus grande densité de surface que la partie sud. L'augmentation de la densité de surface du gaz à l'ouest du centre est également mieux reproduite par ce modèle. En effet, contrairement à la simulation N4501D1, dans N4501D2 le vent intervient directement sur le bras spiral, lorsqu'il se trouve à l'ouest du centre, ce qui permet d'avoir une densité de surface grande à cet endroit. En comparaison, dans la simulation N4501D1, le vent intervient plus tard et la densité est augmentée plus au nord du disque (cf. figure 5.29 D1 temps=47 et 48).

5.1.7 Le paramètre R_{mol}/P_{tot}

Les observations de NGC 4501 montrent que le gaz est à la limite de l'autogravitation (cf. A figure 14) dans les régions où la densité de surface de gaz est augmentée par la compression. En effet, dans ces régions on a, $P_g/P_s \sim 0.7$ avec P_s et P_g définies comme étant la pression due aux étoiles et au gaz respectivement, de telle sorte que :

$$P_{tot} = P_g + P_s, \quad (5.14)$$

$$P_g = \frac{\pi}{2} G \Sigma_g^2, \quad (5.15)$$

$$P_s = \frac{\pi}{2} G \Sigma_g \Sigma_\star \frac{v_{turb}}{\sigma_{\star,z}}. \quad (5.16)$$

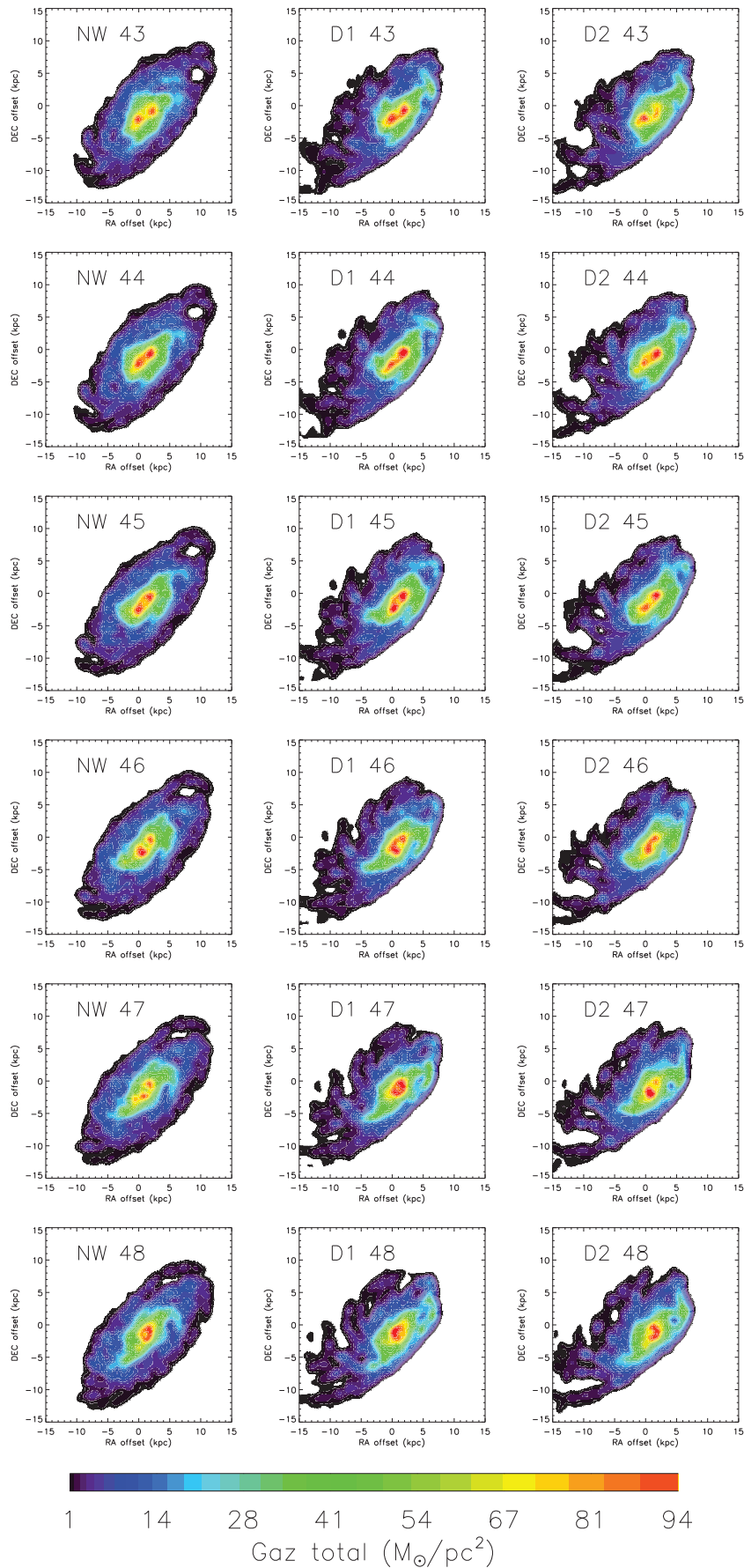


FIGURE 5.29 – le gaz total dans les simulations de NGC 4501. Colonne de gauche : Le modèle N4501NW, colonne du milieu : N4501D1 et colonne de droite : N4501D2. Le temps entre deux prises de vue est de 10 Myr.

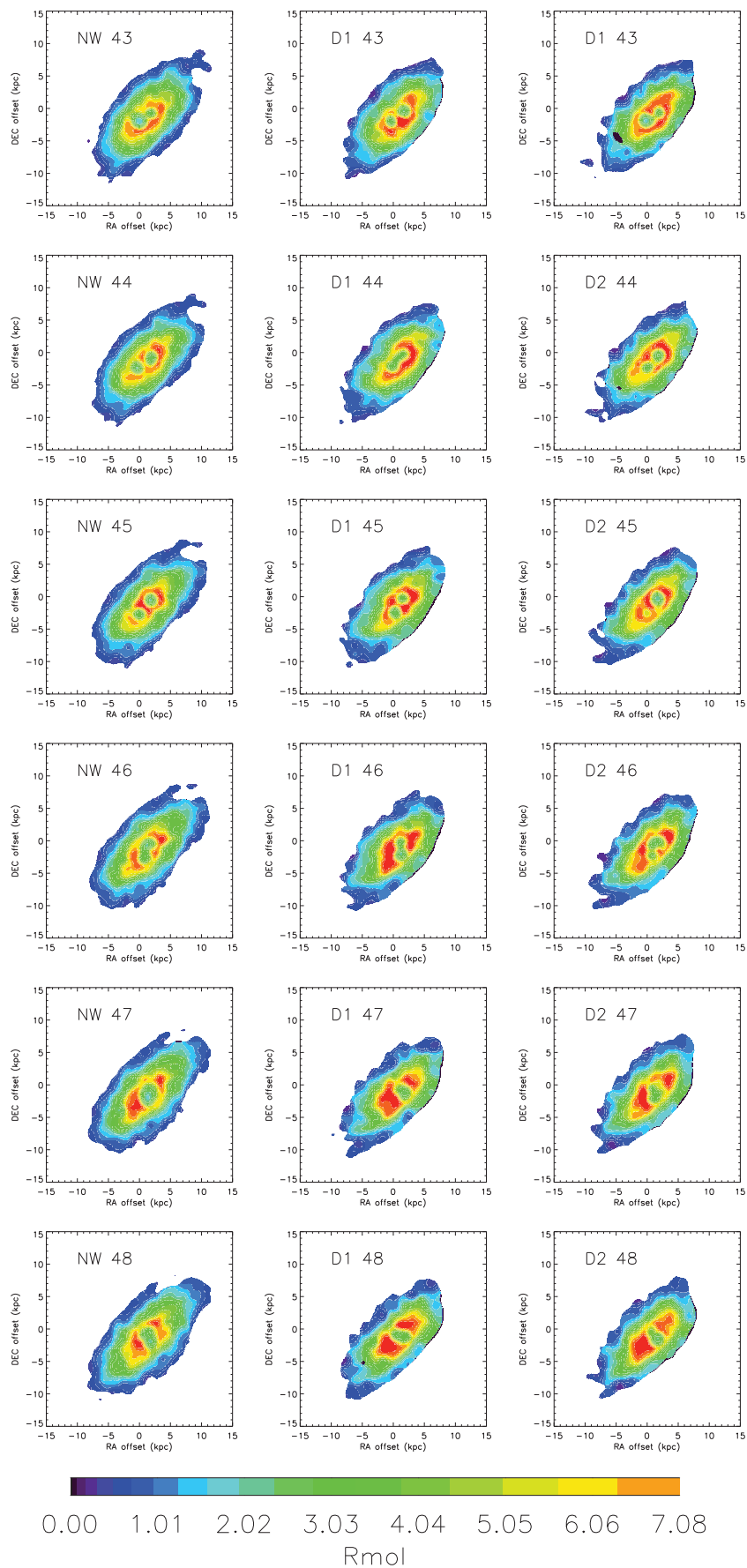


FIGURE 5.30 – R_{mol} dans les simulations de NGC 4501. Colonne de gauche : Le modèle N4501NW, colonne du milieu : N4501D1 et colonne de droite : N4501D2. Le temps entre deux prises de vue est de 10 Myr.

La pression totale du gaz P_{tot} est définie telle que $P_{tot} = \rho v_{turb}^2$ (équation 4.16). De plus, $R_{mol} \propto \sqrt{\rho}/\alpha$ (équation 4.26). Ainsi, en considérant le Toomre Q_{gaz} :

$$P_{tot} = \rho_g v_{turb}^2 = \frac{\pi}{2} G \Sigma_g (\Sigma_g + \Sigma_\star \frac{v_{turb}}{v_{disp,\star}}), \quad (5.17)$$

$$v_{turb} = \frac{Q \pi G \Sigma_g}{\Omega}, \quad (5.18)$$

Ce qui donne, en substituant v_{turb} dans l'équation 5.17 :

$$\rho_g = \frac{\Omega^2}{2\pi G Q_{gaz}^2} + \frac{\Omega \Sigma_\star}{2Q_{gaz} \sigma_\star}. \quad (5.19)$$

Ceci suggère que la fraction R_{mol}/P_{tot} varie avec l'autogravitation du gaz (Q_{gaz}). Cette relation a été vérifiée dans quatre galaxies spirales de l'amas de la Vierge (annexe A). Nous trouvons une corrélation qui est bien définie entre R_{mol}/P_{tot} et Q_{gaz} : $R_{mol}/P_{tot} \propto Q^{1.4-1.6}$, en fixant $v_{turb} = 10 \text{ km s}^{-1}$. Cette relation est également retrouvée avec le modèle analytique (cf. figure 5.31 panneau du bas à gauche). De plus, dans le modèle analytique, on a fait varier Q_{gaz} (lignes rouge et bleue) et X_{CO} d'un facteur de plus ou moins deux (pointillés). En variant le facteur de conversion X_{CO} dans le modèle analytique, il apparaît que R_{mol}/P_{tot} est moins sensible aux variations de X_{CO} que Q_{gaz} . En effet, et par construction, l'intervention du facteur X_{co} dans ce paramètre est limité.

Nous trouvons dans les données observationnelles de NGC 4501 que la fraction R_{mol}/P_{tot} baisse dans les régions où le gaz est à la limite de l'autogravitation (P_g/P_s grand cf. figure 11 et 14 de l'annexe A). En effet, R_{mol}/P_{tot} permet de repérer les zones où le gaz est quasiment autogravitant. Donc, là où Q_{gaz} est petit (gaz est à la limite de l'autogravitation) alors R_{mol}/P_{tot} sera également faible.

Dans les simulations, la pression P_{tot} peut être calculée de la même manière que pour les observations, en considérant v_{turb} constant. Dans la figure 5.32, la fraction R_{mol}/P_{tot} est présentée pour les trois simulations. On remarque que dans les régions où la densité de gaz est élevée, R_{mol}/P_{tot} baisse (Q_{gaz} est plus faible également). De plus, il apparaît clairement que, suivant la position des bras spiraux et le profil de pression appliqué, les zones où le gaz devient autogravitant changent de position dans le disque. Les zones qui deviennent autogravitantes du fait de la compression ne sont pas des régions stationnaires dans les simulations. En effet, à l'arrivée d'un bras spirale dans la zone de compression, la densité du bras augmente (cf. figure 5.32 : D1 44 ou D2 45), puis le bras poursuit sa rotation avec la zone où R_{mol}/P_{tot} est faible (cf. figure 5.32 : D1 47 ou D2 48).

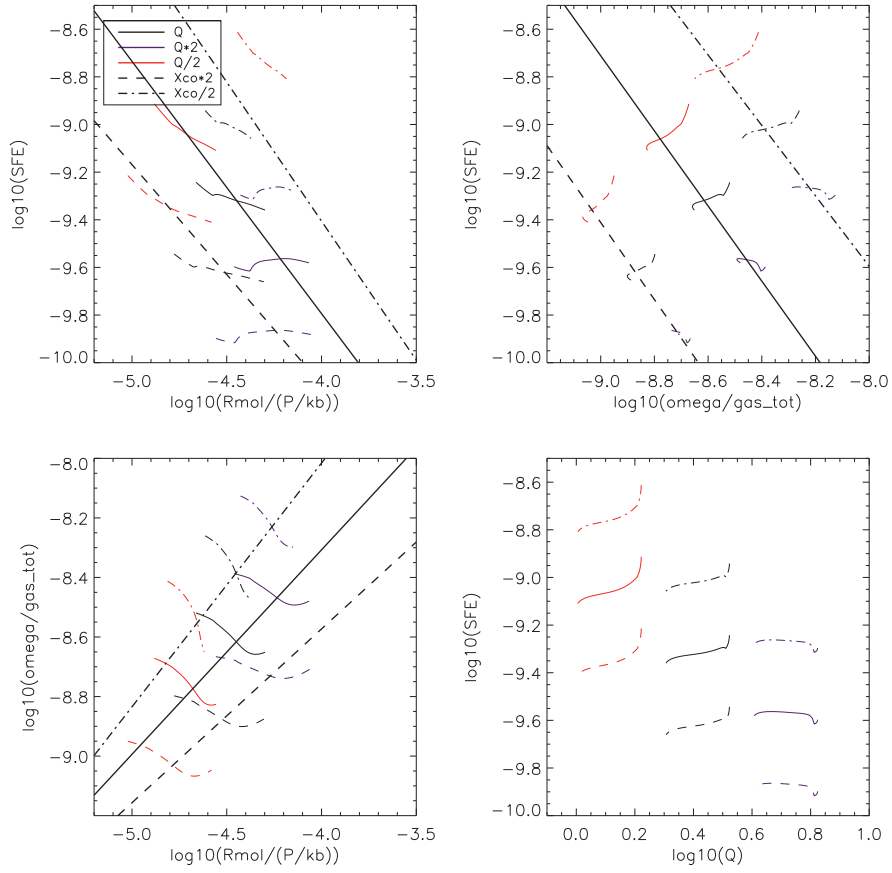


FIGURE 5.31 – Relations obtenue avec le modèle analytique de NGC 4501. En rouge et bleu, avec variations de Q_{gaz} et en pointillés avec variation du facteur de conversion X_{co} . *Haut gauche* : efficacité de formation stellaire du gaz moléculaire en fonction de $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$. *Haut droit* : efficacité de formation stellaire du gaz moléculaire, en fonction de Ω/Σ_{g} (proportionnelle à Q_{gaz} si v_{turb} est constant). *Bas gauche* : Ω/Σ_{g} en fonction de $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$. *Bas droit* : efficacité de formation stellaire du gaz moléculaire, en fonction de Q_{gaz} , avec v_{turb} calculé par le modèle analytique. Les droites ajustées sont indiquées dans le tableau 5.1

TABLE 5.1 – Ajustement sur le modèle analytique

	$SFE_{\text{H}_2}-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$	$\Omega/\Sigma_{\text{g}}-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$	$SFE_{\text{H}_2}-\Omega/\Sigma_{\text{g}}$
	pentés	pentés	pentés
X_{co}	-1.059	+0.687	-1.577
$X_{\text{co}} \times 2.$	-0.923	+0.584	-1.617
$X_{\text{co}}/2.$	-1.167	+0.819	-1.479

Pentes des ajustements réalisés à l'aide du modèle analytique (cf figures 5.31), dans le cas où l'on a fait varier Q_{gaz} pour différentes valeurs de X_{co}

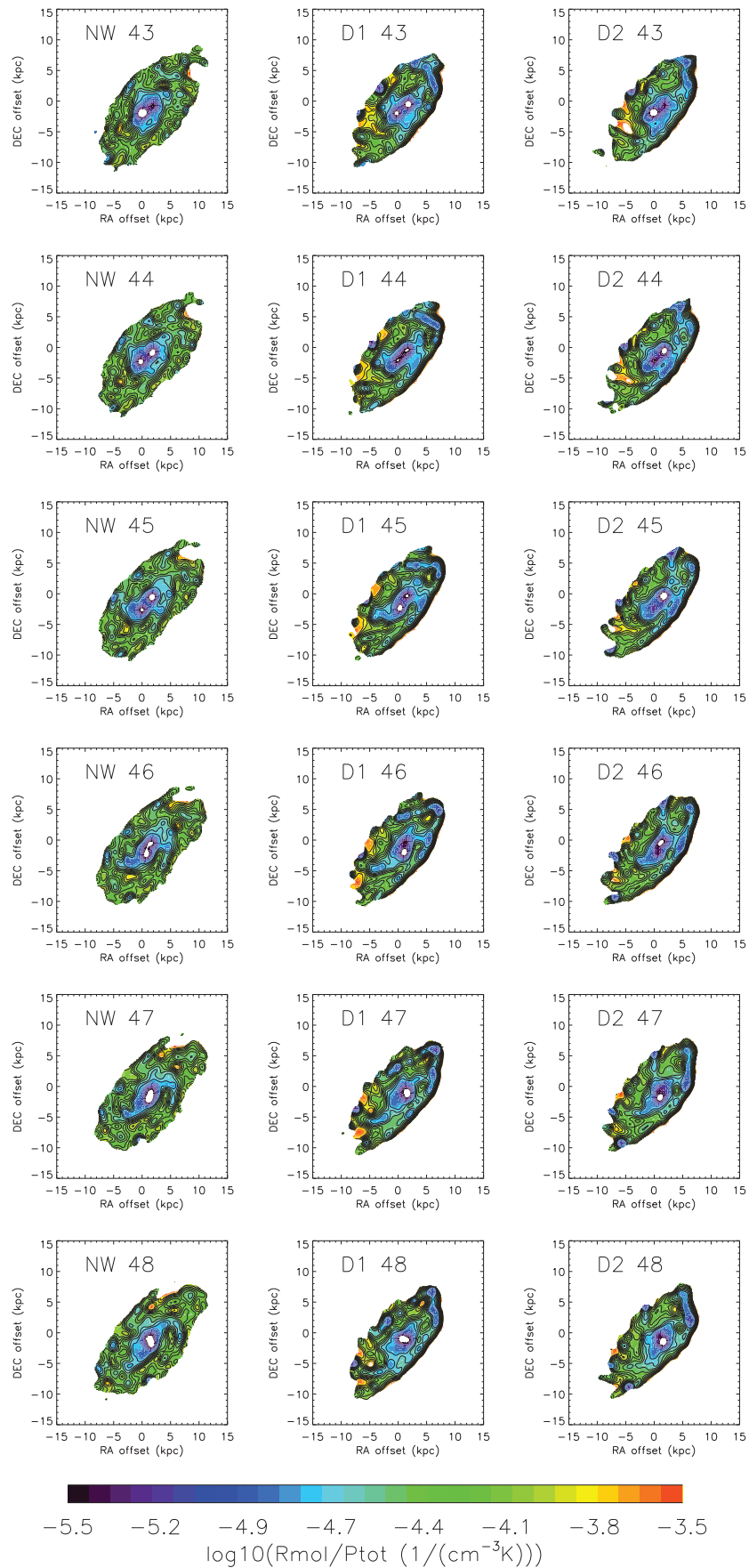


FIGURE 5.32 – R_{mol}/P_{tot} dans les simulations de NGC 4501. Colonne de gauche : Le modèle N4501NW, colonne du milieu : N4501D1 et colonne de droite : N4501D2. Le temps entre deux prises de vue est de 10 Myr.

5.1.8 Efficacité de formation stellaire du gaz de NGC 4501

Quelles sont les conséquences de la compression sur la formation stellaire ? Dans NGC 4501, on trouve un exposant classique pour la relation KS du gaz moléculaire de 0.91 ± 0.08 (cf. figure 18 panneau haut gauche dans l'annexe A). On observe également des variations autour de cette relation (de plus ou moins 1σ), qui correspondent à des régions continues où la SFE_{H_2} est moindre. Une carte d'efficacité de formation stellaire du gaz moléculaire (SFE_{H_2}) a été réalisée pour NGC 4501 (cf. figure 16 dans l'annexe A). Cette carte montre que la SFE_{H_2} varie de $\sim 0.2\text{Gyr}^{-1}$ à $\sim 1.5\text{Gyr}^{-1}$ au sein de cette galaxie. En effet, la SFE_{H_2} est plus faible au nord-ouest ainsi qu'au sud du disque, dans une région en forme de "U", dans laquelle elle est inférieure à 0.5Gyr^{-1} . À l'aide du modèle dynamique, nous sommes arrivés à reproduire ces régions de faible SFE_{H_2} . Dans la figure 5.33 sont présentées les cartes de SFE_{H_2} des différents modèles dynamiques. Dans les modèles, la SFE_{H_2} est forte au centre $SFE_{H_2} > 3\text{Gyr}^{-1}$. De plus, dans le modèle sans vent, elle est quasiment constante dans le reste du disque ($SFE_{H_2} \sim 0.53\text{Gyr}^{-1}$), sans nettes asymétries. Dans les deux modèles avec pression dynamique, on remarque que l'efficacité de formation stellaire du gaz moléculaire est plus importante du côté est de l'axe majeur ($SFE_{H_2} > 2\text{Gyr}^{-1}$). Le meilleur modèle (D2 45 figure 5.33), reproduit non seulement la baisse du côté nord-ouest, mais également dans la région en "U" au sud du disque.

Dans les simulations dynamiques, la compression augmente la dispersion des vitesses dans la zone comprimée. En effet, dans la figure 5.34, nous présentons une carte de dispersion des vitesses pour le meilleur modèle N4501D2 au pas de temps 45. Cette carte montre la moyenne de la dispersion des vitesses de chaque nuage individuel, intégrée suivant la ligne de visée. À gauche, pour la galaxie vue sous le même angle que NGC 4501, à droite, dans le cas où le disque est vu de face. Il apparaît clairement que la dispersion des vitesses augmente dans la partie qui entre dans le front de compression.

Dans ces simulations, le taux de formation stellaire est proportionnel au nombre de collisions qui ont lieu entre les nuages. Ainsi, dans les parties où le nombre de collisions est élevé, $\dot{\Sigma}_*$ est également élevé.

Dans le modèle, la compression s'effectue dans un temps $t_{comp} = \rho/(\partial\rho/\partial t)$. Le nombre de collisions dépend du temps t_{col} qui est lui-même fonction de la densité de gaz et de la dispersion des vitesses. En effet, dans les régions comprimées où la densité du gaz est faible, t_{col} est élevé car les collisions sont peu fréquentes. Dans ces régions, le gaz n'a pas le temps de diminuer la dispersion des vitesses via les collisions et donc $t_{col} > t_{comp}$. Ce

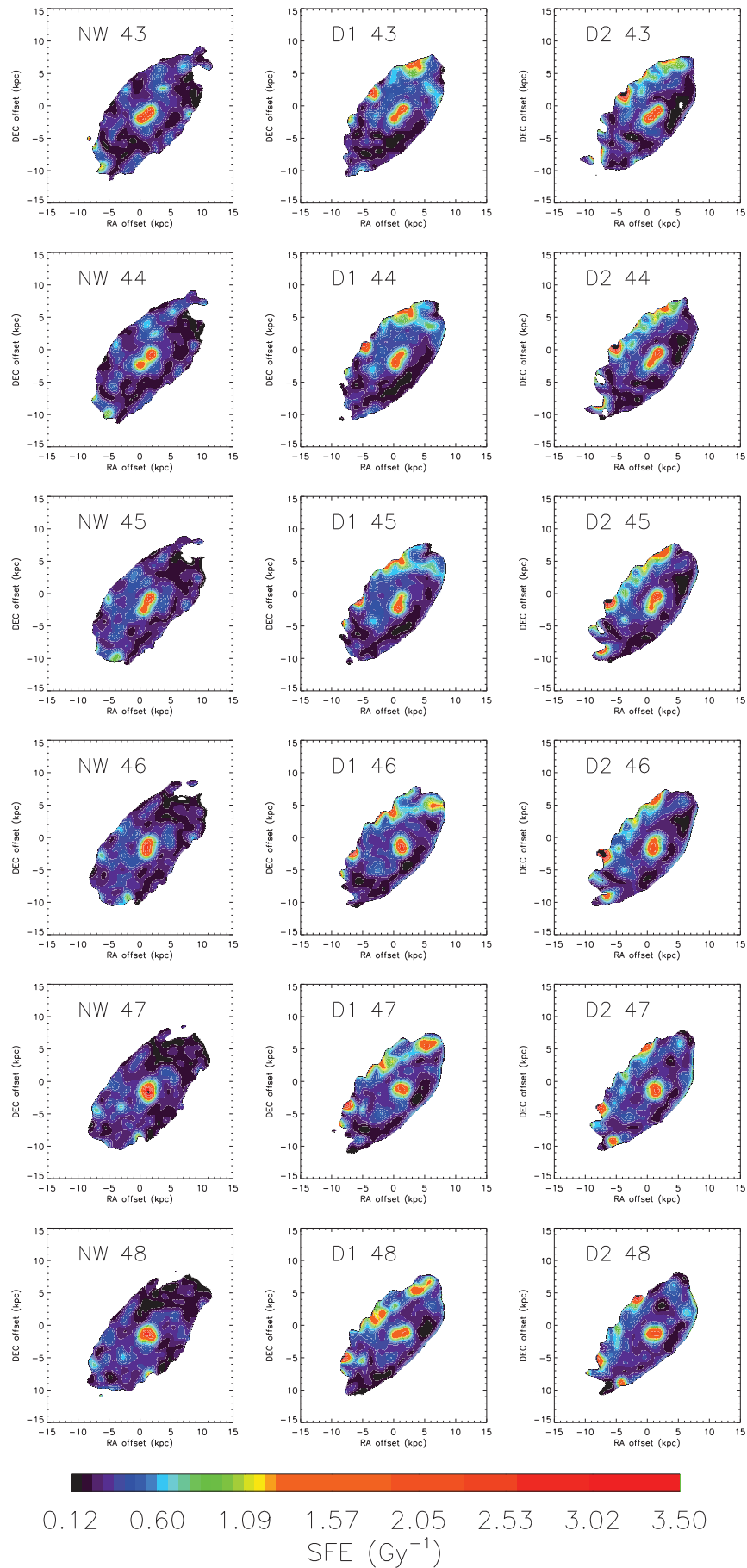


FIGURE 5.33 – La SFE_{H_2} , dans les simulations de NGC 4501. Colonne de gauche : le modèle N4501NW, colonne du milieu : N4501D1 et colonne de droite : N4501D2. Le temps entre deux prises de vue est de 10 Myr.

mécanisme permet d'expliquer la faible SFE_{H_2} observée dans la région nord-ouest et sud-ouest des simulations avec pression dynamique. Inversement, dans les régions comprimées, où la densité de surface du gaz est déjà élevée (bras spiraux), le temps de collision entre particules t_{col} est faible. Le gaz a le temps de s'adapter à la nouvelle situation. Dans ces régions, $t_{col} < t_{comp}$ et la SFE_{H_2} ne sera pas changée. Nous formulons l'hypothèse qu'un mécanisme similaire permet de diminuer la SFE_{H_2} dans NGC 4501. *Le temps de collision des simulations correspond au temps turbulent $t_{turb} \sim l_{driv}/v_{turb}$ dans la réalité.* Ainsi, même si la physique qui mène à la diminution de la SFE_{H_2} est différente, les mécanismes qui sont mis en jeu sont similaires. *La compression adiabatique du gaz permet donc de couper/diminuer la formation stellaire dans les régions où la densité de gaz est faible et où le temps de dissipation de l'énergie dans la turbulence est élevé par rapport au temps de compression.*

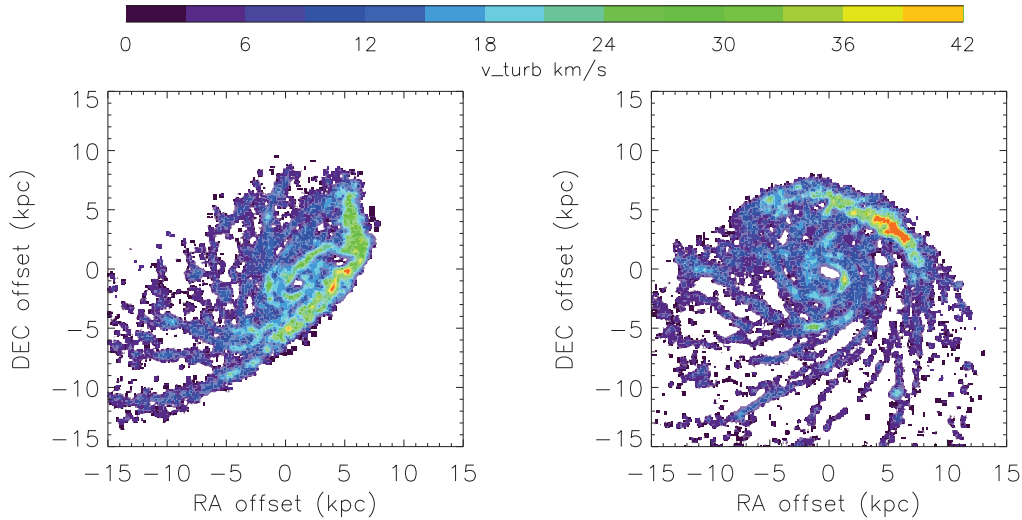


FIGURE 5.34 – Dispersion des vitesses v_{turb} pour le meilleur modèle (N4501D2, pas de temps 45). *Gauche* vue sous l'angle de position et l'inclinaison de NGC 4501. *Droite* : vue de face, avec le vent venant du haut.

5.2 Compression induite par interaction de marée dans NGC 4567/68

Les galaxies spirales NGC 4567/68 se situent dans l'amas de la Vierge (voire figure 3.2). Ces deux galaxies sont de type Sc et se trouvent en interaction gravitationnelle l'une avec l'autre. NGC 4568 a une inclinaison de 67.5 degrés et est vue avec un angle de position de 32.3 degrés, alors que NGC 4567 a une inclinaison de 39.4 degrés et est vue avec un angle de position de 90 degrés. Chung et al. (2009), dans leur relevé de galaxies VIVA de l'amas de la Vierge, ont observé ces galaxies en HI (cf. figure 5.35). Ils ont considéré que la répartition spatiale ainsi que la cinématique du gaz atomique ne présentaient pas de signe de perturbation dans les parties internes de NGC 4568 (la galaxie au sud). De plus, la présence d'un front de poussière entre les deux galaxies suggère qu'elles sont physiquement reliées. À l'intersection de ces deux galaxies, au niveau de leur front d'interaction, les spectres HI exhibent des vitesses comparables pour les deux galaxies. Ils ont également remarqué que le HI de NGC 4568 est plus dense dans le front d'interaction au nord-ouest. La distribution de gaz de NGC 4568 est asymétrique, étant en effet plus étendue au sud. La composante stellaire quant à elle ne semble pas être perturbée dans les parties intérieures du disque. Tout ceci suggère que l'interaction gravitationnelle de type *interaction de marée* entre ces deux galaxies est dans une phase précoce.

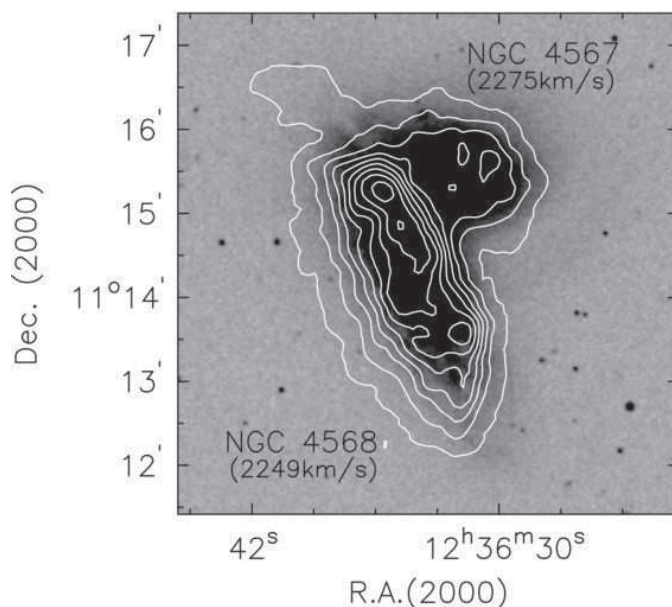


FIGURE 5.35 – Contours HI VIVA de NGC 4567 et NGC 4568 sur la carte SDSS (figure 16 de Chung et al. (2009))

Vollmer et al. (2013) ont étudié la polarisation radio à 6cm de ces galaxies. Ils trouvent que la polarisation radio à 6 cm est très asymétrique dans NGC 4568, avec un maximum au sud et à l'ouest du centre de cette galaxie, alors que la polarisation radio de NGC 4567 est celle d'une galaxie spirale normale (cf. figure 2 de l'annexe A). Ces signes indiquent une compression du MIS induite par l'interaction gravitationnelle. De la même manière que NGC 4501, nous avons réalisé des cartes du taux de formation stellaire de ces galaxies, en utilisant d'une part l'émission $H\alpha + 24\mu m$ et d'autre part l'émission $FUV + 24\mu m$, avec une résolution spatiale de $12''$. Les cartes résultantes sont présentées dans la figures 5.36 avec $\dot{\Sigma}_{\star, H\alpha+24\mu m}$ à gauche et $\dot{\Sigma}_{\star, FUV+24\mu m}$ à droite. La différence entre ces deux cartes est de moins de 0.1 dex (cf. figure B2 de l'annexe A). NGC 4568 présente une forte formation stellaire en son centre, ainsi qu'une formation stellaire plus importante dans le bras nord courbé vers NGC 4567, que dans son bras sud, qui est lui également courbé vers NGC 4567. Pour NGC 4567, la formation stellaire est principalement présente le long de ces deux bras spiraux. Nous avons réalisé une carte du CO (2 - 1) dans ces galaxies, à l'aide

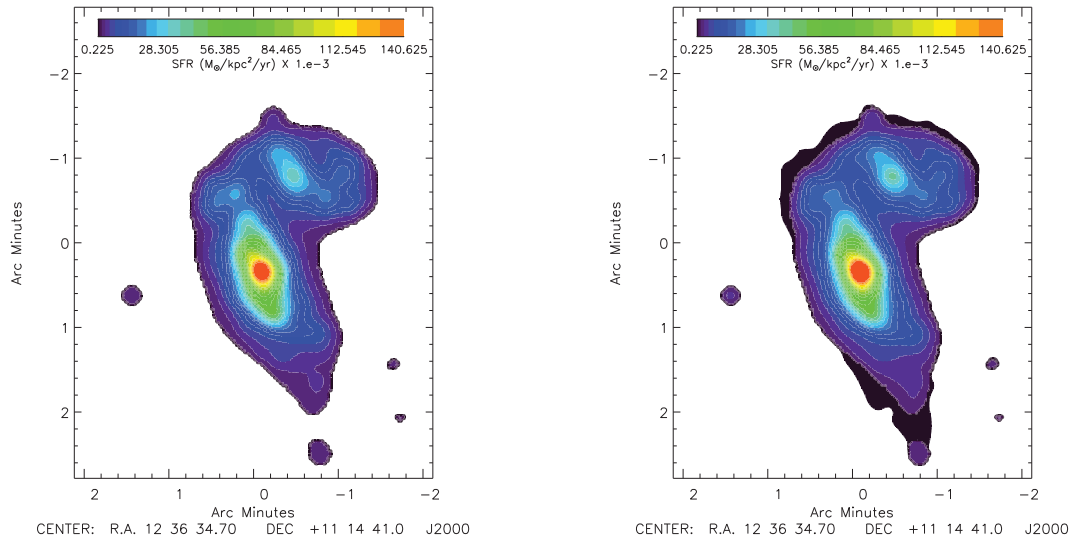


FIGURE 5.36 – Carte de formation stellaire de NGC 4501. *Gauche*, carte de formation stellaire issue du $H\alpha+24\mu m$. *Droite*, carte de formation stellaire calculée à partir de l'UV lointain ($FUV + 24\mu m$).

du télescope de 30m de l'IRAM, afin d'étudier les effets de la compression gravitationnelle sur la formation stellaire. Dans la partie suivante, nous expliquerons les observations, ainsi que la réduction des données de cette campagne d'observation.

5.2.1 Observation de NGC 4567/68 et réduction des données

Nous avons utilisé le mode OTF du télescope, de la même manière que pour NGC 4501 (cf. partie 5.1.2) avec le récepteur HERA, ainsi que WILMA avec une résolution spectrale de 2.6 km s^{-1} . L’empreinte des observations est présentée dans la figure 5.37 où chaque point représente la position d’un spectre sur le plan du ciel. Le champ résultant est de

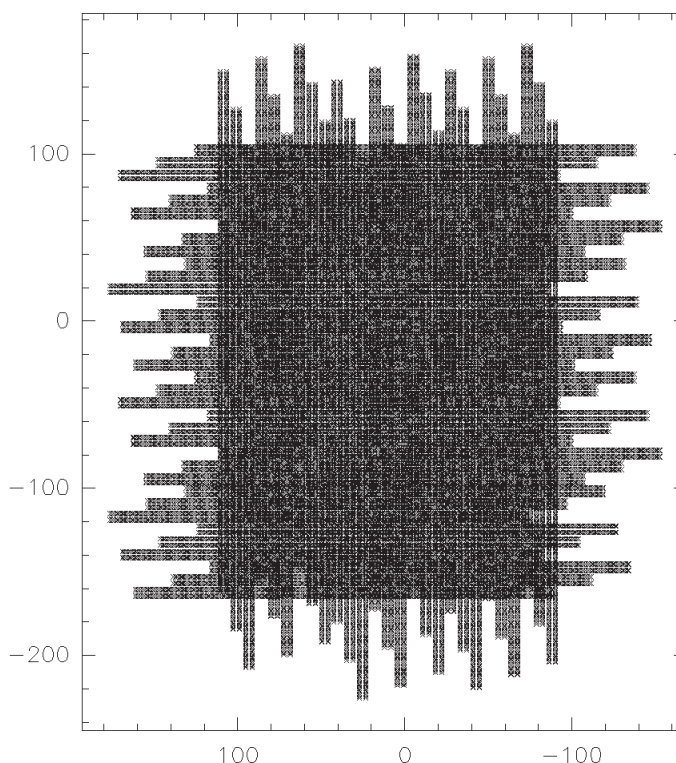


FIGURE 5.37 – Empreinte des observations de NGC 4567/68. Chaque point représente l’emplacement d’acquisition d’un spectre par le télescope.

$4' \times 3'$ avec un échantillonnage de $3.8''$ (sur-échantillonnage). Pour chaque spectre, une ligne de base d’ordre 0 est retirée pour une fenêtre encadrant la raie, choisie entre 2100 km s^{-1} et 2430 km s^{-1} . De la même manière que pour NGC 4501, les spectres trop bruités sont éliminés, puis un cube de données avec une taille de pixel de $3''$ et une résolution spatiale de $12''$ est réalisé à l’aide de la fonction *xy_map* de *CLASS*. Finalement, toujours comme pour NGC 4501, nous utilisons la raie du HI des données VIVA pour créer une masque autour de la raie du CO(2-1), ce qui permet de retirer un polynôme d’ordre 3 aux spectres.

La carte d’émission totale du CO(2-1) est présentée dans la figure 5.38, ainsi que certains spectres CO(2-1) et HI pour des positions marquées par des croix (cf. figure

5.39). Une carte du rms est également visible dans l'annexe A (figures A1). La carte du rms résultante est uniforme, avec une valeur moyenne de 7 mK, pour un canal de 10.4 km s⁻¹.

Dans la région qui se situe entre les deux galaxies, la vitesse systémique est effectivement similaire (spectres orange et vert). Ceci indique que le mouvement de ces deux galaxies s'effectue dans le plan du ciel. Les spectres bleu foncé et bleu clair montrent des grandes dispersions de vitesses en HI dues à l'inclinaison du disque. Alors que le spectre bleu est pris dans le bras spiral au sud-ouest où le CO est très présent, le spectre bleu clair pris symétriquement de l'axe majeur montre une très faible quantité de CO.

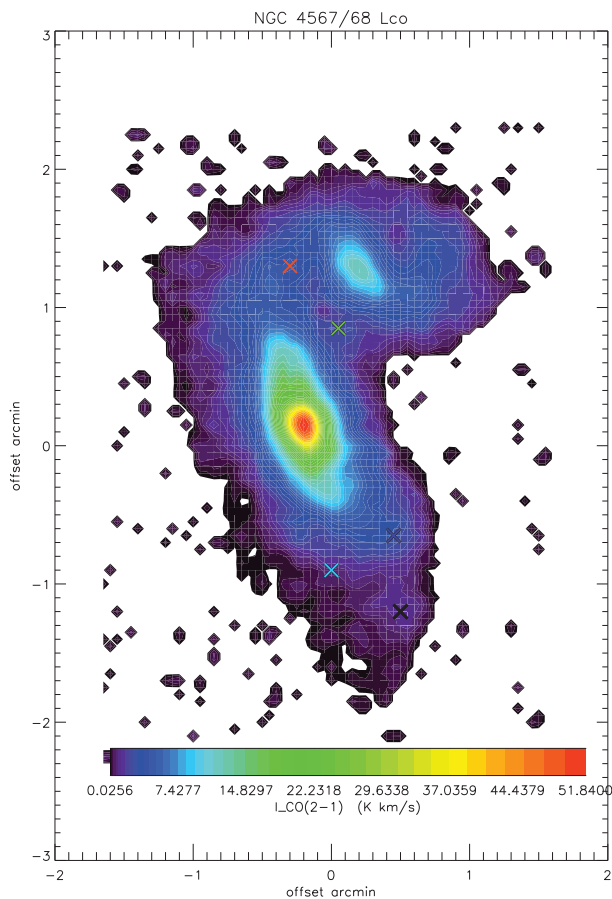


FIGURE 5.38 – Carte de l'intensité totale de la raie CO(2-1) de NGC 4567/68. Les croix de couleurs indiquent la position des spectres de la figure 5.39.

L'émission totale du CO(2-1) de NGC 4567 montre deux bras spiraux avec des fortes densités de surface. Le premier s'étend vers le sud-ouest et est courbé vers le nord. Le second est plus court, et s'étend vers NGC 4568. Le gaz moléculaire de NGC 4568 montre

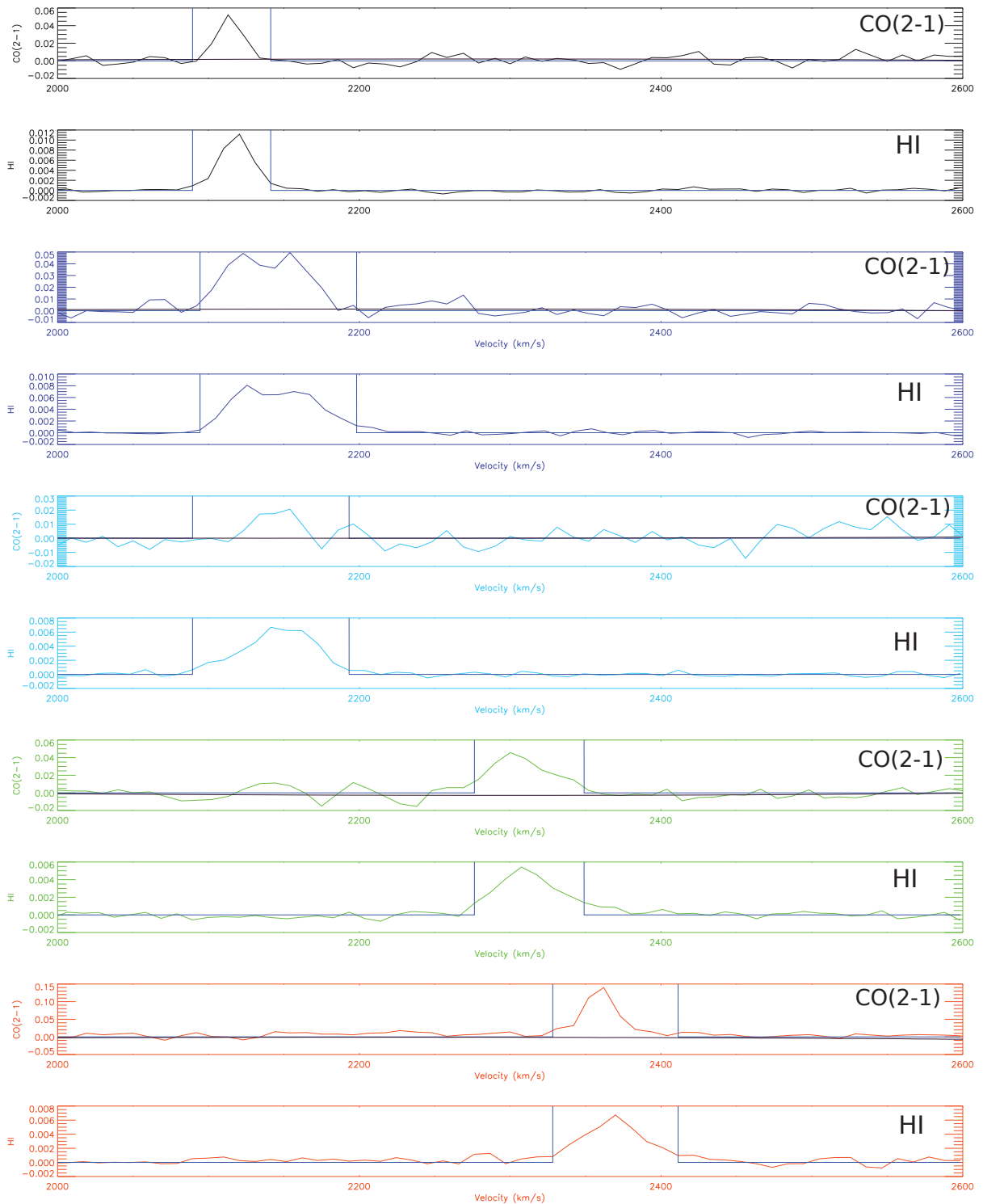


FIGURE 5.39 – Spectres du CO(2-1) (K) et HI (Jy/Beam) (Beam=17.12" × 15.98") . La couleur correspond à celle des positions indiquées dans la figure 5.38. La fenêtre HI est représentée en bleu foncé.

une asymétrie nord/sud, avec davantage de gaz dans la partie nord et une partie sud plus étendue.

En utilisant le facteur de conversion galactique constant (Bolatto et al., 2013), nous déduisons une carte de gaz moléculaire. De la même manière que pour NGC 4501, une carte de la SFE_{H_2} est réalisée (cf. figure 17 de l'annexe A). La SFE_{H_2} est supérieure à 0.5 Gyr^{-1} dans la partie ouest du disque de NGC 4568. De plus, nous remarquons qu'elle diminue ($SFE_{H_2} < 0.5 \text{ Gyr}^{-1}$) dans le front d'interaction entre les deux galaxies ainsi qu'au sud-ouest du centre de NGC 4568.

Dans la suite, nous utiliserons le modèle dynamique pour modéliser cette paire de galaxies en interaction.

5.2.2 Le modèle dynamique de NGC 4567/68

La modélisation dynamique de NGC 4567/68 est réalisée à l'aide du modèle décrit dans la partie 4. La modélisation d'un tel système est complexe. En effet, elle repose sur un grand nombre de paramètres libres (paramètre d'impact, vitesse relative des disques, positions des bras spiraux, inclinaison des galaxies, ...). Nous avons utilisé une douzaine de simulations en faisant varier ces paramètres. Aucune simulation réalisée ne reproduit convenablement toutes les caractéristiques observées des deux disques (composante stellaire et gaz). Néanmoins, l'une d'entre elles permet de retrouver bon nombre des caractéristiques observées dans NGC 4568. Dans cette simulation, le paramètre d'impact des deux galaxies est faible $\Delta x = 6\text{kpc}$ et leurs vitesses relatives au passage le plus proche l'une de l'autre est de 460km s^{-1} . Le meilleur modèle se situe 10Myr après cet instant.

Dans les figures 5.40 et 5.41, nous présentons l'évolution temporelle de la répartition des nuages pour cette simulation dynamique de NGC 4567/68 pour deux angles de vue différents. La galaxie qui modélise NGC 4567 arrive du sud-ouest et frôle le disque de NGC 4568 au nord-ouest, avant de continuer sur son orbite vers le nord-est. On remarque, au pas de temps qui correspond au meilleur modèle ($t=220\text{Myr}$), que le bras spiral sud-ouest de NGC 4568 est comprimé, créant une asymétrie dans le disque de gaz. Pour ce pas de temps, nous avons réalisé des cartes de la distribution de gaz, du ratio moléculaire calculé via le modèle analytique, de la SFE_{H_2} , ainsi que du rapport R_{mol}/P_{tot} qui trace l'autogravitation du gaz séparément pour les deux galaxies (cf. figure 39 et 40 dans l'annexe A).

Ce modèle dynamique ne reproduit pas la distribution de gaz de NGC 4567 (absence de bras spiraux). Cependant, la diminution de R_{mol}/P_{tot} dans la partie sud-ouest et nord-ouest de NGC 4568 (cf. figure 12 et 40 dans l'annexe A) est présente dans le modèle, avec néanmoins une diminution plus prononcée dans le sud-ouest, que celle constate dans les observations.

Une augmentation de R_{mol} est observée dans la partie nord-ouest de NGC 4568. Cependant, NGC 4568 est vue avec un angle d'inclinaison relativement important ($i \sim 67$ degrés). Ainsi, dans les régions au nord-ouest, où les galaxies se frôlent, l'augmentation de la fraction moléculaire observée est majoritairement due à la projection, ce qui ne permet pas de conclure quant à l'éventuelle augmentation de R_{mol} dans cette région.

Le modèle indique que la compression s'effectue également dans le sud-ouest du disque (cf. figure 5.41 "best model"). Dans cette région, R_{mol}/P_{tot} diminue et la fraction moléculaire

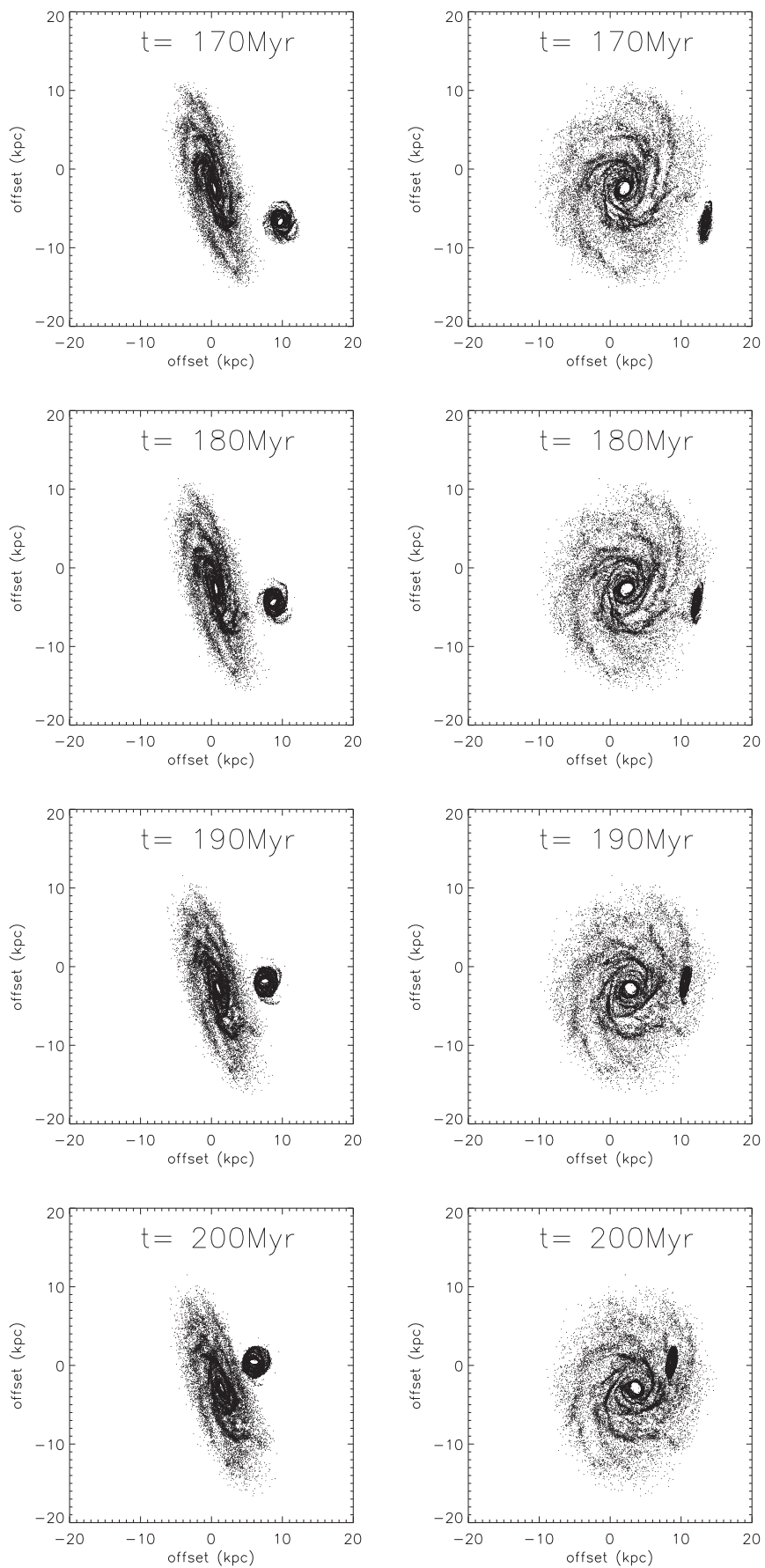


FIGURE 5.40 – Répartition des nuages dans la simulation dynamique de NGC 4567/68. Pour deux angles de vue différents.

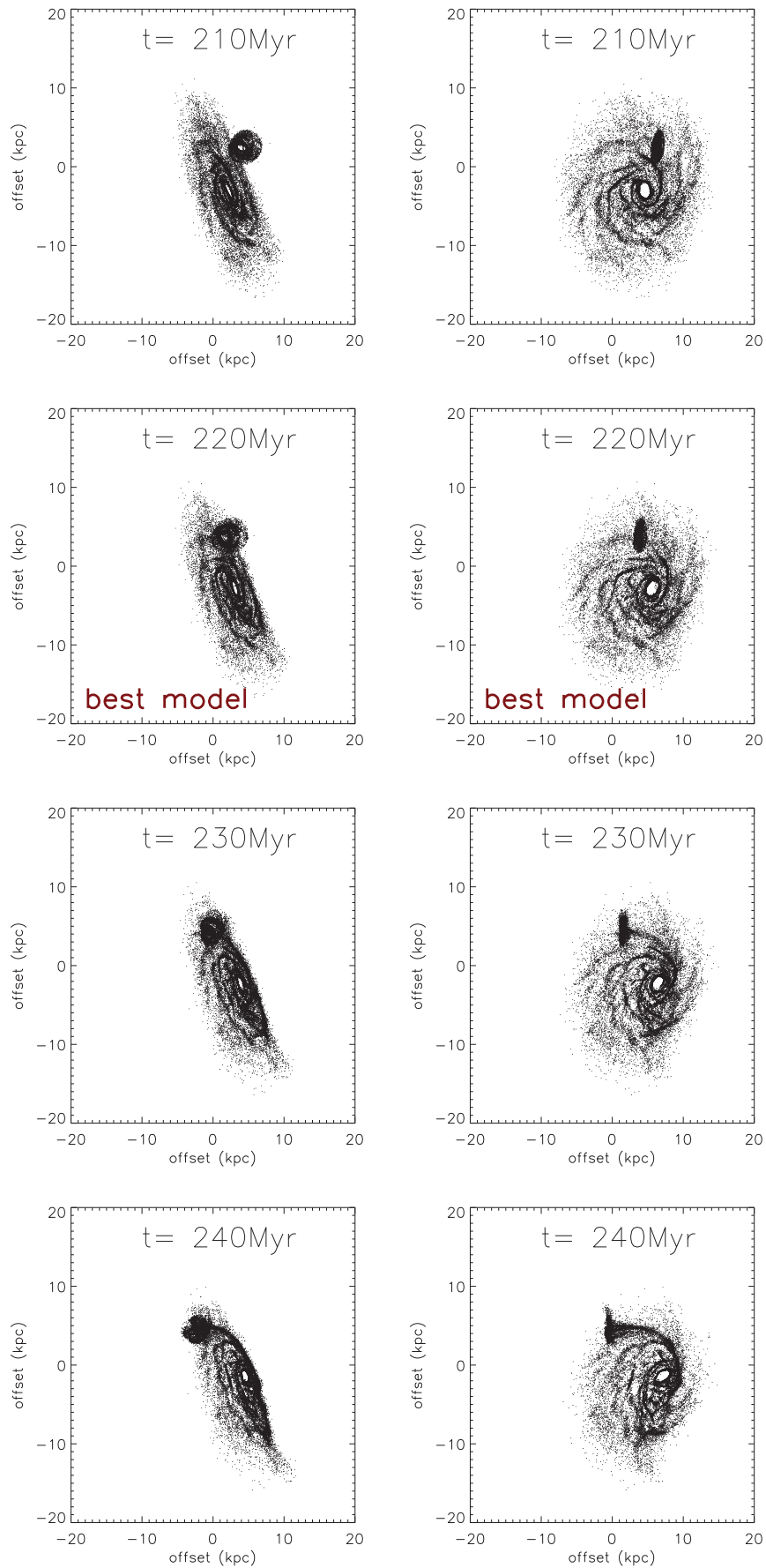


FIGURE 5.41 – Répartition des nuages dans la simulation dynamique de NGC 4567/68. Pour deux angles de vue différents.

du gaz augmente, créant une asymétrie est-ouest. Dans les observations, cette augmentation de R_{mol} est ténue, mais semble néanmoins être présente, en comparant les parties est et ouest au sud de l'axe mineur de NGC 4568. Dans cette zone, la SFE_{H_2} est également légèrement plus faible. Néanmoins, comme pour NGC 4501, la relation KS est inchangée pour ces galaxies, avec une dispersion à 1σ inférieure à 0.06 dex. Finalement, dans les observations, la SFE_{H_2} est augmentée dans la partie est de NGC 4568 et est faiblement diminuée (-1σ) dans les zones comprimées du nord-ouest et du sud-ouest.

La légère baisse de SFE_{H_2} dans les parties comprimées de NGC 4568 est reproduite par le modèle. Dans ces régions, le rapport entre le temps de compression et le temps de collision doit être de telle sorte que le nombre de collisions est plus faible que t_{comp} , ce qui, tout comme pour NGC 4501, correspond à une baisse de la SFE_{H_2} . Ainsi, dans les régions où la densité du gaz est plus faible, la SFE_{H_2} est diminuée plus fortement que dans les régions où la densité est déjà grande avant la compression.

Créer une carte de la dispersion des vitesses v_{turb} pour les observations semble être inapproprié pour NGC 4568, du fait de son inclinaison trop importante. Néanmoins, le modèle dynamique peut nous en donner un aperçu. Cette carte est présentée dans la figure 5.42, pour deux angles de vue différents. Cette carte de dispersion de vitesses est réalisée

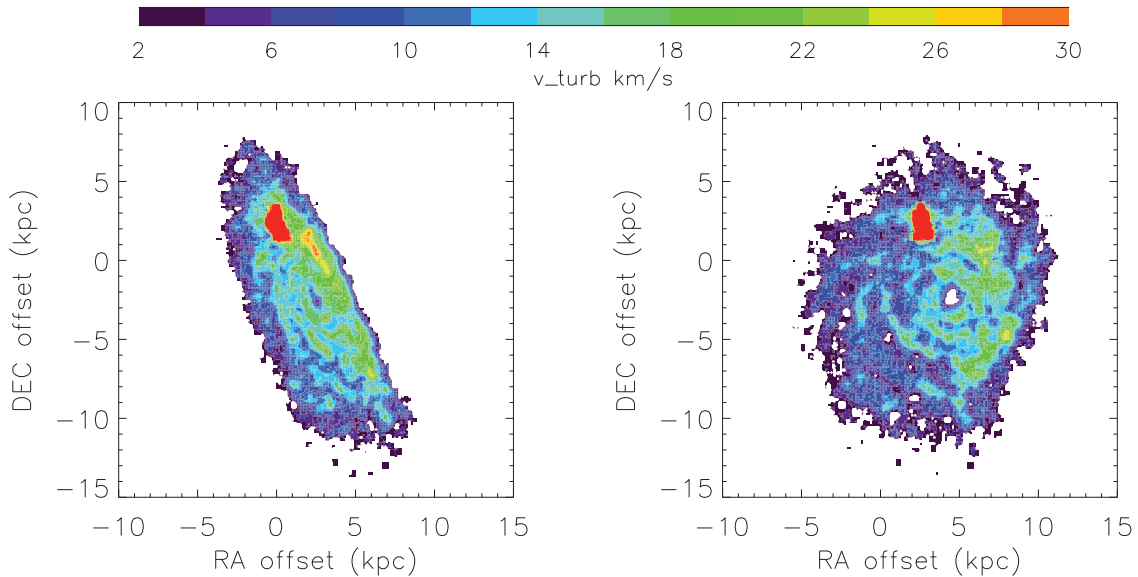


FIGURE 5.42 – Dispersion des vitesses dans le modèle dynamique de NGC 4568.

en considérant la moyenne des dispersions de vitesses des nuages suivant la ligne de visée. Nous avons retiré NGC 4567 pour une meilleure visibilité. Néanmoins, certains nuages

de NGC 4567 sont mélangés à ceux de NGC 4568, ce qui provoque la forte dispersion de vitesses dans le nord du disque de NGC 4568. Cette carte montre ainsi une dispersion des vitesses augmentée de près d'un facteur deux dans la moitié à l'ouest de l'axe majeur de NGC 4568 (panneau de droite de la figure 5.42).

En conclusion, nous confirmons, au vu du modèle dynamique, que ce système est dans une phase précoce de l'interaction (~ 10 Myr après le plus proche passage des deux galaxies). Notre modèle reproduit la distribution de gaz de NGC 4568 ainsi que la fraction moléculaire. Nous observons que la compression par interaction gravitationnelle ne modifie pas les relations KS dans ces galaxies, mais présente néanmoins des variations d'un facteur deux de la SFE_{H_2} , que notre modèle dynamique reproduit. Finalement, la compression par effet de marée provoque, tout comme la compression par pression dynamique, une augmentation de $R_{mol} = \Sigma_{H_2}/\Sigma_{HI}$ dans les parties comprimées, ainsi qu'une diminution de R_{mol}/P_{tot} qui traduit la présence de gaz quasiment autogravitant. Dans notre modèle, la compression augmente la vitesse turbulente du gaz, ce que nos observations ne peuvent montrer du fait de l'inclinaison trop importante de NGC 4568. Ainsi, la compression par pression dynamique dans NGC 4501 et la compression par effet de marée dans NGC 4567/68 ont les mêmes conséquences sur la formation stellaire.

5.3 Les galaxies Taffy

Les collisions de galaxies sont des événements moteurs de la formation et de l'évolution des galaxies. De tels événements créent des queues de marée qui contiennent du gaz et des étoiles. Alors plupart de ces rencontres galactiques sont des interactions gravitationnelles de type interaction de marée, la collision frontale entre deux galaxies est un événement rare dans l'univers local (Condon et al. (2002)). Dans ce cas de figure, les milieux interstellaires des deux galaxies se heurtent violemment l'un contre l'autre, créant un pont de gaz entre les deux galaxies. Deux systèmes galactiques de ce type nous sont connus : UGC 12914/5 ou Taffy 1 (cf. figure 5.43) et UGC 813/6 ou Taffy 2 (voir figure 5.46).

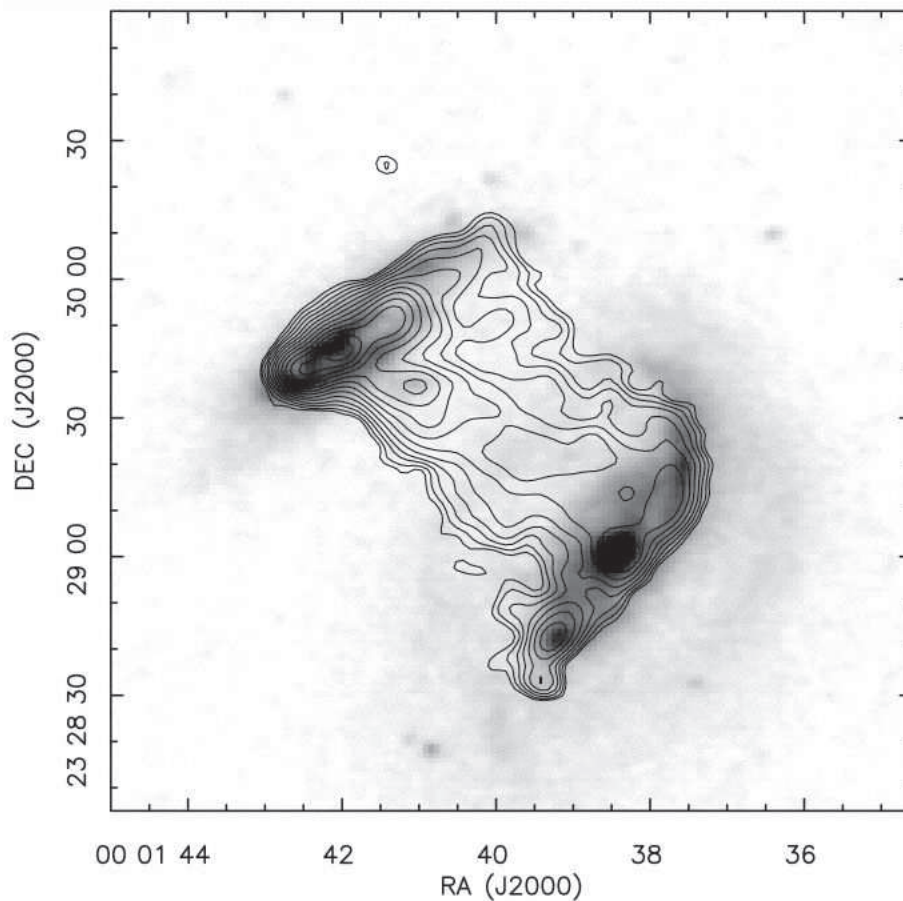


FIGURE 5.43 – Taffy 1 (UGC 12914 au sud-est et UGC 12915 au nord-ouest) : contours de l'intensité totale à 1.49 GHz (Condon et al., 1993) sur une carte de SDSS. Les contours sont placés de 0.1 à 7 mJy/beam (FWHM=5 arcsec) avec des contours successifs placés à un facteur $\sqrt{2}$ l'un de l'autre. (Jarrett et al. (1999))

Condon et al. (1993) ont observé la raie HI, ainsi que l'émission radio continue à 6 cm et 20 cm des galaxies Taffy 1 à l'aide du VLA. Ils ont constaté un pont de gaz avec une forte émission radio synchrotron. De plus, ils déduisent, de l'étude de la cinématique du gaz, que l'interaction entre ces deux galaxies a eu lieu il y a ~ 20 Myr avec une vitesse transverse de 600 km s^{-1} . Ces galaxies sont toutes deux vues par la tranche, avec des vitesses suivant la ligne de visée similaires. UGC 12914 en est la plus massive, avec une vitesse de rotation de près de 310 km s^{-1} , alors que celle de UGC 12915 est de 250 km s^{-1} . La vitesse de collision du MIS entre ces deux galaxies en rotation contraire est donc de plus de 800 km s^{-1} et injecte de ce fait une énorme quantité d'énergie cinétique dans le MIS de ces deux systèmes. Ces deux galaxies sont riches en gaz. En effet, elles contiennent à elles deux près de $1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ de HI et près de $3.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ de H_2 (cf. Gao et al. (2003) et Braine et al. (2003)). L'estimation de la masse de H_2 reste néanmoins sujette à controverse. En effet, le facteur de conversion X_{CO} galactique ($N(\text{H}_2)/I_{co} = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ par K km s^{-1}) pourrait surestimer la masse de gaz moléculaire présente dans ces galaxies. En effet, dans les galaxies "starburst", il est plus faible. Braine et al. (2003) estiment que la masse de H_2 de UGC 12915 pourrait ainsi être surestimée d'un facteur ~ 4 , alors qu'il est peu probable que l'application d'un facteur de conversion galactique surestime la masse de H_2 de UGC 12914. Néanmoins, 2 à $9 \times 10^9 M_{\odot}$ de gaz moléculaire est observé dans le pont entre ces galaxies (Braine et al. (2003)). Gao et al. (2003) ont étudié l'émission radio synchrotron qui peut être liée à la formation stellaire et trouvent une SFE constante ~ 10 fois plus faible que pour des galaxies lumineuses en IR. Jarrett et al. (1999) ont étudié l'émission en infrarouge proche et moyen ($4 - 17 \mu\text{m}$) et trouvent à l'exception de la région HII près de UGC 12915 que la formation stellaire est absente dans le pont de gaz. De même, Vollmer et al. (2012a) observent une SFE_{H_2} moindre dans le pont en dérivant le taux de formation stellaire du FUV+ $24 \mu\text{m}$ (cf. figure 5.44).

La formation stellaire induite par l'interaction au sein des deux galaxies est inégale. En effet, UGC 12915 (la galaxie au nord) forme activement des étoiles, alors que UGC 12914 est plus tranquille pour le moment. Comment expliquer que la formation stellaire soit si faible dans le pont, alors que le gaz moléculaire y est abondamment présent ?

Vollmer et al. (2012a) ont modélisé ce système à l'aide du modèle dynamique décrit plus haut. Ils reproduisent la distribution d'étoiles et de gaz, ainsi que la fraction moléculaire de ce système. Ils reproduisent également le champ des vitesses du gaz, la large dispersion de vitesses observée dans le pont de gaz (200 km s^{-1}), le champ magnétique à large échelle, ainsi que la forte émission radio dans le pont. Ils proposent un scénario dans lequel la forte injection d'énergie mécanique dans le MIS due à la collision, injecte l'énergie dans la

turbulence du gaz, coupant ainsi la formation stellaire dans le pont. Leur modèle montre que ces galaxies sont observées 23 Myr après l'impact et observent un taux de collision entre nuages maximal à ce temps précis.

En effet, le champ des vitesses montre des vitesses de gaz convergeant vers le centre du pont de gaz à ce pas de temps, ce qui augmente la compression du gaz. L'injection d'énergie est donc due au flux de gaz compressif dans le pont. Ceci permet d'expliquer la détection d'émission de H_2 chaud dans le pont par Peterson et al. (2012). En effet, vu le temps de refroidissement court du H_2 (~ 5000 ans), des chocs doivent avoir lieu, permettant de chauffer continuellement le H_2 . Vollmer et al. (2012a) concluent que l'émission du H_2 chaud ne peut provenir que du gaz dense dans le pont, lui seul recevant suffisamment d'injection d'énergie mécanique.

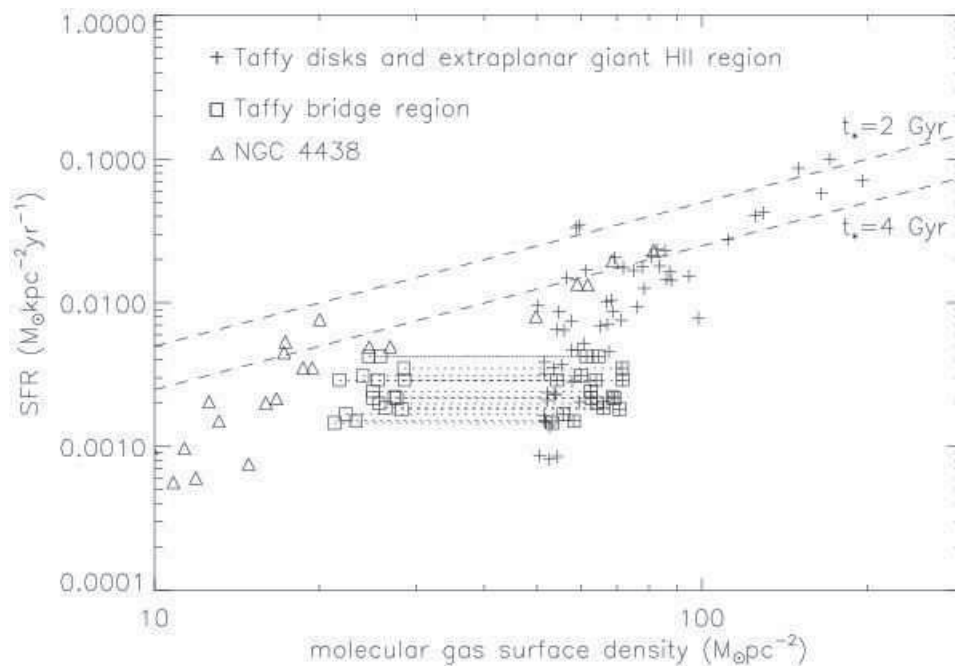


FIGURE 5.44 – (Taffy 1) Taux de formation stellaire (FUV+24 μ m) en fonction de la densité de gaz moléculaire (figure 21. de Vollmer et al. (2012a)). Les croix sont basées sur un facteur de conversion $X_{co} = 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$. La région dans le pont est marquée par des carrés avec les croix. Les carrés sans croix correspondent à un facteur de conversion 2.5 fois moindre. Les lignes en pointillés indiquent un temps de formation stellaire de 2 et 4 Gyr observé dans les galaxies locales non perturbées.

Le système de galaxie Taffy 2 (UGC 813 et UGC 816) montre également une forte quantité de gaz dans le pont et une très faible formation stellaire (Braine et al. (2004); Condon et al. (2002)). Condon et al. (2002) estiment d'après la cinématique du gaz, que

la collision des disques a eu lieu il y a 40-50 Myr soit 20 Myr plus tôt que Taffy 1. [Drzazga et al. \(2011\)](#) ont étudié le champ magnétique de ces deux systèmes. Il apparaît que celui-ci est très différent entre Taffy 1 et 2. En effet, alors que les lignes de champ magnétique sont perpendiculaires au pont de gaz dans Taffy 1, elles sont alignées avec le pont dans Taffy 2. Contrairement aux galaxies Taffy 1, la rotation des deux galaxies Taffy 2 s'effectue dans le même sens. [Braine et al. \(2004\)](#) ont observé une forte émission CO dans le pont entre ces galaxies. Ils ont effectué 5 pointages avec le télescope de 30m de l'IRAM dans le pont de gaz et ont obtenu de fortes raies CO(1-0) et CO(2-1) (cf. figure 5.45 qui montre les spectres CO(1-0) (en noir ou blanc), CO(2-1) (en rouge ou jaune) et HI (en vert) sur une carte prise dans la bande R). [Braine et al. \(2004\)](#) montrent que la présence de gaz

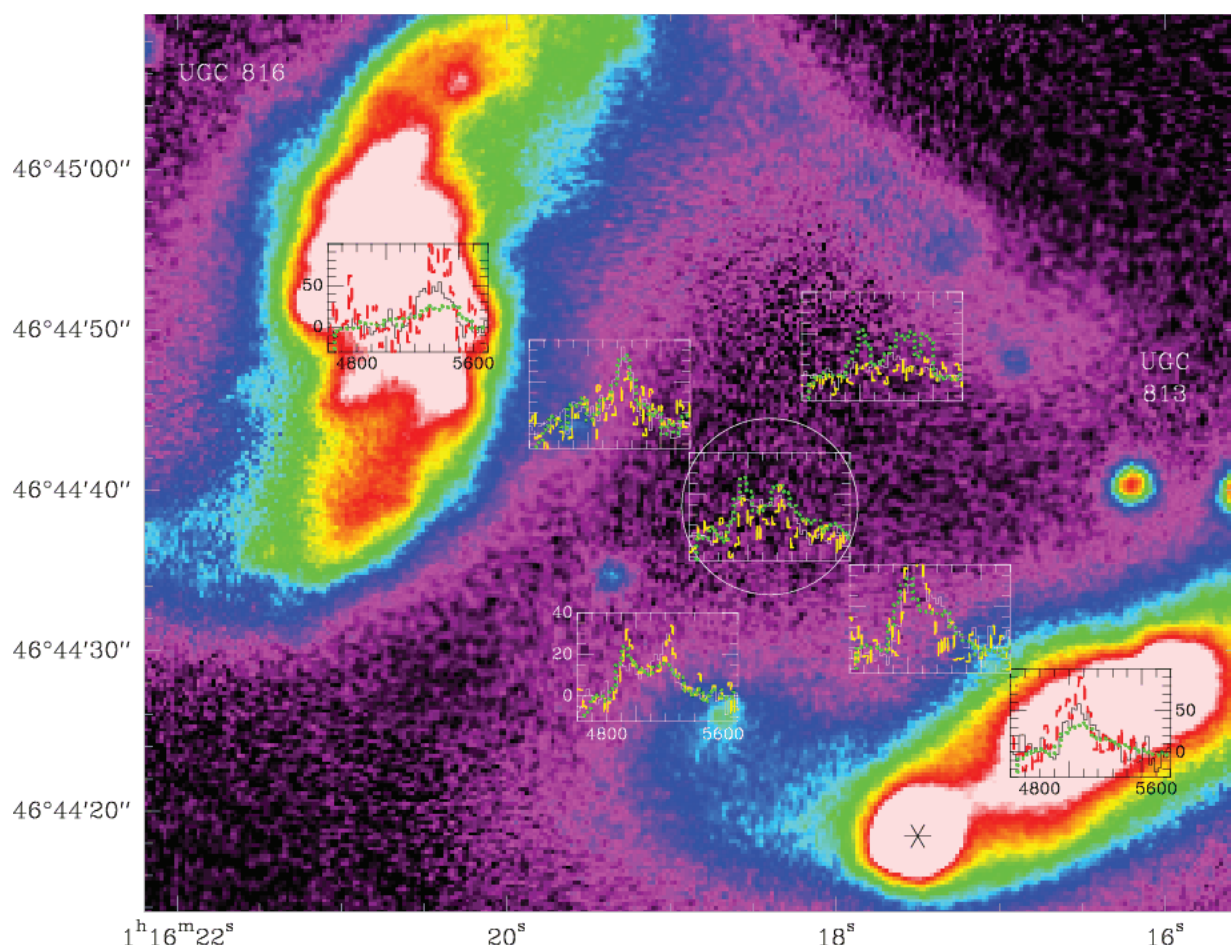


FIGURE 5.45 – Spectres CO et HI du système Taffy 2 sur une image de la bande R ([Braine et al. \(2004\)](#)). Les spectres CO(1-0) sont en noir ou blanc, CO(2-1) en rouge ou jaune et HI sont en vert. Les spectres HI sont tracés de telle façon que des intensités égales entre CO(1-0) et HI correspondent à des densités de colonne égales en H₂ et HI. Le cercle indique la taille du beam pour le CO(2-1). L'astérisque montre une étoile de l'avant-plan.

moléculaire dans le pont provient de nuages moléculaires éjectés des disques galactiques par collision entre eux. En effet, lors de telles collisions frontales de galaxies riches en gaz, les parties internes des disques (où la densité de surface du H_2 est grande) se rencontrent. Ceci permet la collision entre les nuages moléculaires et leur éjection dans le pont de gaz. Ainsi, la faible formation stellaire dans le pont de gaz pourrait provenir de l'injection d'énergie mécanique induite par la collision dans les nuages moléculaires. Nous avons réalisé la première carte CO(2-1) de ce système de galaxies incluant le pont de gaz, dans le but d'en modéliser dans le future la dynamique, ainsi que le champ magnétique.

Cette carte est réalisée au télescope de 30m de l'IRAM avec le récepteur HERA et WILMA en sortie. La carte réalisée fait 1.2×1.5 arcmin. Elle est obtenue en suivant un schéma totalement échantillonné de Dither, plutôt que le mode d'acquisition à la volée du télescope. Toutes les positions observées sont séparées de $4.8''$, ce qui permet de réaliser un échantillonnage complet. Le système de galaxies est suffisamment petit sur le ciel pour utiliser le "Wobbler" pour observer les positions OFF. Le rms de la carte résultante, réalisé avec *xy_map* est de $\sim 6\text{mK}$, dans un canal de 10km s^{-1} .

La carte résultant de ces observations est présentée dans la figure 5.46. L'émission CO(2-1) y est détectée dans le pont, avec un maximum dans la partie sud du pont. De plus, nous constatons un décalage spatial entre l'émission CO et HI. Le maximum de l'émission HI est en effet décalé de $\sim 10''$ vers le nord-est pour UGC 813 et de $\sim 15''$ vers le nord-ouest pour UGC 816 par rapport aux maximums d'émission CO de ces deux galaxies (cf. figure 5.46 bas gauche).

Cette carte permettra à l'avenir de mieux contraindre la dynamique de ce système, ainsi que d'étudier le champ magnétique différent de Taffy 1. Ces observations permettront également de voir si, à l'instar de Taffy 1, la baisse drastique de formation stellaire dans le disque peut être expliquée par l'injection d'énergie mécanique dans les nuages moléculaires. De plus, elle donnera une idée plus précise des conditions de la compression du gaz dans le pont.

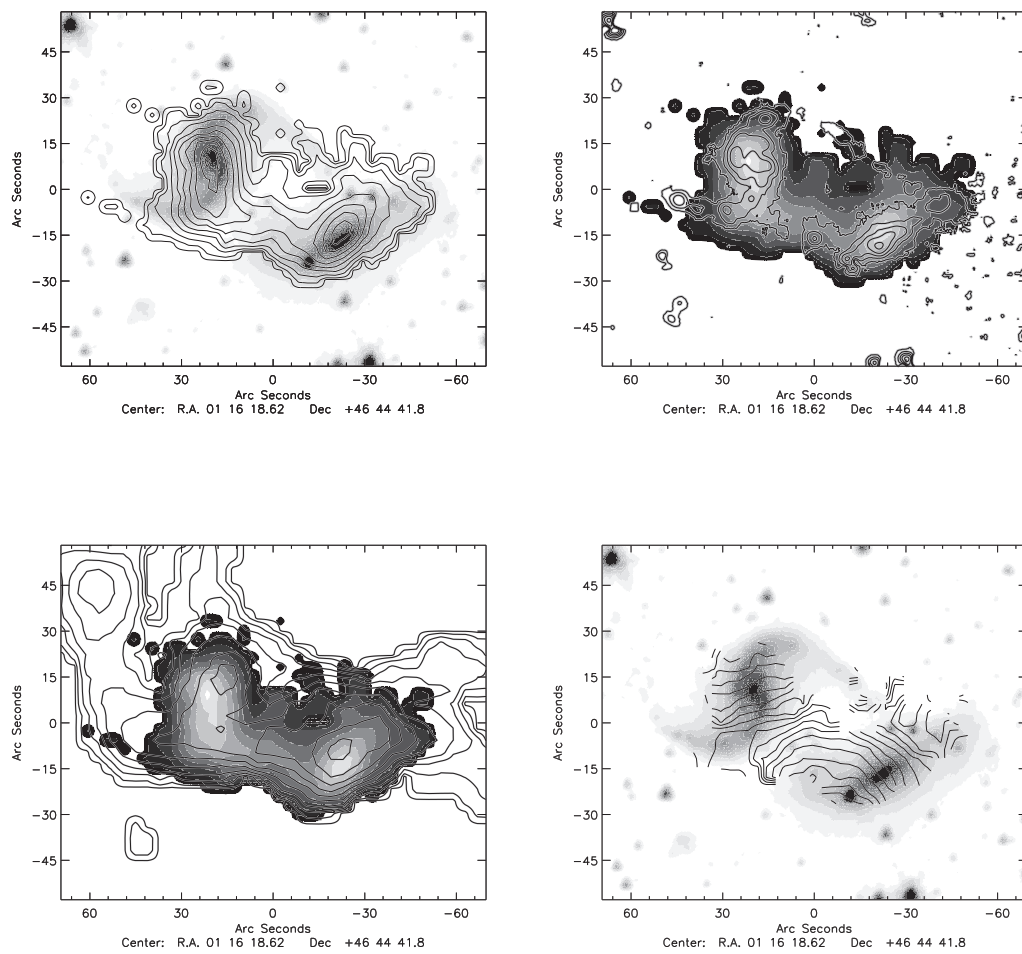


FIGURE 5.46 – Cartes de Taffy 2. *Haut gauche* : CO(2-1) sur une image de la bande R. *Haut droite* émission H α sur la carte du CO(2-1). *Bas gauche* : HI sur la carte du CO(2-1). *Bas droite* moment 1 du CO(2-1) sur la bande R.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

6.1 Conclusions

Dans une première partie de cette thèse, nous avons étudié l'histoire d'accrétion de la galaxie spirale fortement inclinée NGC 2683. Cette galaxie proche ($d \sim 7.7$ Mpc) est en effet une candidate privilégiée pour l'étude du rôle du disque de gaz atomique dans l'évolution des galaxies spirales. De nouvelles observations HI de cette galaxie, réalisées au VLA, sont présentées. Deux jeux de données (haute et basse résolutions spatiales) sont utilisés, ce qui permet de mieux contraindre les différentes parties du disque. De nombreux modèles 3D axisymétriques ont été réalisés, afin de reproduire les propriétés des cubes observés. Notre meilleur modèle comporte :

- Un disque fin incliné de 80 degrés,
- Une approximation grossière d'un bras spiral et/ou d'une barre, par une distribution elliptique de la densité de surface du HI,
- Un léger changement d'inclinaison avec le rayon ("warp"), entre 10 et 20 kpc,
- Un évasement ("flare") exponentiel du disque, qui augmente de 0.5 kpc à $R=9$ kpc à 4 kpc pour $R=15$, puis reste constant jusqu'à $R=22$ kpc et décroît ensuite pour $R>22$ kpc,
- Un anneau de gaz à faible densité de surface, situé à 1.3 kpc au-dessus du disque.

Contrairement à la galaxie NGC 891, cette galaxie ne présente pas de halo étendu de HI au-dessus de son disque optique. En considérant l'équilibre hydrostatique vertical du gaz, la vitesse de dispersion verticale du disque HI a été calculée. La vitesse turbulente élevée

du gaz dans l'évasement du disque peut être expliquée par l'injection d'énergie dans la turbulence par divers mécanismes : (i) les supernovae, (ii) l'instabilité magnéto-rotationnelle, (iii) l'agitation du MIS causé par des sous-structures de matière noire, (iv) l'accrétion de gaz extérieur au système. La présence d'un "warp" ainsi que de sous-structures dans le disque laissent à penser que l'accrétion est la source majoritaire d'injection d'énergie dans la turbulence du disque de gaz externe. Nous proposons un scénario dans lequel l'accrétion externe de gaz froid mène à la compression adiabatique turbulente du gaz (Vollmer & Davies, 2013), ce qui provoque l'augmentation de sa vitesse turbulente et pourrait couper la formation stellaire dans le disque externe de gaz de NGC 2683.

L'effet de la compression du MIS de galaxies perturbées de l'amas de la Vierge a également été examiné par l'étude de NGC 4501 (compression par pression dynamique) et de NGC 4567/68 (compression par interaction de marée).

NGC 4501 a été identifiée comme étant sur une orbite elliptique autour de la galaxie centrale de l'amas M87. Cette galaxie est observée avant le pic de pression dynamique. De plus, la compression du MIS est maximale car elle s'effectue quasiment dans le plan du disque. La polarisation de l'émission du continuum radio à 6cm est utilisée pour diagnostiquer la compression du MIS. Dans cette galaxie, cette émission est asymétrique, avec un front de compression observé dans le côté ouest du disque dirigé vers M87.

De nouvelles observations de la raie du CO(2-1) (IRAM 30m), obtenues pour l'ensemble du disque de NGC 4501, ont été utilisées pour déduire la répartition du gaz moléculaire de cette galaxie (utilisation d'un facteur de conversion X_{CO} constant). Tout comme le gaz atomique, le gaz moléculaire présente un côté ouest bien défini et un côté est plus diffus. De plus, notre carte de l'émission CO montre que la composante moléculaire s'étend sur un rayon comparable à celui du disque optique.

Les galaxies spirales NGC 4567/68 sont dans une phase précoce d'interaction gravitationnelle. Les nouvelles observations CO(2-1) de NGC 4568 montrent que la distribution de gaz moléculaire est asymétrique, avec davantage de gaz dans le nord du disque et une partie sud plus étendue.

Nous montrons, au cours de ce travail, que la fraction de gaz moléculaire ($R_{mol} = \Sigma_{H_2}/\Sigma_{HI}$) est plus élevée dans les parties comprimées de ces galaxies. Notre étude montre également que les relations de Schmidt-Kennicutt (pour le gaz moléculaire et le gaz total) obtenues à l'échelle spatiale de ~ 1.5 kpc sont inchangées par la compression du MIS dans

ces galaxies. Néanmoins, des régions continues au sein de ces galaxies ont une efficacité moindre de formation stellaire par rapport au gaz moléculaire (SFE_{H_2}).

Nous montrons également que des décalages dans la relation entre R_{mol} et la pression du MIS P_{tot} sont liés au contenu en gaz des galaxies. Ainsi, le terme qui tient compte de l'autogravitation du gaz dans le calcul de la pression P_{tot} n'est pas négligeable pour les galaxies riches en gaz.

Nous introduisons un nouveau paramètre R_{mol}/P_{tot} lié à l'autogravitation du gaz. Ce terme présente l'avantage d'être peu sensible à d'éventuelles variations du facteur de conversion X_{CO} .

Nous constatons une relation entre R_{mol}/P_{tot} et le paramètre de stabilité de Toomre Q_{gaz} dans NGC 4501, NGC 4567, NGC 4568 et NGC 4321, telle que : $R_{mol}/P_{tot} \propto Q^{1.4-1.6}$. Nous remarquons également que les régions à la limite de l'autogravitation dans ces galaxies (R_{mol}/P_{tot} faible et Q_{gaz} faible) ont en moyenne une SFE_{H_2} plus élevée.

Dans ce travail, nous faisons usage du modèle analytique développé par [Vollmer & Leroy \(2011\)](#), qui nous donne accès aux propriétés locales des nuages avec un minimum de paramètres libres. La relation entre la SFE_{H_2} et l'autogravitation du gaz a été étudiée à la lumière de ce modèle. Il permet en effet de reproduire la corrélation observée entre R_{mol}/P_{tot} et la SFE_{H_2} si l'on suppose des vitesses de dispersion globales différentes entre galaxies et possiblement causées par l'événement compressif. De plus, le modèle prédit qu'une pression isotrope appliquée sur le disque peut également en augmenter la SFE_{H_2} . Par ailleurs, des variations dans le facteur de conversion peuvent brouter la corrélation entre la SFE_{H_2} et Q_{gaz} .

Des simulations dynamiques sont utilisées dans le but de modéliser les interactions dans les galaxies NGC 4501 et NGC 4567/68 et nous permettent de comparer les effets de la compression par pression dynamique de ceux dus à l'interaction gravitationnelle. Ces simulations nous donnent accès à la densité volumique du gaz ainsi qu'à sa vitesse turbulente. Nous montrons en effet qu'il est hasardeux d'obtenir observationnellement une carte de la vitesse turbulente du gaz de ces galaxies, en raison notamment de leur inclinaison trop importante. Néanmoins, une telle carte peut être déduite indirectement pour NGC 4501 en fixant le paramètre de Toomre Q_{tot} .

Les modèles dynamiques permettent de reproduire assez fidèlement la distribution de gaz de NGC 4501 ainsi que celle de NGC 4568. Nous montrons que la distribution de

gaz au pas de temps d'intérêt dépend de la position des bras spiraux au moment de la compression du gaz, dans la mesure où elle est maximale lorsqu'un bras spiral est présent dans le front de compression.

En outre, le modèle dynamique permet de produire des cartes de R_{mol}/P_{tot} . Tout comme dans les observations, la diminution de ce paramètre est constatée dans les zones comprimées, où le gaz est à la limite de l'autogravitation. Le modèle dynamique permet également de reproduire les tendances de la carte de SFE_{H_2} observées dans NGC 4501 et NGC 4568. La baisse de la SFE_{H_2} dans certaines régions peut être expliquée par un temps de collision entre nuages plus faible que le temps de compression. Dans ces régions, et du fait de sa faible densité, le gaz n'a pas le temps d'adapter sa vitesse turbulente à la nouvelle situation.

Ainsi, nous proposons pour ces galaxies un scénario dans lequel la compression adiabatique du gaz inhibe la formation stellaire dans les régions comprimées de faible densité de surface en surpressurant les nuages de gaz.

Les effets de la compressions du MIS induite par interaction gravitationnelle sont comparables à ceux produits lors d'un événement de compression par pression dynamique. La compression du MIS dans un bras spiral a les mêmes effets, à savoir :

- (i) Une augmentation de la densité de surface.
- (ii) Une augmentation du ratio moléculaire R_{mol} .
- (iii) Une baisse de R_{mol}/P_{tot} due à la présence de gaz quasiment autogravitant.

Les effets de la compression sur l'efficacité de formation stellaire sont quant à eux plus complexes.

Nous avons vu qu'un pont de gaz peut se former dans le cas d'interactions violentes entre le MIS de deux galaxies (Taffy 1 et 2). De plus, malgré les grandes quantités de gaz présentes dans ces ponts, la formation stellaire y est diminuée d'un facteur 4 à 5, alors que la SFE_{H_2} est diminuée de $\sim 50\%$ dans les régions comprimées par pression dynamique ou par interaction gravitationnelle. Afin d'étudier ces systèmes, nous avons réalisé la première carte de l'émission CO dans le pont de gaz des galaxies Taffy 2 et trouvons une forte émission du CO, décalée par rapport à l'émission du gaz atomique.

Nous formulons l'hypothèse que le temps de compression pour NGC 4501 et NGC 4568 est du même ordre que le temps de dissipation turbulent, ce qui mène à des variations de la SFE_{H_2} plus faibles que dans les galaxies Taffy. Dans le cas des galaxies Taffy, la baisse drastique de formation stellaire dans le pont peut être expliquée par l'injection d'énergie

mécanique dans les nuages moléculaires. Ces nouvelles observations permettront à l'avenir de contraindre un modèle dynamique de ces systèmes, ce qui nous donnera une idée plus précise de la compression dans le système Taffy 2.

Perspectives

Nous avons ainsi constaté que la SFE_{H_2} ne varie que peu dans le cas d'une compression uniquement par interaction gravitationnelle ou par pression dynamique. Nous souhaitons appliquer les méthodes mises en oeuvre au cours de ce travail à un ensemble plus grand de galaxies, avec notamment des temps de compression différents, afin d'avoir une séquence plus complète de la réaction du MIS à la compression. Dans une première étape de test de nos hypothèses, nous avons obtenu des données pour une galaxie où la compression du MIS est plus prononcée que pour NGC 4501. Nous avons en effet choisi de réaliser une carte CO(2-1) de la galaxie spirale NGC 4654, qui présente à la fois des signes d'interaction gravitationnelle et de pression dynamique (Chung et al. (2007)). Cette galaxie de l'amas de la Vierge a en effet connu un évènement de pression dynamique il y a ~ 500 Myr (Vollmer (2003)). De plus, la pression sur le MIS, tout comme pour NGC 4501, a lieu quasiment dans le plan du disque, maximisant ainsi la compression. Cette galaxie montre une distribution de HI étendue, avec une queue de faible densité de surface s'étendant vers le sud-est (cf. figure 3 de Phookun & Mundy (1995)), ainsi que de fortes densités de surface de HI dans le nord-ouest (figure 6.1). Le gaz moléculaire est distribué de manière

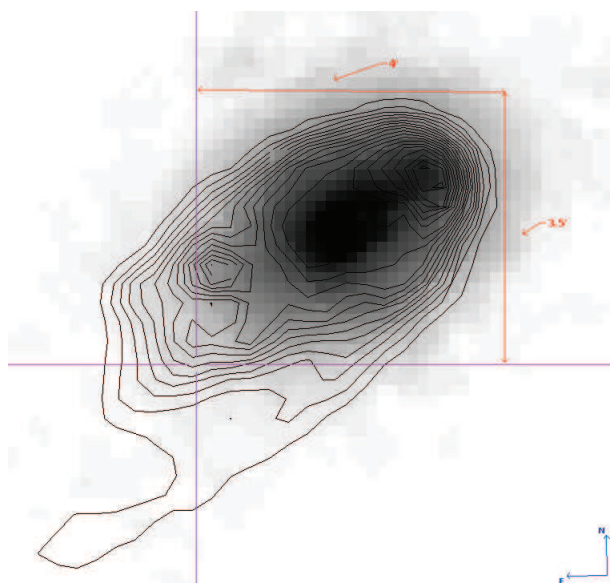


FIGURE 6.1 – NGC 4654 : HI VIVA sur $160\mu\text{m}$ *Spitzer*.

très asymétrique et est présent en plus grande quantité dans la moitié nord-ouest que dans

la moitié sud-est de la galaxie. [Vollmer et al. \(2012b\)](#) ont montré, grâce aux données CO de [Kuno et al. \(2007\)](#), que la relation entre le taux de formation stellaire et la densité de surface du gaz moléculaire présente une dispersion importante autour de cette corrélation (~ 0.7 dex). Nous souhaitons tester dans cette galaxie notre hypothèse selon laquelle il existerait une relation entre la SFE_{H_2} et Q_{gaz} . Les observations de l'émission CO de [Kuno et al. \(2007\)](#), réalisées à l'aide du télescope Nobeyama, sont peu profondes et ont un faible rapport signal sur bruit (cf. figure 6.2 de [Kuno et al. \(2007\)](#)). Ces observations ne détectent pas d'émission CO dans les parties où la pression dynamique comprime le MIS. Nous avons obtenu ces nouvelles données à l'IRAM 30m. Une carte de l'émission CO(2-1)

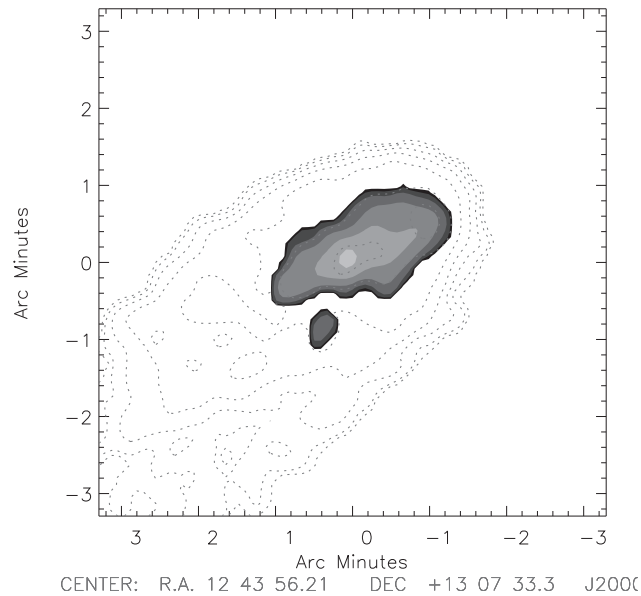


FIGURE 6.2 – Carte du CO et HI de [Kuno et al. \(2007\)](#)

préliminaire a été réalisée en filtrant les spectres trop bruités et en rejetant ceux d'une valeur supérieure à $1.6 \times \sigma_{theo}$. Au vu du spectre total de la galaxie, une fenêtre spectrale entre 890 km/s et 1340 km/s a été fixée, puis une ligne de base d'ordre 2 a été ajustée à l'extérieur de cette fenêtre et retirée aux spectres. Le rms résultant est de l'ordre de 13mK km/s pour des canaux de 10km/s. La carte de l'émission CO est présentée dans la figure 6.3 avec les contours du HI VIVA en rouge. En appliquant une réduction par fenêtrage par la raie HI plus précise, nous espérons pouvoir diminuer le rms, ce qui nous permettra d'appliquer les méthodes élaborées au cours de notre thèse à cette nouvelle galaxie.

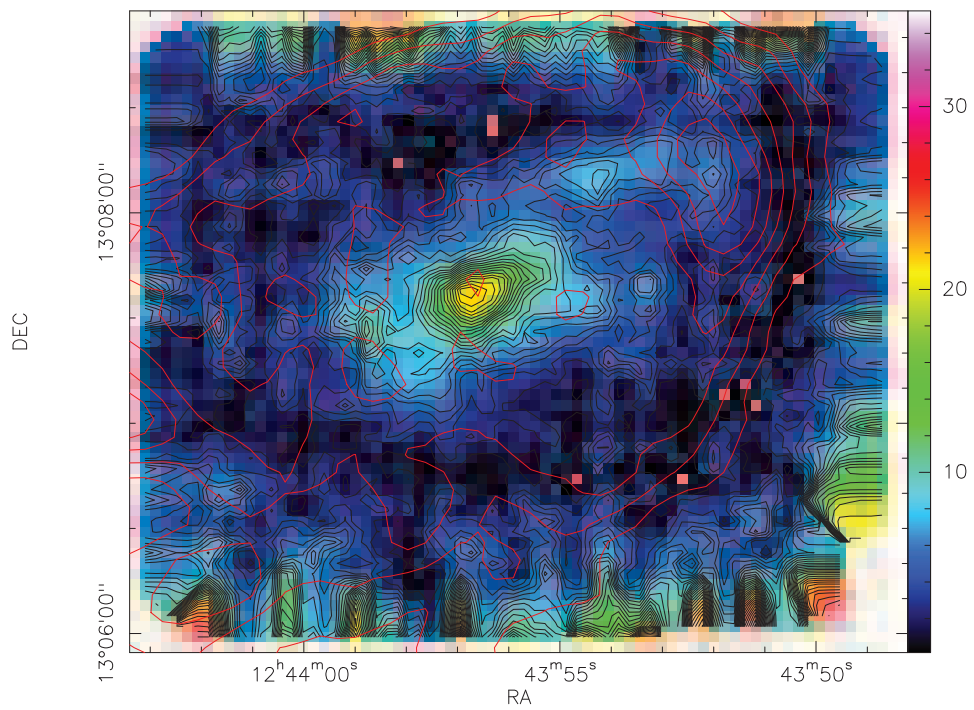


FIGURE 6.3 – NGC 4654 : HI de VIVA sur la nouvelle carte préliminaire du CO(2-1) en K km/s.

Annexe A

Nehlig et al. 2015

The effects of environmental gas compression on the multiphase ISM and star formation

The Virgo spiral galaxies NGC 4501 and NGC 4567/68

F. Nehlig¹, B. Vollmer¹, and J. Braine²

¹ CDS, Observatoire astronomique de Strasbourg, UMR 7550, 11, rue de l'université, 67000 Strasbourg, France

² Univ. Bordeaux, Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, UMR 5804, 33270 Floirac, France

Received ; accepted

ABSTRACT

The cluster environment can affect galaxy evolution in different ways: via ram pressure stripping or by gravitational perturbations caused by galactic encounters. Both kinds of interactions can lead to the compression of the ISM and its associated magnetic fields, causing an increase of the gas surface density and the appearance of asymmetric ridges of polarized radio continuum emission. New IRAM 30m HERA CO(2-1) data of NGC 4501, a Virgo spiral galaxy currently experiencing ram pressure stripping and NGC 4567/68, an interacting pair of galaxies in the Virgo cluster are presented. We found an increase of the molecular ratio where the ISM is compressed. The gas is more self-gravitating in compressed regions leading to a decrease of the ratio between the molecular fraction and total ISM pressure. The overall Kennicutt Schmidt (KS) relation based on a pixel by pixel analysis at ~ 1.5 kpc resolution is not significantly modified by compression. However, we detected continuous regions of low molecular star formation efficiencies in the compressed parts of the galactic gas disks. The data suggest that a relation between SFE_{H_2} and gas self-gravitation (R_{mol}/P_{tot} and Toomre Q parameter) might exist. Both systems thus show spatial variations of the star formation efficiency with respect to the molecular gas that can be related to environmental compression of the ISM. An analytical model was used to investigate the dependence of the molecular star formation efficiency on self-gravitation. The model correctly reproduces the correlations between R_{mol}/P_{tot} , SFE_{H_2} , and Q if different global turbulent velocity dispersions are assumed for the different galaxies. We found that variations in the conversion factor can mask most of the correlation between SFE_{H_2} and the Toomre Q parameter. Dynamical simulations were used to compare the effects of ram pressure and tidal ISM compression. These models give direct access to the volume density. We conclude that a gravitationally induced ISM compression has the same consequences as ram pressure compression: (i) an increasing gas surface density, (ii) an increasing molecular ratio, (iii) a decreasing R_{mol}/P_{tot} in the compressed region due to the presence of nearly self-gravitating gas. The response of star formation and thus SFE_{H_2} to compression is more complex. While in the violent ISM-ISM collisions (Taffy galaxies, NGC 4438) the interaction makes star formation drop by an order of magnitude, we only detect an SFE_{H_2} variation of $\sim 50\%$ in the compressed regions of the three galaxies. We suggest that the decrease in star formation depends on the ratio between the compression timescale and the turbulent dissipation timescale. In NGC 4501 and NGC 4567/68 the compression timescale is comparable to the turbulent dissipation timescale leading to only minor changes in the molecular star formation efficiency.

Key words. galaxies: interactions – galaxies: ISM – galaxies: evolution

1. Introduction

Environment plays an important role in galaxy evolution, impacting the gas content and star formation of cluster galaxies. Wide statistical studies of galaxy evolution in group and cluster environments (Peng et al. 2010) pointed out that dense environment quenches the star formation rate (SFR) on long timescales (several Gyr). Nevertheless, on a shorter timescale (hundreds of Myr) the ISM can be compressed by the interactions and thus the SFR can be enhanced during this relatively short timescale.

Two types of interactions, which can modify the SFR in dense environments, can be distinguished: (1) gravitational interactions such as flybys, galaxy-galaxy encounters or, galaxy harassment (Moore et al. 1996, 1999). This class of interactions affects both the stellar and the gaseous contents of galaxies. Tidal interactions can be compressing,

and in this way enhance both the gas and the stellar surface densities; (2) hydrodynamical interactions between the tenuous and hot ($n \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10^7 \text{ K}$; Sarazin 1986) intra-cluster gas and the interstellar medium (ISM) of galaxies, known as ram pressure stripping (Gunn & Gott 1972). This interaction is most efficient when the galaxy enters the central part of a cluster where its velocity relative to the cluster mean is highest and the intra-cluster medium is dense (Vollmer et al. 2001).

The nearby Virgo cluster is an ideal laboratory to study the effect of a dense environment on galaxies and thus to explore the physical process of star formation. The distance of 17 Mpc allows us to reach a resolution of about 1 kpc with radio telescopes. The spiral population in the Virgo cluster shows disturbed and truncated HI disks (Cayatte et al. 1990, 1994; Chung et al. 2009) caused by tidal interactions

and ram pressure stripping. Ram pressure stripping naturally leads to truncated gas disks. During a ram pressure stripping event the ISM can be compressed (e.g. Vollmer 2009), especially when ram pressure increases and the vector of the galaxy's motion is parallel to the galactic disk, i.e. the ram pressure wind is edge-on.

Otmianowska-Mazur & Vollmer et al. (2003), showed that the polarized radio continuum emission increases significantly whenever the ISM is compressed or sheared. Shear motions can be in most cases detected in the HI velocity field (e.g., NGC 4535, Chung et al. 2009). Therefore, a ridge of enhanced polarized emission located at the outer edge of the gas disk in the absence of a sheared velocity field is a clear sign of gas compression (Vollmer et al. 2007, 2012, 2013). We have identified such ridges in the Virgo spiral galaxies NGC 4501 and NGC 4568. Whereas NGC 4501 is affected by ram pressure (Vollmer et al. 2008), NGC 4568 is tidally interacting with its close neighbor, NGC 4567.

Vollmer et al. (2008) found an enhanced polarized emission in the southeastern region of NGC 4501 (see Fig. 1) due to a nearly edge-on ICM-ISM ram pressure stripping event. The compressed region is oriented toward M87 indicating that this galaxy is falling into the dense region of the cluster for the first time. Contrary to gravitational perturbations, ram pressure stripping does not perturb the stellar disk. Indeed, the stellar disk of NGC 4501 shows symmetric spirals arms, with obscured dust inter arm features (Fig. 4).

NGC 4567/68 are two close Virgo spiral galaxies. The centers of NGC 4567 and NGC 4568 are separated in projection by ~ 6 kpc and have comparable radial velocities ($v_r = 2255 \text{ km s}^{-1}$) suggesting that they are gravitationally bound. The absence of any obvious large-scale optical tidal features in either galaxy prompted Iono et al. (2005) to qualify this system as a young interacting pair. The stellar component of NGC 4568 (Fig. 6) is only mildly disturbed and that of NGC 4567 has a faint external ring structure, indicating that the interaction is in an early stage. The interaction did not destroy the inner spiral structures of NGC 4568 and NGC 4567, but does affect the outer stellar disk. In the northern interaction region the HI velocities of NGC 4567 and NGC 4568 are comparable. A low surface brightness HI tail extending to the north is detected in NGC 4568 (Chung et al. 2009). While NGC 4567 has a fairly normal symmetric large scale magnetic field structure (Fig. 2), NGC 4568 shows an asymmetric 6cm polarized emission with its maximum in the south and northwest of the galaxy center (Vollmer et al. 2013). The tidal compression region with an enhanced surface brightness of HI and 6cm polarized emission is located northwest of the galaxy center.

In this article we investigate the influence of large-scale (~ 1 kpc) compression on ISM properties (density and molecular fraction) and its efficiency to form stars based on new IRAM 30m CO(2-1) observations of NGC 4501 and NGC 4567/68 and existing GALEX, Spitzer, and Herschel data. The basic properties of the two systems are given in Tables 1 and 2.

This article is organized in the following way: in Section 2 the IRAM 30m CO(2-1) observations of NGC 4501 and NGC 4567/68 and the data reduction process are presented. The observational results are given in Section 3 and discussed in Section 4. In Section 5 the analytical model of Vollmer & Leroy (2011) is used to interpret our observations. In section 6 the results of a dynamical model of

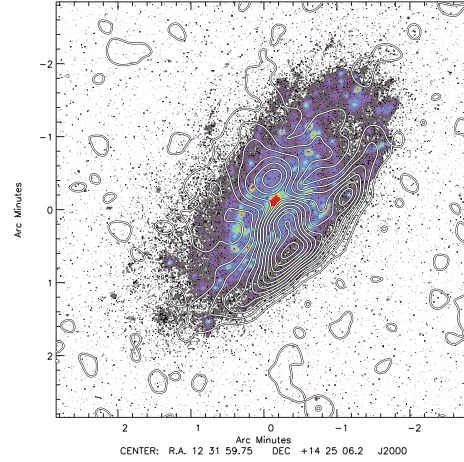


Fig. 1. NGC 4501: 6 cm polarized emission (Vollmer et al. 2003) on H_α emission (from GOLDMINE Gavazzi et al. 2003).

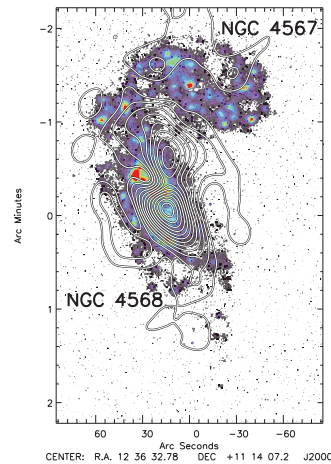


Fig. 2. NGC 4567/68: 6 cm polarized emission (Vollmer et al. 2013) on H_α emission (from GOLDMINE Gavazzi et al. 2003).

NGC 4501 and NGC 4567/68 are compared to all existing observations. We give our conclusions in Section 7. We use a distance of $D = 17$ Mpc for the Virgo cluster.

2. Observations and data reduction

NGC 4501 and NGC 4567/68 CO(2-1) were observed in December 2012 at the IRAM 30m single-dish telescope at Pico Veleta, Spain. The CO(2-1) emission line was mapped with

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

Table 2. Basic properties of NGC 4501, NGC 4567/68 and NGC 4321

Galaxy	Gal type ¹	Inc ² (deg)	Pa ³ (deg)	V _r ⁴ (km s ⁻¹)	R ₂₅ ⁵ (^o)	B ⁶ (mag)	d _{M87} ⁷ (Mpc)	V _{rot} ⁸ (km s ⁻¹)
NGC 4501	SA(rs)b	62.9	137.7	+2282	4.35	10.19 ± 0.13	0.55	272.1 ± 5.0
NGC 4567	SA(rs)bc	39.4	90.0	+2255	1.37	12.11 ± 0.20	0.49	222.6 ± 6.9
NGC 4568	SA(rs)bc	67.5	32.3	+2255	2.13	11.69 ± 0.12	0.49	165.5 ± 7.8
NGC 4321	SABb	23.4	0.0	+1574	1.23	10.02 ± 0.13	1.19	283.7 ± 4.8

Notes. (1) Type of galaxy, (2) Inclination of the galaxy, (3) Position angle of the galaxy, (4) Radial velocity, (5) half light radius in the B band, (6) Total B-band magnitude, (7) projected distance to the central Virgo galaxy M87, (8) Maximum rotation velocity corrected for inclination

Table 1. Integrated properties NGC 4501, and NGC 4567/68

Galaxy	SFR (M _⊙ yr ⁻¹)	SFE _{H₂} [*] (Gyr ⁻¹)	M _{H₂} (M _⊙)	M _{HI} (M _⊙)
NGC 4501	1.94	0.61	3.57 × 10 ⁹	1.78 × 10 ⁹
NGC 4567	1.38	0.72	5.97 × 10 ⁸	2.90 × 10 ⁸
NGC 4568	2.34	0.74	2.04 × 10 ⁹	1.23 × 10 ⁹

Notes. * From chi-square fit in the SFR-Σ_{H₂} relation. The central part of NGC 4501 was excluded from the fit.

the HERA multi-beam heterodyne receiver (Schuster et al. 2004) in on-the-fly mode. The scans were realized along the minor and major axis of the galaxies with a scanning speed of 5'' s⁻¹. The scans were done with two derotator positions (+90 and -90 deg), thus the same position in the sky was scan with two different pixel of HERA. The resulting maps were over-sampled with a spectra taken at least every 3.8''.

The WILMA backend autocorrelator with a spectral resolution of 2 MHz and a bandwidth of 1024 MHz was used. Four 2.6 km s⁻¹ velocity channels were binned together yielding a 10.4 km s⁻¹ channel separation. We observed each system for about 20 h, to reach an average rms noise level of 8 mK and 7 mK in a 10.4 km s⁻¹ channel for NGC 4501 and NGC 4567/68, respectively. The calibration was done with MIRA, using the TIME mode calibration, which decreases the rms noise level compared to the default calibration mode AVER. Bad spectra, were filtered comparing the theoretical system temperature to the real one. A velocity window was selected for NGC 4501 (1950-2700 km s⁻¹) and for NGC 4567/68 (2000-2550 km s⁻¹). A constant baseline was adjusted outside the velocity window and subtracted from the spectrum. A data cube at a resolution of 12'' was created using the CLASS GILDAS xy_map routine with a pixel size of 3''.

In order to compute the total intensity map, the atomic HI data from VIVA (Chung et al. 2009) was used. For each spectrum, we selected the velocity window where the HI flux was higher than 4.5 times the rms of the HI spectrum. For NGC 4501, no HI emission was detected near the galactic center. In this case, the CO(2-1) window was computed by fitting a Gaussian to the CO spectra and selecting a spectral window from $\mu - 3.2\sigma$ to $\mu + 3.2\sigma$, where σ and μ are the standard deviation and peak position of the Gaussian. At the center of NGC 4501, the CO(2-1) emission is strong and a Gaussian shape fits well the CO(2-1) line. After windowing the CO(2-1) line, a third order baseline was subtracted from the CO spectra. First and second order baseline subtractions were tried on both NGC 4501 and NGC 4567/68 and gave a higher rms noise compared

to the third order baseline subtraction. The rms maps of NGC 4501 and 4567/68 did not show any systematic residuals (Fig. A.1).

For comparison with a symmetric spiral galaxy, we used the face-on Virgo spiral galaxy NGC 4321 since both, CO(2-1) and VLA HI data were available. The CO(2-1) data cube is taken from the HERACLES data (Leroy et al. 2009) with a spatial resolution of 13'' and a typical rms of 20 – 40 mK in a 10.4 km s⁻¹ channel. The HI data are from the VIVA survey (Chung et al 2009) with a beam size of 30''.

3. Results

3.1. Molecular gas

Following Leroy et al. (2008) the molecular gas surface density Σ_{H₂} was derived using a galactic CO-to-H₂ conversion factor X_{co} = 2 × 10²⁰ cm⁻² or α_{co} = 4.4 M_⊙(K km/s pc²)⁻¹ and a fixed line ratio I_{CO(2-1)}/I_{CO(1-0)} = 0.8 (see equation (1)). A factor 1.36 was included to take the presence of helium into account:

$$\Sigma_{\text{H}_2} = \frac{4.4}{0.8} \times I_{\text{CO}(2-1)} \times \cos(i) \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-2}, \quad (1)$$

where I_{CO(2-1)} is the integrated intensity of the CO(2-1) in K km s⁻¹ and i the inclination angle of the galaxy. The implications of using a X_{co} factor is discussed in Section 4.1.

For NGC 4501 the CO(2-1) emission extends over a radius of $\sim 2.5' = 11$ kpc (Fig.3). This is nearly half the optical radius R₂₅ = 4.35'. In Fig. 4 the molecular gas is presented on the g' band emission from SDSS. The emission map shows a well defined southwestern edge, compared to the more diffuse northeastern side of the galactic disk. The inner disk of NGC 4501 has surface densities in excess of 30 M_⊙pc⁻² (light blue contours in Fig. 3). In this region, two spiral arm structures are present, the first one extending to the south and curved toward the southwestern edge, the second extending to the north and curved to the northeast. At the compressed western side a region of high surface density is found west of the galaxy center, with surface density of 40-60 M_⊙pc⁻². The southeastern quadrant of the disk has an overall lower surface density than the northwestern quadrant.

The CO(2-1) emission distribution of NGC 4567 (Fig. 5) shows two spiral arms with high molecular gas surface densities. The first one is extending to the southwest and is curved to the north, the second is shorter, extends to the north and curves toward NGC 4568.

The southern part of the CO(2-1) emission of NGC 4568 is more extended than the northern part. The northern part of the disk is showing higher molecular gas surface densities

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

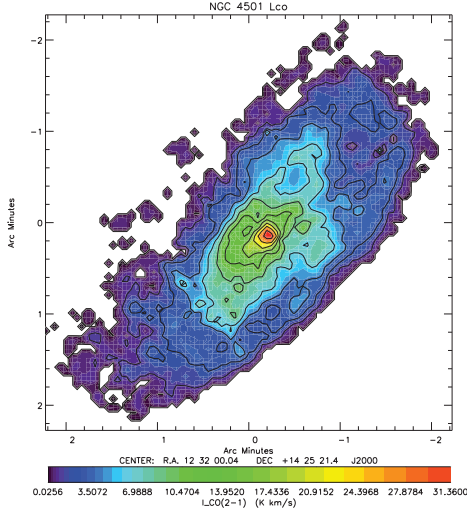


Fig. 3. NGC 4501: CO(2-1) emission map. Contours levels are (1.0, 2.25, 4.0, 6.25, 9.0, 12.25, 16.0, 20.25, 25.0, 30.25) K km s^{-1} . The white contour corresponds to 0.1 K km s^{-1} .

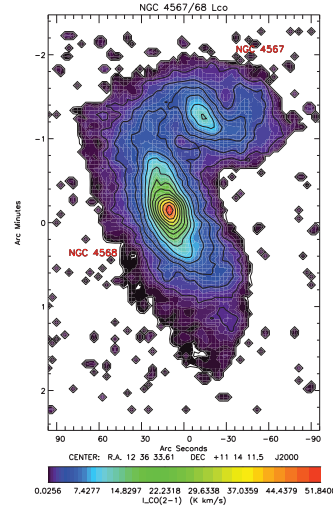


Fig. 5. NGC 4567/68: CO(2-1) emission map. Contours are (1.0, 2.25, 4.0, 6.25, 9.0, 12.25, 16.0, 20.25, 25.0, 30.25, 36.0, 42.25, 49.0, 56.25, 64.0) K km s^{-1} . The white contour corresponds to 0.1 K km s^{-1} .

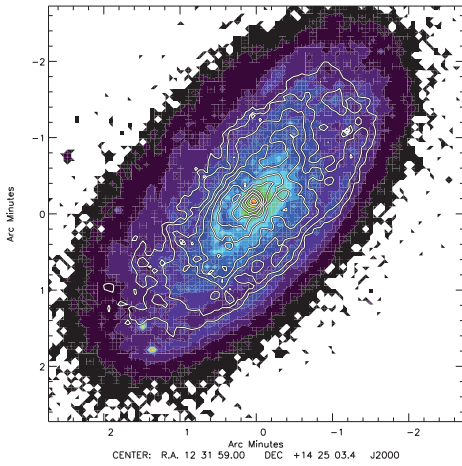


Fig. 4. NGC 4501: CO(2-1) emission on SDSS g' band image. Contour levels are (1.0, 2.25, 4.0, 6.25, 9.0, 12.25, 16.0, 20.25, 25.0, 30.25) K km s^{-1} .

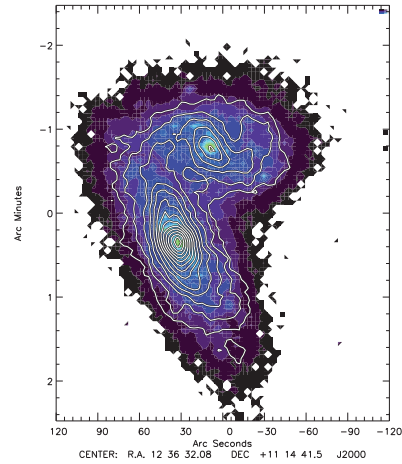


Fig. 6. NGC 4567/68: CO(2-1) emission on SDSS g' band image. Contour levels are (1.0, 2.25, 4.0, 6.25, 9.0, 12.25, 16.0, 20.25, 25.0, 30.25, 36.0, 42.25, 49.0, 56.25, 64.0) K km s^{-1} .

than the more extended southern part. A peculiar molecular gas arm is observed in NGC 4568. It extends to the south and curves to the west. The northern arm first curves to the east and then to the west, toward NGC 4567. The latter part of the northern arm might well be the associated with the eastern spiral arm of NGC 4567. The molecular gas map of NGC 4567/68 is presented over the g' SDSS band emission in Fig. 6.

3.2. Total gas

Total gas surface density maps Σ_g were computed by combining the atomic gas surface density $\Sigma_{\text{H I}}$ and the molecular gas surface density $\Sigma_g = \Sigma_{\text{H I}} + \Sigma_{\text{H}_2}$. The atomic gas surface density $\Sigma_{\text{H I}}$ was computed for these two galactic systems using VLA H I data from Chung et al. 2009. Following Leroy

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

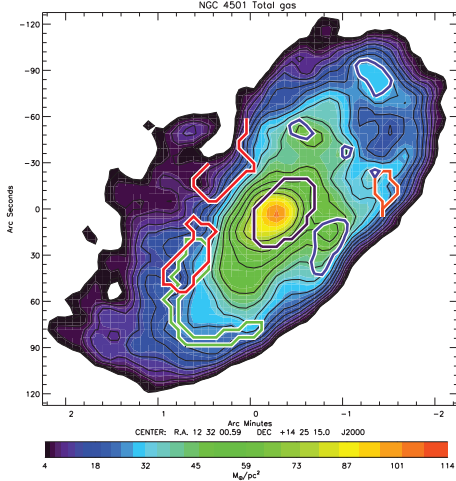


Fig. 7. NGC 4501 total gas surface density $\Sigma_g = \Sigma_{\text{H}_1} + \Sigma_{\text{H}_2}$. Thin black contours levels are (4.0, 4.36, 5.44, 7.24, 9.76, 13.0, 16.96, 21.64, 27.04, 33.16, 40.0, 47.56, 55.84, 64.84, 74.56) $\text{M}_\odot \text{pc}^{-2}$. The resolution is $17''$. Blue contour: high atomic gas surface density regions. Green contour: southern "U" shaped region with low SFE_{H_2} . Orange contour: northern low SFE_{H_2} region. Red contour: high $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ region. Purple contour: central region defined from the stellar surface density excluded from the fit.

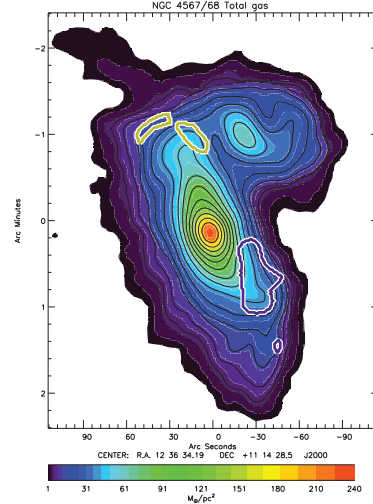


Fig. 8. NGC 4567/68 total gas surface density map. Thin black contours are (4, 5, 8, 13, 20, 29, 40, 53, 68, 85, 104, 125, 148, 173, 200) $\text{M}_\odot \text{pc}^{-2}$. The resolution is $17''$. Yellow contour: northern low SFE_{H_2} region. Purple contour: southern low SFE_{H_2} region.

et al. (2008):

$$\Sigma_{\text{H}_1} = 0.020 \times I_{21\text{cm}} \times \cos(i) \text{ M}_\odot \text{pc}^{-2}, \quad (2)$$

where $I_{21\text{cm}}$ is the integrated intensity of the 21cm line in K km s^{-1} and i the inclination angle of the galaxy. Eq. (2) includes a factor 1.36 to reflect the presence of helium.

Before summing, the CO observations of NGC 4501 and NGC 4567/68 were convolved to the HI resolution ($17''$ for NGC 4501 and NGC 4567/68, $30''$ for NGC 4321).

The total gas surface density maps of NGC 4501 (Fig. 7) shows three low surface density spirals arms in the eastern side of the disk, curved to the north west. Moreover, the southwestern side of NGC 4501 has a well defined edge as seen in Σ_{H_2} . The northern part of NGC 4501 outer disk shows higher gas surface density than the southern one.

NGC 4567/68 total gas surface density is dominated by the molecular gas surface density inside $R \sim 0.5 \times R_{25}$. Therefore, the total gas surface density distribution of NGC 4567 and NGC 4568 show the same spiral arms as in molecular gas (Fig. 8).

The total gas surface density of NGC 4568 is more extended to the south, with a high surface density southern arm curved to the west, and a southern low surface density component curved to the east, causing an east west asymmetry in the south of NGC 4568.

The northern low surface density ($\sim 2 \text{ M}_\odot \text{pc}^{-2}$) tail of NGC 4567/68 does not have any detected CO counterpart.

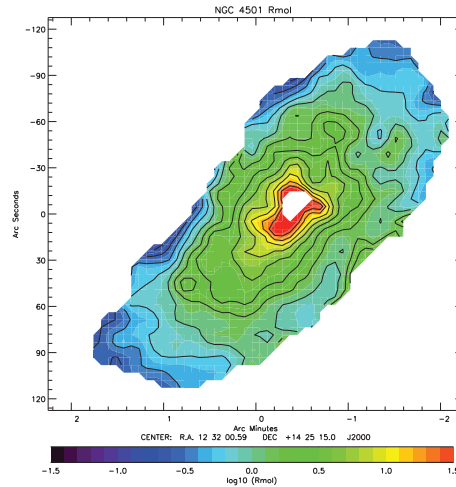


Fig. 9. NGC 4501 molecular ratio $R_{\text{mol}} = \Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{H}_1}$. The resolution is $17''$. Contour levels are (0.04, 0.06, 0.1, 0.16, 0.25, 0.4, 0.63, 1, 1.58, 2.51, 3.98, 6.31, 10, 15.84, 25.11)

3.3. Molecular fraction

The molecular fraction $R_{\text{mol}} = \Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{H}_1}$ was derived using the convolved $17''$ resolution data sets. This ratio is presented for NGC 4501 and NGC 4567/68 in Fig. 9 and Fig. 10.

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

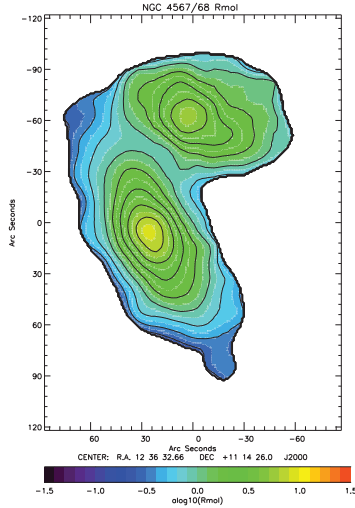


Fig. 10. NGC 4567/68 molecular ratio $R_{\text{mol}} = \Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{H}_1}$. The resolution is $17''$. Contour levels are (0.04, 0.06, 0.1, 0.16, 0.25, 0.4, 0.63, 1, 1.58, 2.51, 3.98, 6.31, 10, 15.84, 25.11).

For NGC 4501 the molecular ratio increases toward the center where no atomic gas is present. The molecular ratio is significantly higher in the western ridge of compressed gas ($R_{\text{mol}} \sim 3$), compared to molecular ratio at similar radii in the north west, west, and south east of the galaxy ($R_{\text{mol}} \sim 0.1$).

In NGC 4567/68 the molecular ratio increases toward the center of the disk, where the molecular gas surface density is about 10 times that of the atomic gas surface density. Between the two galaxies the molecular ratio is high (about one). However, in this region the molecular ratio is sensitive to projections effects. In NGC 4567 the molecular fraction is higher in the spirals arms. The southern outer gas disk has a very low molecular fraction ($R_{\text{mol}} < 0.1$).

3.4. Interstellar gas pressure P_{ext}

Elmegreen (1989) derived the total mid-plane gas pressure P_{tot} from the numerical solution of hydrostatic equilibrium for a gas plus star disk,

$$P_{\text{tot}} = \frac{\pi}{2} G \Sigma_{\text{g}} (\Sigma_{\text{g}} + \Sigma_{\star} \frac{\sigma_{\text{g}}}{\sigma_{\star,z}}) = \rho_{\text{g}} v_{\text{turb}}^2, \quad (3)$$

where ρ_{g} is the gas density, v_{turb} the gas velocity dispersion, G the gravitational constant, Σ_{\star} the stellar surface density, σ_{g} is the gas velocity dispersion, and $\sigma_{\star,z}$ is the vertical stellar velocity dispersion. This expression is accurate to within 10%.

The $3.6 \mu\text{m}$ emission, observed with the IRAC instrument on the *Spitzer* spatial telescope, was used to compute the stellar surface density of these two galactic systems. Following Leroy et al. (2008):

$$\Sigma_{\star} = \gamma_{\star}^{\text{K}} \left(\frac{I_{\text{K}}}{I_{3.6\mu\text{m}}} \right) I_{3.6\mu\text{m}} \cos(i) = 280 I_{3.6\mu\text{m}} \cos(i) \text{ M}_{\odot} \text{Pc}^{-2},$$

Article number, page 6 of 45

(4)

where $\gamma_{\star}^{\text{K}} = 0.5 \text{ M}_{\odot}/L_{\odot,\text{K}}$ is the K-band mass-to-light ratio, I_{K} is the K-band intensity in MJy ster^{-1} and $I_{3.6\mu\text{m}}$ the $3.6 \mu\text{m}$ intensity in MJy ster^{-1} . A fixed ratio $I_{\text{K}}/I_{3.6\mu\text{m}} = 1.818$ and a solar K-band magnitude of 3.28 mag (Binney & Merrifield 1998) were assumed.

The vertical stellar velocity dispersion can be derived from the stellar scale length l_{\star} (following Leroy et al. (2008) and reference therein):

$$\sigma_{\star,z} = \sqrt{\frac{2\pi G l_{\star}}{7.3} \Sigma_{\star}^{\frac{1}{2}}}. \quad (5)$$

Eq. (5) assumes (1) a constant exponential stellar scale height h_{star} within the disk; (2) $l_{\star}/h_{\star} = 7.3 \pm 2.2$ (Kregel et al. 2002), and (3) an isothermal disk in the vertical direction (see van der Kruit 1988, van der Kruit & Searle 1981). We derived the stellar scale length of NGC 4501, NGC 4567/68 and NGC 4321 from radial profiles of their stellar surface density. The inner bulge component was excluded for the fit. We found $l_{\star} = 3.3 \text{ kpc}$ for NGC 4501, $l_{\star} = 1.6 \text{ kpc}$ for NGC 4567, $l_{\star} = 2.1 \text{ kpc}$ for NGC 4568, and $l_{\star} = 4.9 \text{ kpc}$ for NGC 4321.

For all four galaxies, the ISM pressure P_{tot} was computed with deprojected data. The molecular fraction divided by the ISM pressure ($R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$) maps are presented in the upper panels of Fig. 11, Fig. 12, and Fig. 13 for NGC 4501, NGC 4567/68, and NGC 4321, respectively. Errors maps of $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ are presented in the lower panels of Fig. 11, 12, and 13. The thick black contours indicate errors greater than 0.5 dex (\sim a factor of 3).

For NGC 4501, $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ is nearly constant all over the disk. Nevertheless, some regions deviate from the average value. $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ is lower in the west of the galaxy center (blue region) and in three distinct northern regions where the atomic gas surface density is also high. Moreover, in the southeastern part of NGC 4501 we detect a region where $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ is high.

In NGC 4568 (Fig. 12) a clear north-south asymmetries is detected, $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ being lower in the northern part of the disk. In NGC 4567 the spiral arms have a lower $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ than the inter-arm regions.

In NGC 4321 (Fig. 13) the spirals arms show a ~ 0.2 dex lower $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ than inter-arm regions as in NGC 4567.

To investigate the role of self-gravitating gas, we determined the ratio of gas pressure due to the gravitational potential of the gas $P_{\text{g}} = (\pi/2) G \Sigma_{\text{g}}^2$ to that due to the stellar potential $P_{\text{s}} = (\pi/2) G \Sigma_{\text{g}} (\sigma_{\text{g}}/\sigma_{\star,z}) \Sigma_{\star}$. The ratio $P_{\text{g}}/P_{\text{s}} > 1$ indicates that the ISM is self-gravitating. The pressure ratio maps $P_{\text{g}}/P_{\text{s}}$ of NGC 4501 and NGC 4567/68 are presented in Fig. 14 and 15.

In NGC 4501 the ISM pressure is mostly dominated by the stellar potential. However, west of the galaxy center, within the ridge of compressed gas, the gravitational potential of the gas becomes important compared to the stellar potential. Moreover, in the eastern region of the disk the pressure due to the stellar component is dominating the ISM pressure budget. Contrary to the inner regions of NGC 4501, the central part of NGC 4568 has a high pressure ratio $P_{\text{g}}/P_{\text{s}} > 0.7$, i.e. the gas is self-gravitating. The spiral arms of NGC 4567 and NGC 4568 also show a higher $P_{\text{g}}/P_{\text{s}} \sim 0.6$ than the inter-arm or more external regions where $P_{\text{g}}/P_{\text{s}} \sim 0.3$.

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

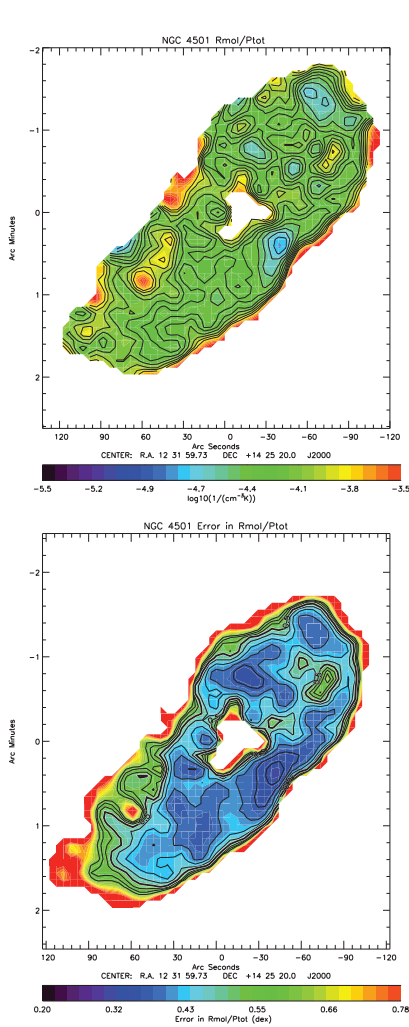


Fig. 11. NGC 4501. *Upper panel:* molecular ratio divided by the ISM pressure $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$. The resolution is $17''$. The ISM pressure and the molecular ratio are deprojected. Contour levels are (2, 2.5, 3.2, 4, 5, 6.3, 7.9, 10, 12.6, 15.8) $\times 10^{-5} \text{ cm}^3 \text{ K}^{-1}$. *Lower panel:* error in $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ (in dex). The thick black contour corresponds to 0.5 dex. Contour levels are (0.3, 0.33, 0.37, 0.4, 0.43, 0.47, 0.5, 0.53, 0.57, 0.6) dex.

3.5. SFR and SFE_{H_2}

For both galaxy systems, the star formation rate surface density ($\dot{\Sigma}_*$) was computed with the *Galaxy Evolution Explorer* (GALEX, Martin et al 2005) far-ultraviolet (FUV) emission and the $24 \mu\text{m}$ emission from *Spitzer* (Werner et al. 2004) following Leroy et al. (2008):

$$\dot{\Sigma}_*(\text{FUV}+24\mu\text{m}) = (8.1 \times 10^{-2} I_{\text{FUV}} + 3.2 \times 10^{-3} I_{24}) \times \cos(i),$$

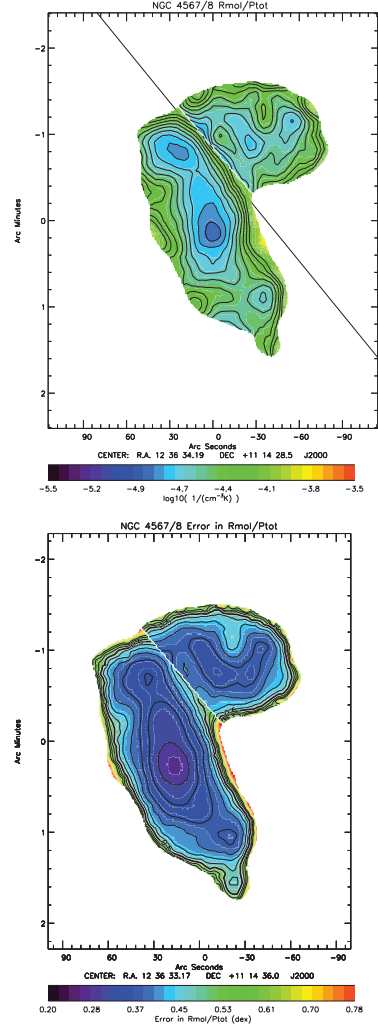


Fig. 12. NGC 4567/8. *Upper panel:* molecular ratio divided by the ISM pressure $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$. The resolution is $17''$. The ISM pressure and the molecular ratio are deprojected. Contour levels are (1.2, 1.4, 1.7, 2.1, 2.5, 3, 3.6, 4.4, 5.2, 6.3) $\times 10^{-5} \text{ cm}^3 \text{ K}^{-1}$. *Lower panel:* error in $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ (in dex). The thick black contour corresponds to 0.5 dex. Contour levels are (0.3, 0.33, 0.37, 0.4, 0.43, 0.47, 0.5, 0.53, 0.57, 0.6) dex.

(6)

where both intensities I_{FUV} and I_{24} are in MJy ster^{-1} and gives $\dot{\Sigma}_*(\text{FUV}+24 \mu\text{m})$ in $\text{M}_{\odot} \text{ kpc}^{-2} \text{ yr}^{-1}$. While the FUV flux traces unobscured star formation from O and B stars, the $24 \mu\text{m}$ emission is related to the UV heated dust. Thus, adding the $24 \mu\text{m}$ to the FUV emission, fills the gap of shielded O and B stars. The FUV heated dust emission can also be tracked using the total infrared emission (hereafter

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

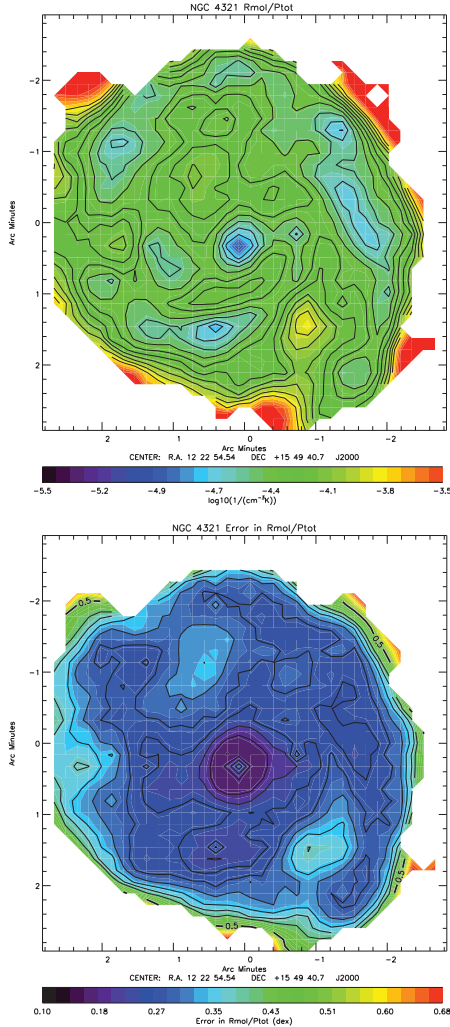


Fig. 13. NGC 4321. *Upper panel:* molecular ratio divided by the ISM pressure $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$. The resolution is $17''$. The ISM pressure and the molecular ratio are deprojected. Contour levels are $(1.2, 1.4, 1.7, 2.1, 2.5, 3, 3.6, 4.4, 5.2, 6.3) \times 10^{-5} \text{ cm}^3 \text{ K}^{-1}$. *Lower panel:* error in $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ (in dex). The thick black contour corresponds to 0.5 dex. Contour levels are (0.1, 0.13, 0.17, 0.2, 0.23, 0.27, 0.3, 0.33, 0.36, 0.4) dex.

TIR; see Hao et al. 2011; Galametz et al. 2013; Boquien et al. 2015).

We tried three different ways of computing the TIR emission and concluded that the $24 \mu\text{m}$ traces the TIR within less than 0.09 dex. This motivates our choice of using the $24 \mu\text{m}$ to trace the obscured star formation (see discussion in appendix B.1). We also made sure that the SFR computed with the $\text{H}\alpha$ does not deviate significantly from

Article number, page 8 of 45

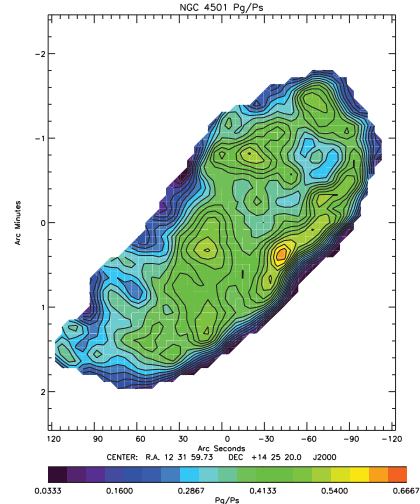


Fig. 14. NGC 4501: ISM pressure due to the gravitational potential of the gas divided by the ISM pressure due to the stellar potential (P_g/P_s). The resolution is $17''$. Contour levels are $(0.33, 0.67, 1, 1.33, 1.67, 2, 2.33, 2.67, 3, 3.33, 3.67, 4, 4.33, 4.67, 5, 5.33, 5.67, 6, 6.33, 6.67) \times 10^{-1}$.

the SFR computed with the FUV (see appendix B.2 for the detailed study). Finally, we chose the FUV+ $24 \mu\text{m}$ for an easier comparison with other studies of nearby galaxies (e.g. Leroy et al. 2008, Bigiel et al. 2008). In the following $\dot{\Sigma}_*$ will refer to $\dot{\Sigma}_*(FUV + 24\mu\text{m})$

For the two galactic systems, the star formation efficiency maps with respect to the molecular gas $SFE_{\text{H}_2} = \dot{\Sigma}_*/\Sigma_{\text{H}_2}$ are presented in the upper panels of Fig. 16 and 17. The corresponding errors maps of SFE_{H_2} are presented in the lower panels for NGC 4501 and NGC 4567/68, respectively.

The SFE_{H_2} of NGC 4501 shows spatial variations within the disk from ~ 0.2 to $\sim 1.5 \text{ Gyr}^{-1}$. The high molecular SFE_{H_2} regions correspond to regions where the molecular surface density is high, except in the very center of NGC 4501 where the SFE_{H_2} is low and Σ_{H_2} is high. Most probably, the molecular gas surface density is overestimated by the assumed constant X_{CO} factor (see Section 4.1 for details on X_{CO} issues). At the northeastern edge, the SFE_{H_2} is high with a low Σ_{H_2} . The southern edge of the disk shows a low SFE_{H_2} . This U-shaped region corresponds to regions of low Σ_{H_2} . Within the compressed western region, the region west of the galaxy center has an average SFE_{H_2} , whereas the northwestern part shows a low SFE_{H_2} .

The SFE_{H_2} of NGC 4567/68 is on average higher than that of NGC 4501. The SFE_{H_2} is lower in the northwestern tidally interacting part of the disk and in the southwest of NGC 4568. The SFE_{H_2} is higher in the eastern part of NGC 4568 than in the western part of the disk. In the center and in the spirals arms of NGC 4567, the SFE_{H_2} is lower compared to inter-arm regions.

The molecular star formation of NGC 4321 is almost constant over the entire galactic disk.

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

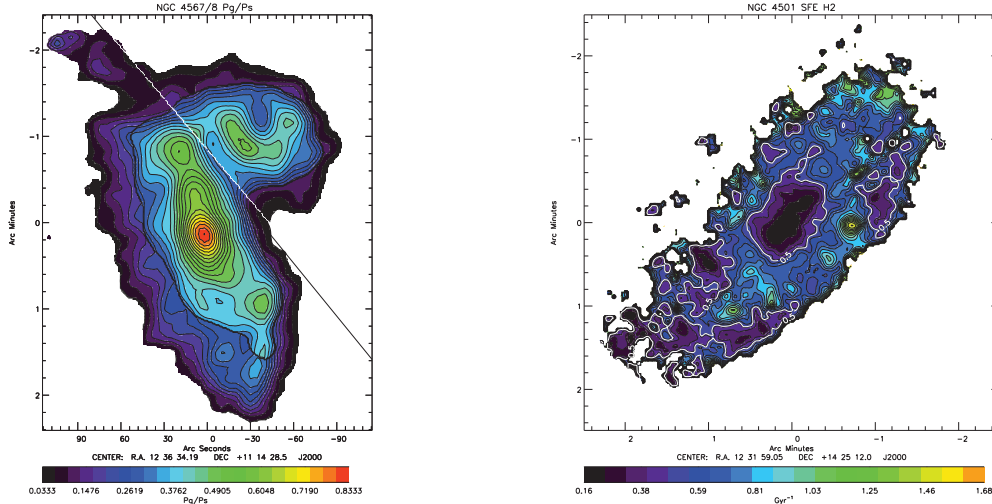


Fig. 15. NGC 4567/68: ISM pressure due to the gravitational potential of the gas divided by the ISM pressure due to the stellar potential (P_g/P_s). The resolution is $17''$. Contour levels are (0.33, 0.67, 1, 1.33, 1.67, 2, 2.33, 2.67, 3, 3.33, 3.67, 4, 4.33, 4.67, 5, 5.33, 5.67, 6, 6.33, 6.67, 7, 7.33, 7.67, 8, 8.33) $\times 10^{-1}$.

4. Discussion

4.1. The X_{CO} conversion factor

Techniques that estimate the H_2 gas density according to CO emission reveal to be tricky as they rely mainly on three theoretical key assumptions (Dickman et al. 1986): (1) all GMCs have the same mean surface density (overlapping clouds could lead to smaller value of I_{CO} , so that H_2 mass could be underestimated). (2) The mean brightness temperature of the CO is well defined and does not vary with cloud size (CO emission is assumed to be optically thick which is not always the case). (3) GMCs have similar sizes, this last assumption is the result of assuming that individual clouds are virialized. Moreover, the conversion factor is both expected and observed to vary with metallicity (van Dishoeck & Black 1988; Wolfire et al. 2010) leading to lower value at higher metallicity. Thus, in spiral galaxies the well known metallicity gradient (Shaver et al. 1983, Pilkington et al. 2012 and references therein) may lead to an overestimation of Σ_{H_2} in central regions where the metallicity is expected to be higher. The conversion factor is also observed to sharply increase at metallicities below one-half solar. Nevertheless, the variation of X_{CO} with metallicity is yet poorly constrained, thus we prefer the use of a simpler, first order description of X_{CO} . Bolatto et al. (2013) recommended the use of $X_{CO}^{1-0} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\alpha_{CO}^{1-0} = 4.4 M_\odot (\text{K km/s pc}^2)^{-1})$, which is within $\pm 30\%$ uncertainty. This gives, assuming a line ratio $R_{21} = 0.8$, a value of $\alpha_{CO}^{2-1} = 5.5 M_\odot (\text{K km/s pc}^2)^{-1}$.

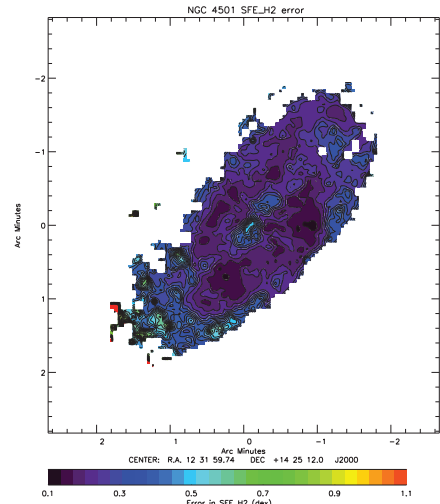


Fig. 16. NGC 4501. *Upper panel:* star formation efficiency with respect to the molecular gas ($SFE_{H_2} = SFR/\Sigma_{H_2}$). Contour levels are (6, 12, 18, 24, 29, 36, 42, 48, 53, 59, 65, 72, 78, 84, 90, 96, 102, 107, 113, 119) $\times 10^{-2} \text{ Gyr}^{-1}$. The white contour corresponds to $SFE_{H_2} = 0.5 \text{ Gyr}^{-1}$ or a molecular gas depletion time of 2 Gyr. *Lower panel:* error of the star formation efficiency with respect to the molecular gas (dex)

4.1.1. The star formation efficiency

The Schmidt-Kennicutt relation (KS) (Schmidt 1959, 1963 and works of Kennicutt 1989, 1988b) links the gas reservoir of galaxies to the SFR using integrated values of SFR and $\Sigma_g = \Sigma_{HI} + \Sigma_{H_2}$. Kennicutt (1998b) found a non linear relation (considering disk averages SFR and gas densities) $\Sigma_{SFR} = A \times \Sigma_g^N$ with $N = 1.4 \pm 0.15$ from normal star forming spirals to starburst galaxy sample. Many other works

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

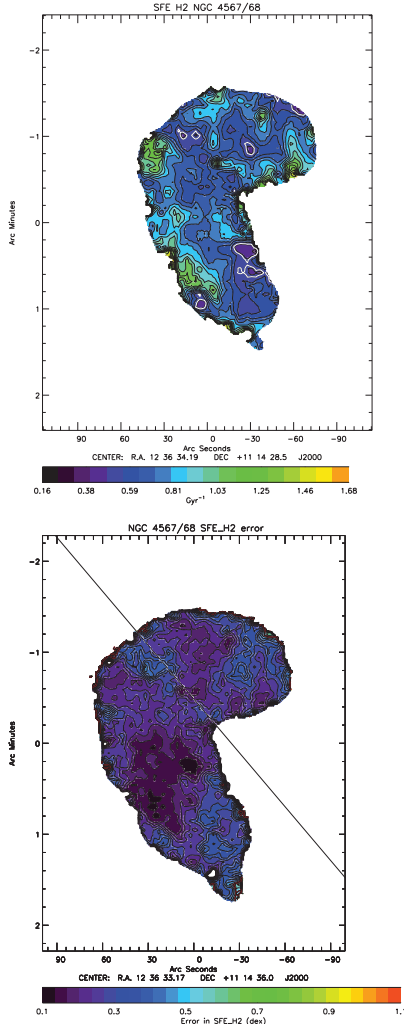


Fig. 17. NGC 4567/6. *Upper panel:* NGC 4567/68 star formation efficiency with respect to the molecular gas ($SFE_{H_2} = SFR/\Sigma_{H_2}$). Contour levels are (6, 12, 18, 24, 29, 36, 42, 48, 53, 59, 65, 72, 78, 84, 90, 96, 102, 107, 113, 119) $\times 10^{-2} \text{ Gyr}^{-1}$. The white contour corresponds to $SFE_{H_2} = 0.5 \text{ Gyr}^{-1}$ or a molecular gas depletion time of 2 Gyr. *Lower panel:* error of the star formation efficiency with respect to the molecular gas (dex)

found N in the range of 1.0-2.0. Nevertheless, the use of $\Sigma_g = \Sigma_{H_1} + \Sigma_{H_2}$ in this relation is puzzling since star forms in molecular clouds and thus the information of the transition from H_1 to H_2 is hidden when using Σ_g . These studies consider average SFR and gas surface densities.

Others studies, found shallower power laws ($N \sim 1$) using only the molecular gas and SFR (Wong & Blitz 2002; Kennicutt et al. 2007; Bigiel et al 2008; Leroy et al. 2008,

2013). while Wong & Blitz (2002) considers azimuthally averaged surface densities, Kennicutt et al. (2007), Bigiel et al. (2008) and Leroy et al. (2008, 2013) studied the KS law at kpc or sub-kpc resolution.

A weaker correlation, or even no correlation, between atomic gas and SFR are found by Bigiel et al (2008) in their sample of 18 nearby galaxies. Moreover, it is observed that the atomic gas surface density in spirals and dwarf galaxies saturates at $\sim 10 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ Bigiel et al (2008), so that the correlation between atomic gas and SFR is showing the saturation of the H_1 line (Blitz & Rosolowsky (2006), Krumholz et al. (2009)).

We investigated the spatially resolved SFR- Σ_g , SFR- Σ_{H_1} and SFR- Σ_{H_2} relations for the four galaxies. Each point corresponds to a resolution element of $17''$ or $\sim 1.5 \text{ kpc}$. The resulting plots are presented in Fig. 18, 19, 20, and 21 for NGC 4501, NGC 4567, NGC 4568, and NGC 4321, respectively.

As expected, we do not see any clear correlation between SFR and Σ_{H_1} for NGC 4501 and NGC 4321. Nevertheless, for NGC 4567/68 and NGC 4321 two regimes can be seen: (1) where $\log_{10}(\Sigma_{H_1}) < 0.9 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ ($8 M_\odot \text{ pc}^{-2}$) and (2) where $\log_{10}(\Sigma_{H_1}) > 0.9 M_\odot \text{ pc}^{-2}$. The first regime shows a shallower slope than the second one. In the central part of NGC 4501 the H_1 surface density decreases radially to the center where no H_1 is detected. Thus, the correlation between H_1 and SFR brakes down in the centrals part of NGC 4501. This behavior is also observed in the field spiral galaxy NGC 628 (Leroy et al. 2008), where the H_1 surface density also strongly decreases toward the galaxy center where the gas is mostly molecular.

A power law was fitted to the SFR- Σ_{H_2} and the SFR- Σ_g relations:

$$\log_{10}(\text{SFR}) = n_1 \times \log_{10}(\Sigma_{H_2}) + \gamma_1 \quad (7)$$

$$\log_{10}(\text{SFR}) = n_2 \times \log_{10}(\Sigma_g) + \gamma_2. \quad (8)$$

We used an MCMC approach for a linear regression with errors in both X and Y data (IDL routine LINMIX_ERR). This Bayesian approach gives the probability density distribution of both, the slope and the offset of the fit. We also computed the Spearman rank correlation ρ for the two relations (Table 3).

For NGC 4501 the central area was excluded from the fit, since the conversion factor is not reliable and no H_1 is detected in the center. For all three galaxies we found a power law index n_1 for the molecular KS relation (Σ_{H_2} -SFR) in the range of 0.9-1, as found in other non interacting galaxies. For the Σ_g -SFR relation a power law index n_2 of 1.1 – 1.5 was found. Moreover, the rms of the molecular and total gas KS relations are less than 20%. Those two results suggest that gas compression, either from ram pressure or from gravitational interaction do not significantly change the KS relation.

For a direct comparison between galaxies, the SFR- Σ_{H_2} , SFR- Σ_{H_1} , SFR- Σ_g , and $R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$ relations are presented in Fig. 22. NGC 4321 shows a ~ 0.2 dex lower molecular SFE_{H_2} and total SFE_g . In the inner galactic disks (at high P_{tot}) of NGC 4567 and entire gas disk of NGC 4568 the molecular ratio is lower than that of the other galaxies.

4.1.2. The molecular fraction

Wong and Blitz (2002), and Blitz and Rosolowsky (2006) (BR06) investigated the ISM pressure - molecular fraction

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

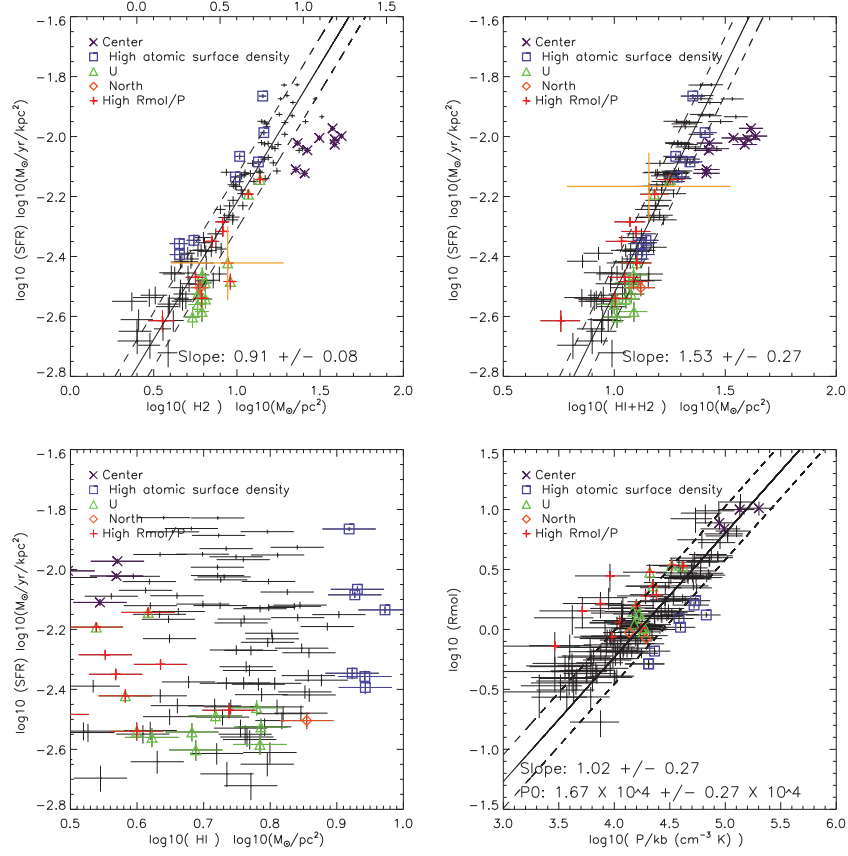


Fig. 18. NGC 4501. *Upper left panel:* SFR as a function of Σ_{H_2} . *Upper right panel:* SFR as a function of total gas surface density. *Lower left panel:* SFR as a function of atomic gas surface density. *Lower right:* molecular ratio versus ISM pressure P_{tot} .

Table 3. Results of the fitting analysis I

Name		SFR- Σ_{H_2}	SFR-(H_I+H_2)	$R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$
NGC 4501	slope	$n_1 = 0.91 \pm 0.08$	$n_2 = 1.53 \pm 0.27$	$\alpha = 1.02 \pm 0.27$
	offset	$\gamma_1 = -3.13 \pm 0.09$	$\gamma_2 = -4.06 \pm 0.32$	$P_0 = 1.67 \pm 0.27 \times 10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$
	rms (dex)	0.065	0.052	0.150
	ρ	0.916	0.929	0.848
NGC 4567	slope	$n_1 = 0.85 \pm 0.09$	$n_2 = 1.11 \pm 0.15$	$\alpha = 0.70 \pm 0.40$
	offset	$\gamma_1 = -2.98 \pm 0.11$	$\gamma_2 = -3.48 \pm 0.20$	$P_0 = 2.50 \pm 1.20 \times 10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$
	rms (dex)	0.055	0.083	0.048
	ρ	0.977	0.981	0.962
NGC 4568	slope	$n_1 = 1.00 \pm 0.04$	$n_2 = 1.33 \pm 0.10$	$\alpha = 0.76 \pm 0.15$
	offset	$\gamma_1 = -3.14 \pm 0.05$	$\gamma_2 = -3.82 \pm 0.14$	$P_0 = 3.20 \pm 0.72 \times 10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$
	rms (dex)	0.061	0.101	0.100
	ρ	0.977	0.968	0.912
NGC 4321	slope	$n_1 = 0.98 \pm 0.06$	$n_2 = 1.30 \pm 0.07$	$\alpha = 0.86 \pm 0.09$
	offset	$\gamma_1 = -3.37 \pm 0.09$	$\gamma_2 = -3.98 \pm 0.10$	$P_0 = 1.60 \pm 0.24 \times 10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$
	rms (dex)	0.066	0.071	0.246
	ρ	0.962	0.980	0.924

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

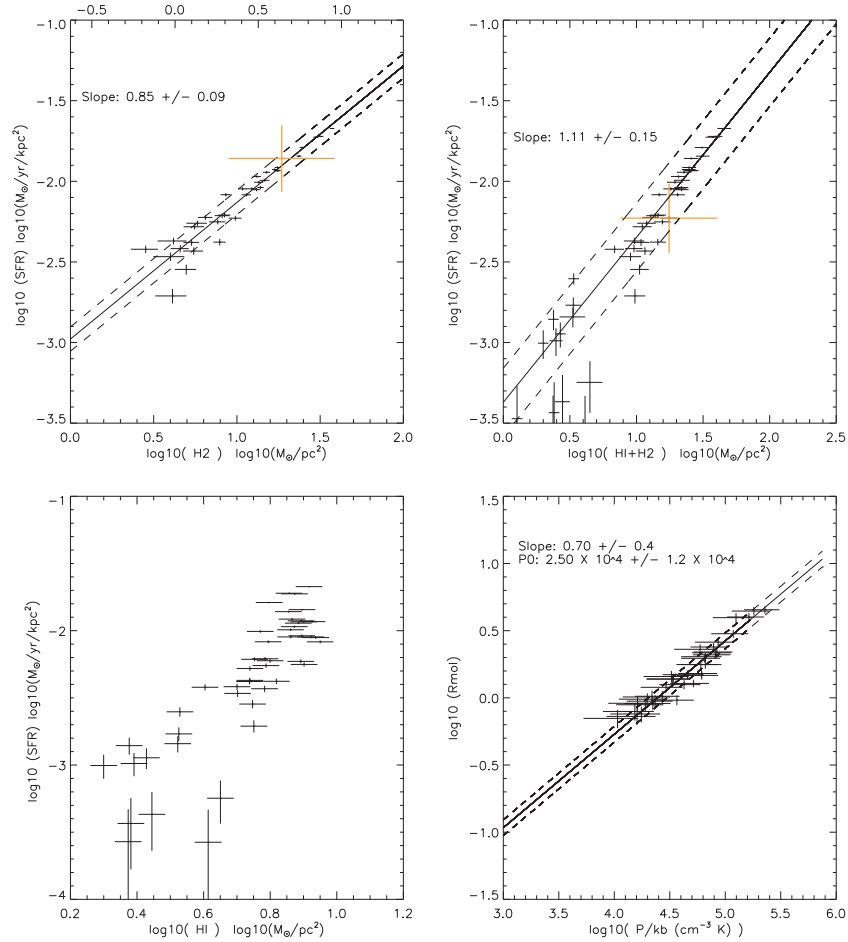


Fig. 19. NGC 4567. *Upper left panel:* SFR as a function of Σ_{H_2} . *Upper right panel:* SFR as a function of total gas surface density. *Lower left panel:* SFR as a function of atomic gas surface density. *Lower right:* molecular ratio versus the ISM pressure P_{tot} .

relation with a pixel by pixel analysis. They fitted a relation between $\log(P_{\text{tot}}/k_B)$ and $\log(R_{\text{mol}})$, with k_B being the Boltzmann constant. These authors found that the molecular fraction is correlated with the ISM pressure mostly in regions where $R_{\text{mol}} > 1$:

$$R_{\text{mol}} = \left(\frac{P_{\text{tot}}}{P_0} \right)^{0.92 \pm 0.07}, \quad (9)$$

with $P_0/k_B = 3.5 \pm 0.6 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}\text{K}$ the pressure of the interstellar medium where $R_{\text{mol}} = 1$. They found that P_0 shows an offset for HI-poor systems, such as environmentally interacting galaxies. The index of the power law does not show any systematic behavior comparing the interacting to the non-interacting population in their sample. BR06 computed the ISM pressure in the following way: $P_{\text{tot}}^{\text{BR06}} = 272 \cdot \Sigma_g \Sigma_\star^{0.5} v_{\text{disp}} h_\star^{-0.5}$, with a mean gas velocity

dispersion $v_{\text{disp}} = 8 \text{ km s}^{-1}$. We added the Σ_g^2 term to take the self-gravitation of the gas into account, and took $v_{\text{disp}} = 10 \text{ km s}^{-1}$. As BR06 we used a constant conversion factor $\alpha_{\text{CO}} = 4.4 M_\odot (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$.

We investigated the spatially resolved molecular fraction - ISM pressure relation for NGC 4501, NGC 4567/68, and NGC 4321. The resulting relations are presented in Fig. 18, 19, 20, and 21. We fitted the following power law to these relations:

$$R_{\text{mol}} = \left(\frac{P_{\text{tot}}}{P_0} \right)^\alpha. \quad (10)$$

The results of the fit and Spearman correlation coefficient ρ are given in Tab. 3. For NGC 4501 the power law index is higher ($\alpha = 1.02 \pm 0.27$) than for NGC 4567 ($\alpha = 0.70 \pm 0.40$), NGC 4568 ($\alpha = 0.76 \pm 0.15$), and NGC 4321 ($\alpha = 0.86 \pm 0.09$). Nevertheless, the rms is

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

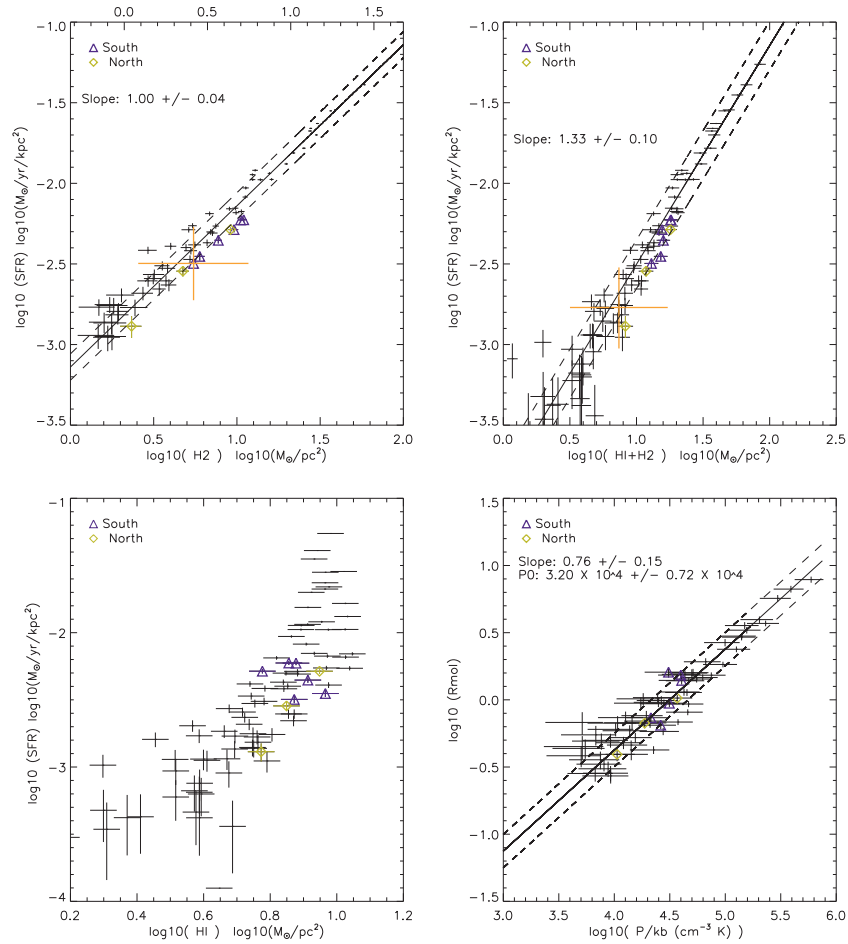


Fig. 20. NGC 4568. *Upper left panel:* SFR as a function of Σ_{H_2} . *Upper right panel:* SFR as a function of total gas surface density. *Lower left panel:* SFR as a function of atomic gas surface density. *Lower right:* molecular ratio versus the ISM pressure P_{tot} .

higher and the Spearman coefficient lower for NGC 4501 ($\rho = 0.85$) than that of the three other galaxies ($\rho = 0.96$, $\rho = 0.91$, $\rho = 0.92$). Our derived power law indices are in agreement with $\alpha = 0.8 - 0.9$ found in other studies (Leroy et al. 2008; Wong & Blitz 2002; BR06).

Leroy et al. (2008) found a large scatter in both α and P_0 in their sample when looking at galaxies individually. Considering the errors, the α and P_0 values we found are in agreement with the values found by Wong and Blitz (2002), BR06 and Leroy et al. (2008).

By calculating the ISM pressure with the BR06 recipe ($P = P_s$ and $v_{\text{turb}} = 8$ km/s), we found similar values for P_0 in NGC 4501 and a somewhat higher, but still compatible value of P_0 for NGC 4321 (see Tab. 4). Nevertheless, when computing the ISM pressure using $P_{\text{tot}} = P_g + P_s$, we systematically found significantly higher values of P_0 compared to the calculation with $P_{\text{tot}} = P_s$: $P_0 = 1.6$ cm $^{-3}$ K

for NGC 4321 and NGC 4501, $P_0 = 2.5$ cm $^{-3}$ K for NGC 4567, and $P_0 = 3.2$ cm $^{-3}$ K for NGC 4568. We thus conclude that the gravitational potential of the gas is often significant compared to the stellar potential. The values of P_0 of the tidally interacting galaxies are significantly higher than those of NGC 4321 and NGC 4501.

The molecular ratio can be linked to the stellar and gas surface density. A linear relation between R_{mol} and Σ_* was found by Leroy et al. (2008). These authors stated that “the simplest explanation is that present-day star formation roughly follows past star formation. A more aggressive interpretation is that the stellar potential well or feedback is critical to bring gas to high densities.” Moreover, we investigated the dependence of the molecular fraction R_{mol} on the total gas surface density Σ_g . We show the $R_{\text{mol}}-\Sigma_*$ and $R_{\text{mol}}-\Sigma_g$ relations in the upper panels of Fig. 23, 24,

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

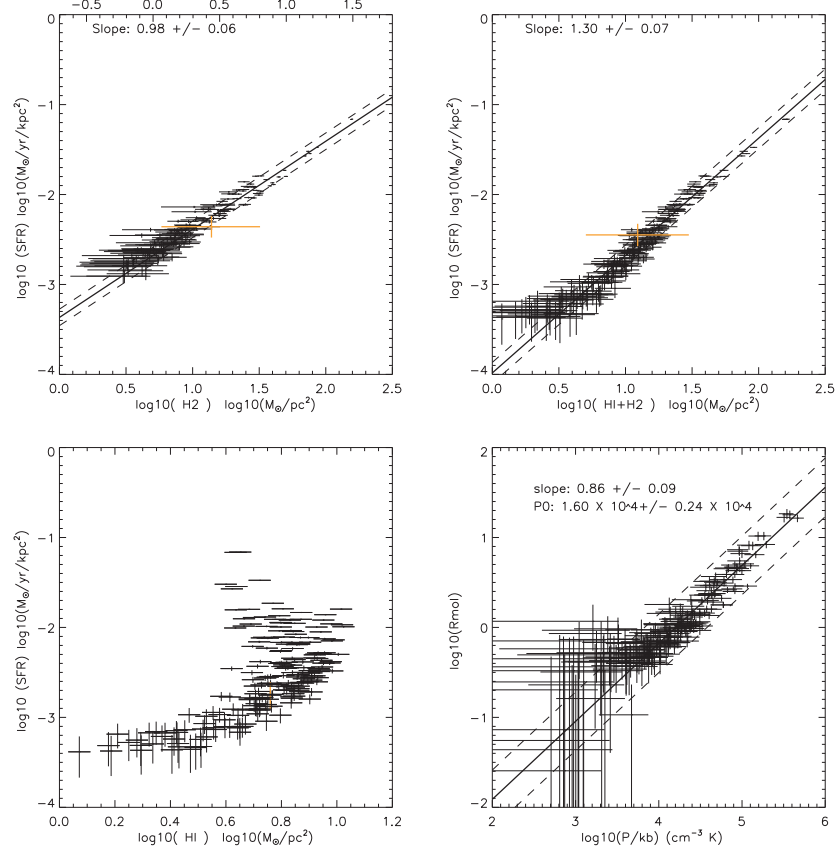


Fig. 21. NGC 4321. *Upper left panel:* SFR as a function of Σ_{H_2} . *Upper right panel:* SFR as a function of total gas surface density. *Lower left panel:* SFR as a function of atomic gas surface density. *Lower right:* molecular ratio versus the ISM pressure P_{tot} .

Table 4. Normalization of the correlation between molecular fraction and pressure.

Galaxy	BR06	$P_{\text{tot}}=P_s$	$P_{\text{tot}}=P_s+P_g$
	P_0 ($10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$)	P_0 ($10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$)	P_0 ($10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$)
NGC 4501	1.2	1.24 ± 0.25	1.67 ± 0.27
NGC 4567	...	1.78 ± 1.15	2.50 ± 1.20
NGC 4568	...	2.20 ± 0.70	3.20 ± 0.72
NGC 4321	0.7	1.04 ± 0.22	1.60 ± 0.24

25, and 26 for NGC 4501, NGC 4567/68, and NGC 4321, respectively.

The following power laws were fitted to the data:

$$\log_{10}(R_{\text{mol}}) = n_3 \times \log_{10}(\Sigma_{\star}) + \gamma_3 \quad (11)$$

$$\log_{10}(R_{\text{mol}}) = n_4 \times \log_{10}(\Sigma_g) + \gamma_4. \quad (12)$$

The results of these fits and the corresponding Spearman coefficients are presented in Table 5.

As found by Leroy et al. (2008), we observe an approximately linear correlation between the molecular fraction R_{mol} and the stellar surface density Σ_{\star} . A slightly steeper

slope of $n_3 = 1.24 \pm 0.26$ is found for NGC 4501 compared to $n_3 = 1.03 \pm 0.55$ and $n_3 = 1.00 \pm 0.22$ for NGC 4567 and NGC 4568, respectively. We found somewhat, but not significantly higher Spearman coefficients and a lower rms for the $R_{\text{mol}}-\Sigma_{\star}$ relations compared to the $R_{\text{mol}}-\Sigma_g$ relations (mean $\langle \rho \rangle_{\text{sample}} = 0.930$ for $R_{\text{mol}}-\Sigma_{\star}$ compared to a mean $\langle \rho \rangle_{\text{sample}} = 0.895$ for $R_{\text{mol}}-\Sigma_g$). Thus, as found by Leroy et al. (2008) the best prediction of R_{mol} is determined by using Σ_{\star} or P_{tot} .

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

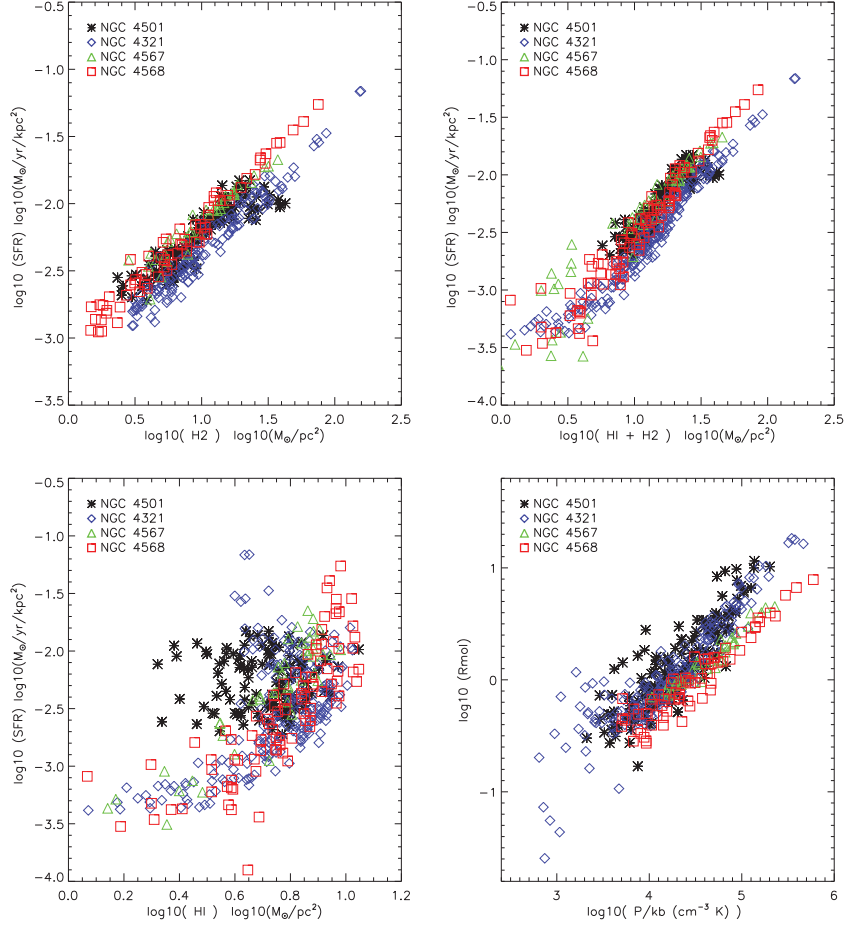


Fig. 22. NGC 4501, NGC 4567/8, and NGC 4321. *Upper left panel:* SFR as a function of Σ_{H_2} . *Upper right panel:* SFR as a function of total gas surface density. *Lower left panel:* SFR as a function of atomic gas surface density. *Lower right:* molecular ratio as a function of the ISM pressure P_{tot} .

4.1.3. Correlations implying ratios

As a linear correlation exist between R_{mol} and P_{tot} , the correlations between the ratio $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ and observed quantities can be studied. Using the Toomre Q parameter defined as:

$$Q = \frac{\Omega v_{\text{turb}}}{\pi G \Sigma_{\text{g}}}, \quad (13)$$

with $\Omega = v(R)/R$ being the angular velocity and v_{turb} the velocity dispersion of the gas. Substituting $v_{\text{turb}} = (Q \pi G \Sigma_{\text{g}})/\Omega$ in Eq. 3 leads to:

$$\rho_{\text{g}} = \frac{\Omega^2}{2\pi G Q^2} + \frac{\Omega \Sigma_{\star}}{2Q\sigma_{\star}}. \quad (14)$$

Thus, ρ_{g} increases for decreasing Q or increasing gas self-gravitation. Since both, R_{mol} and P_{tot} depend on ρ_{g} (see

Eq. 3), we expect to find a correlation between $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ and $Q \propto \Omega/\Sigma_{\text{g}}$ if a constant velocity dispersion of the gas is assumed.

We show $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ as a function of Q (assuming a turbulent velocity dispersion of 10 km s^{-1} for the gas) in the four galaxies. The corresponding plots are presented in the right panel of Fig. 27, 28, 29, and 30 for NGC 4501, NGC 4567, NGC 4568, and NGC 4321 respectively. We found a correlation in the four galaxies (Spearman coefficient $0.6 < \rho < 0.9$). The mean slope is 1.0 and the typical rms of the correlations are less than 0.1 dex (a factor of 1.26). Thus, as expected, $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ is low where the gas is more self-gravitating and Q is low.

In a second step we looked at the relation between $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ and $P_{\text{g}}/P_{\text{s}}$ to investigate the importance of self-gravitating gas (see Fig. 23, 24, 25, and 26). We found

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

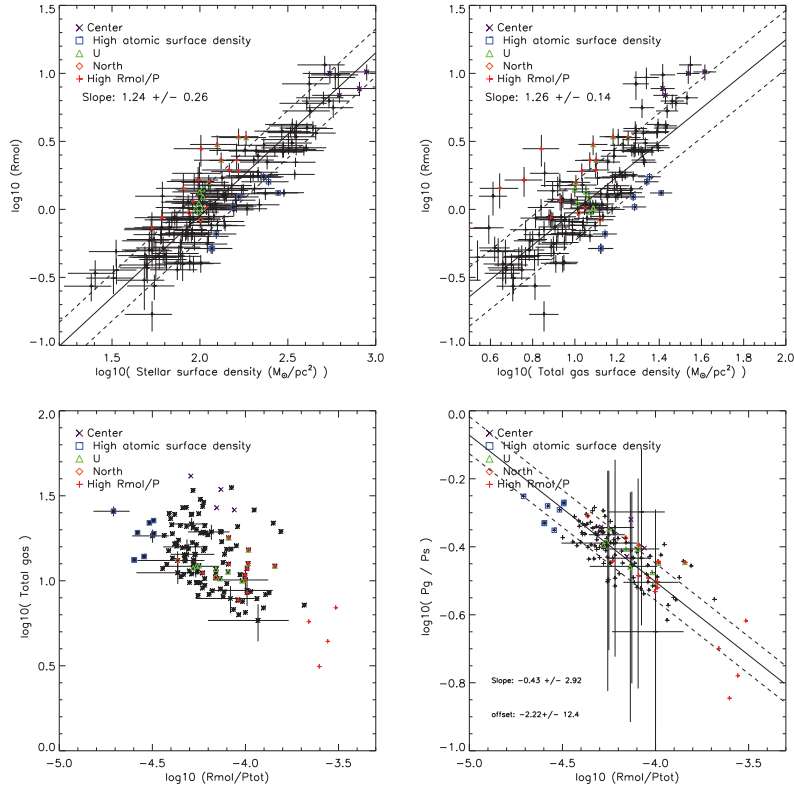


Fig. 23. NGC 4501. *Upper left panel:* molecular fraction as a function of stellar surface density. *Upper right panel:* molecular fraction as a function of the total gas surface density. *Lower left panel:* total gas as a function of molecular fraction divided by ISM pressure. *Lower right:* pressure due to the gravitational potential of the gas divided by the pressure due to the potential of the stellar disk ($P_{\text{g}}/P_{\text{s}}$) as a function of the molecular fraction divided by ISM pressure. For clarity we only show a few errors bars.

an anti-correlation (Spearman $\rho < -0.7$ for NGC 4501 and NGC 4567/68) indicating that when the gas is at the limit of self-gravitating ($P_{\text{g}}/P_{\text{s}}$ high) $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ is low. For NGC 4321 the pressure due to gravitational potential of the gas is dominating everywhere ($P_{\text{g}}/P_{\text{s}} > 1$). The correlation is thus less well defined (Spearman $\rho = 0.53$).

The relation between the Toomre Q parameter and the molecular SFE_{H_2} is shown in the lower panels of Fig. 27, 28, 29, and 30. We found Spearman ρ coefficients less than 0.1 (see Tab. 6) indicating that these quantities are not correlated within the galaxies.

For completeness we correlated $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ with Σ_{g} . We found no correlation for NGC 4501 and NGC 4321 (Spearman $\rho \sim -0.3$). For NGC 4567 and NGC 4568 we found an anti-correlation (Spearman $\rho \sim -0.8$). However, $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ is better correlated to the Toomre Q parameter than to Σ_{g} .

Finally we tested the correlation between the two ratios SFE_{H_2} and $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$. We found no clear sign of correlation, when looking at galaxies individually (see left panel of Fig. 27, 28, 29, and 30 and Table 6 for Spearman ρ coefficients).

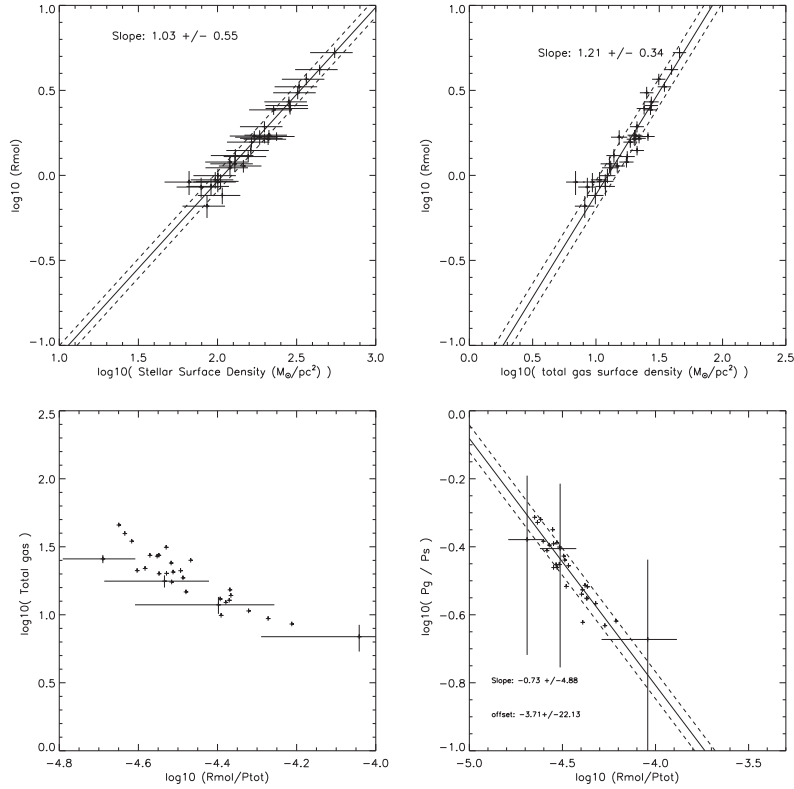
We conclude that the ratio $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ is approximately proportional to the Toomre Q parameter. In regions of low $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ the ISM is self-gravitating. The ratio $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ can thus be used to detect regions where self-gravitation of the ISM is important.

4.2. Continuous regions deviating from the correlations

Continuous regions within the galaxies which deviate from the established correlations can potentially give insight into the physics of the ISM and the associated star formation. In NGC 4501, three spatial regions were selected with the following criteria (see Fig. 7):

- regions with high atomic gas surface densities where $\Sigma_{\text{H}_1} > 8 M_{\odot}\text{pc}^{-2}$ compared to the mean H I surface density of $5 M_{\odot}\text{pc}^{-2}$ (blue squares in Fig. 18 and blue contours in Fig. 7). These regions are located in the western and northwestern part of the disk and show (i) a higher SFE_{H_2} ($\sim 1 \text{ Gyr}^{-1}$) compared to the mean molecular SFE_{H_2} of 0.61 Gyr^{-1} , (ii) a lower molecular ratio to ISM pressure ratio (higher P_0). The molecular ratio is

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression


Fig. 24. NGC 4567. Same panels as in Fig. 23.

- not lower in this region with respect to the mean at this radius. Within these regions the gas is nearly self-gravitating (see Fig. 14).
- two low molecular SFE regions were selected with a SFE_{H_2} below 0.49 Gyr^{-1} , corresponding to 1σ below the average SFE_{H_2} of NGC 4501: (i) a U-shaped region with a low SFE_{H_2} in the southeast (green triangles and green contours in Fig. (7)) and (ii) a northwestern low SFE_{H_2} region (orange diamonds and orange contours in Fig. 7). These two regions do not deviate from the SFR- Σ_g and the $R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$ relations, but show a ~ 0.1 dex higher Toomre Q (see lower panel of Fig. 27) compared to the regions of high atomic gas surface density.
 - a high $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ region in the southwestern quadrant (red crosses and red contours in Fig. 7)). In this region R_{mol} deviates more than one σ from the $R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$ relation. The molecular SFE_{H_2} is slightly but not significantly lower than the mean in this region. The ISM pressure dominated by the by the stellar gravitational potential as $\Sigma_g \sim 20 \text{ M}_{\odot}\text{pc}^{-2}$ (see Fig. 14)

In NGC 4568 two regions were selected with a molecular SFE_{H_2} which is at least 1σ below the established correlation ($SFE_{H_2} < 0.61 \text{ Gyr}^{-1}$ compared to the mean SFE_{H_2} of 0.74 Gyr^{-1}):

- the first region is located in the northwestern ridge of the interaction, in-between the two galaxies (yellow contours and diamonds in Fig. 8 and 20).
- the second region is located in the south of NGC 4568 (purple triangles and contours in Fig. 8 and 20).

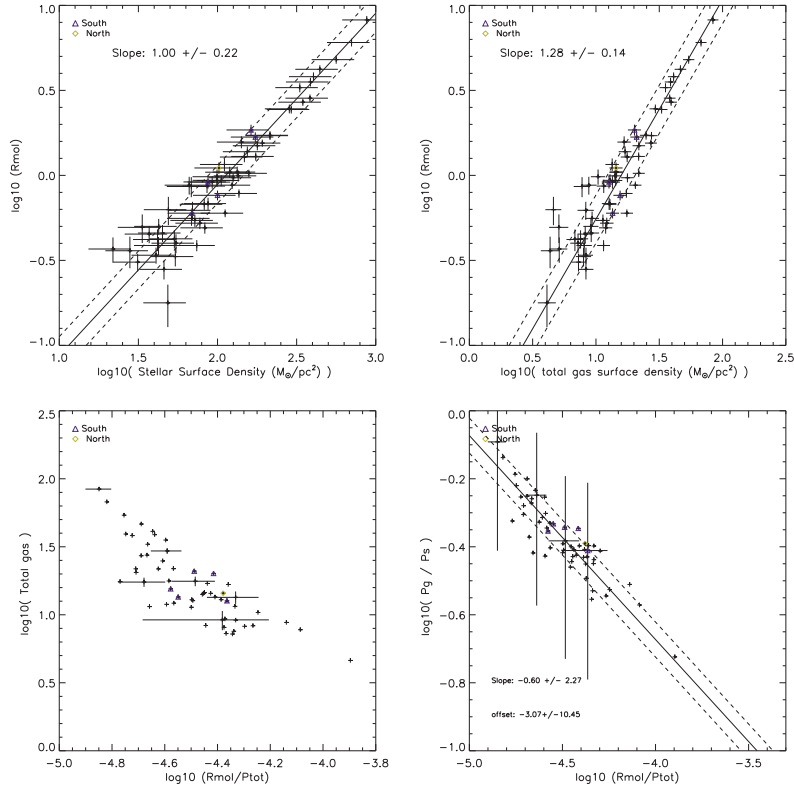
Both regions have HI surface densities of $\sim 8. \text{ M}_{\odot}\text{pc}^{-2}$. They do not deviate neither from the SFR- Σ_g nor from the $R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$ relation. We note that these low molecular SFE_{H_2} regions have a somewhat higher Toomre Q .

We conclude that continuous low SFE_{H_2} regions show a somewhat higher Q compared to the mean, but do not deviate from the $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ relation. On the other hand, regions where the gas is nearly self-gravitating have a lower Q , a higher molecular SFE_{H_2} , and a lower $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ with respect to the mean.

5. The analytical model

In the previous Sections we have investigated correlations of physical parameters within the galaxies. In a further step we now compare the correlations between the galaxies. Fig. 31 presents the relations $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}-Q$, $SFE_{H_2}-Q$, and $SFE_{H_2}-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ for the four galaxies.

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2


Fig. 25. NGC 4568. Same panels as in Fig. 23.

In NGC 4321 nearly the half of the galaxy has values below $Q = 1$ indicating that either the turbulent velocity dispersion is underestimated (see Eq. 13) or that the gas surface density, i.e. the CO-H₂ conversion factor, is overestimated. Since the metallicity of NGC 4321 is comparable to that of NGC 4501 (Skillman et al. 1996), we do not expect a variation of the CO-H₂ conversion factor between the galaxies. Thus, NGC 4321 has most probably a velocity dispersion in excess of 10 km s⁻¹.

A clear correlation between $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ and Q is found in all galaxies individually where $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ increases with Q . Whereas NGC 4501 and NGC 4568 follow approximately the same relation, NGC 4321 and NGC 4567 show offsets of ~ 0.3 dex in opposite directions. We do not detect clear signs of correlation between the SFE and Q within the individual galaxies. The molecular SFE of NGC 4321 is about 0.2 dex lower than that of NGC 4501, NGC 4567, and NGC 4568. The resulting $SFE_{\text{H}_2}-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ is dominated by the offset of NGC 4321.

We used the analytical model described in Vollmer & Leroy (2011) to investigate these relations in detail. This analytical model considers the ISM (warm, cold and molecular phases) as a single turbulent gas. This gas is assumed to be in vertical hydrostatic equilibrium (Eq. 3). In this

picture, the warm, cold, and molecular phases of the ISM are a single entity. Locally, the exact phase of the gas may depend on the local pressure, metallicity, stellar radiation field, stellar winds, and shocks. These factors are viewed as secondary, making a few simplifying assumptions. The equilibrium between the different phases of the ISM and the equilibrium between turbulence and star formation depends on three local timescales: the turbulent crossing time t_{turb} , the molecule formation timescale t_{mol} , and the local free-fall timescale t_{ff} of a gas cloud.

The free-fall t_{ff} and the H₂ formation timescale t_{mol} are:

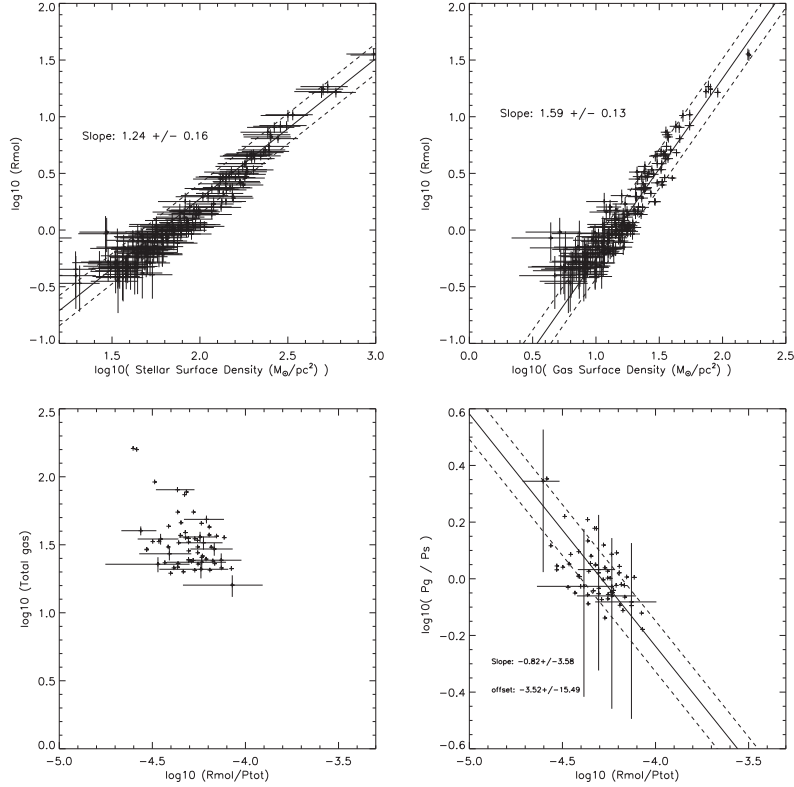
$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho\phi_v^{-1}}}, \quad (15)$$

$$t_{\text{mol}} = \frac{\alpha}{\rho\phi_v^{-1}}, \quad (16)$$

with ρ the average gas density, ϕ_v the volume filling factor, G the gravitational constant and $1/\alpha$ the metallicity computed assuming a closed box model:

$$\alpha = 7.2 \times 10^7 \times \left(\log\left(\frac{\Sigma_* + \Sigma_g}{\Sigma_g}\right)\right)^{-1}, \text{M}_{\odot}\text{yr}^{-1}\text{pc}^{-3}, \quad (17)$$

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression


Fig. 26. NGC 4321. Same panels as in Fig. 23

The molecular fraction can be written as:

$$f_{\text{mol}} = \frac{\Sigma_{\text{H}_2}}{\Sigma_{\text{g}}} = \frac{1}{R_{\text{mol}}^{-1} + 1}, \quad (18)$$

$$R_{\text{mol}} = \frac{t_{\text{ff}}}{t_{\text{mol}}} \times \frac{1}{\alpha}. \quad (19)$$

This gives $\Sigma_{\text{H}_2} = f_{\text{mol}} \times \Sigma_{\text{g}}$ and $\Sigma_{\text{HI}} = (1 - f_{\text{mol}}) \times \Sigma_{\text{g}}$.

The model assumes that the gas is turbulent, so that the turbulent velocity dispersion is the relevant one throughout the disk. This turbulence is driven by SNe which input their energy in turbulent eddies that have a characteristic length scale, l_{driv} , and a characteristic velocity, v_{turb} . It is assumed that the energy input rate into the ISM due to SNe is cascaded to smaller scales without losses by turbulence. At scales smaller than the size of the largest self-gravitating clouds the energy is dissipated via cloud contraction and star formation. One can connect the energy input into the ISM by SNe directly to the SFR assuming a constant initial mass function independent of environment (Eq. 20). In addition, we assume energy flux conservation (Eq. 20), an SFR recipe (Eq. 21), and a prescription for the turbulent

viscosity (Eq. 23).

$$\xi \dot{\Sigma}_{\star} = \Sigma_{\text{g}} \frac{v_{\text{turb}}^3}{l_{\text{driv}}}, \quad (20)$$

$$\dot{\Sigma}_{\star} = \phi_{\text{v}} \frac{\rho}{v_{\text{SF}}} l_{\text{driv}}, \quad (21)$$

$$\Sigma_{\text{g}} = \rho H, \quad (22)$$

$$\nu = v_{\text{turb}} l_{\text{driv}}, \quad (23)$$

with, v_{turb} the gas turbulent velocity dispersion, l_{driv} the turbulent driving length scale, ρ the disk mid-plane gas density, H the thickness of the gas disk, $\xi = 4.6 \times 10^{-8}$ ($\text{pc}^2 \text{ yr}^{-1}$) the constant relating SN energy input into star formation and the star formation rate $\dot{\Sigma}_{\star}$.

The resulting properties of the galactic gas disk depend on the stellar surface density Σ_{\star} , the angular velocity Ω , the disk radius R , and three free parameters (1) the mass accretion rate $\dot{M} = 2\pi\nu\Sigma_{\text{g}}$ of the disk, (2) the unknown scaling factor δ relating l_{driv} to the size of gravitationally bound clouds, and (3) the Toomre Q parameter of the disk. In addition, we allow for a varying X_{CO} conversion factor.

This set of equations was solved radially and the relations $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}-Q$, $SFE_{\text{H}_2}-Q$; and $SFE_{\text{H}_2}-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ were

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

Table 5. Results of the fitting analysis II

Name		$R_{\text{mol}}-\Sigma_*$	$R_{\text{mol}}-\Sigma_g$
NGC 4501	slope	$n_3 = 1.24 \pm 0.26$	$n_4 = 1.26 \pm 0.14$
	offset	$\gamma_3 = -2.51 \pm 0.55$	$\gamma_4 = -1.27 \pm 0.16$
	rms (dex)	0.12	0.135
	ρ	0.864	0.799
NGC 4567	slope	$n_3 = 1.03 \pm 0.55$	$n_4 = 1.21 \pm 0.34$
	offset	$\gamma_3 = -2.10 \pm 1.23$	$\gamma_4 = -1.30 \pm 0.44$
	rms (dex)	0.04	0.051
	ρ	0.969	0.959
NGC 4568	slope	$n_3 = 1.00 \pm 0.22$	$n_4 = 1.28 \pm 0.14$
	offset	$\gamma_3 = -2.05 \pm 0.47$	$\gamma_4 = -1.53 \pm 0.19$
	rms (dex)	0.08	0.086
	ρ	0.943	0.905
NGC 4321	slope	$n_3 = 1.24 \pm 0.18$	$n_4 = 1.59 \pm 0.13$
	offset	$\gamma_3 = -2.20 \pm 0.35$	$\gamma_4 = -1.85 \pm 0.18$
	rms (dex)	0.084	0.091
	ρ	0.945	0.916

Table 6. Results of the fitting analysis III

Relation	$Q-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$				$P_g/P_s-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$			
	ρ	rms (dex)	slope	offset	ρ	rms (dex)	slope	offset
NGC 4501	0.629	0.090	0.84 ± 0.36	3.80 ± 1.56	-0.759	0.050	-0.43 ± 2.92	-2.22 ± 12.4
NGC 4567	0.638	0.084	1.05 ± 1.99	7.20 ± 12.59	-0.914	0.032	-0.73 ± 4.88	-3.71 ± 22.13
NGC 4568	0.758	0.093	1.32 ± 0.59	6.15 ± 2.71	-0.850	0.044	-0.60 ± 2.27	-3.07 ± 10.45
NGC 4321	0.904	0.036	0.90 ± 0.62	4.25 ± 2.37	-0.530	0.069	-0.82 ± 3.58	-3.52 ± 15.49

Table 7. Results of the fitting analysis VI

Relation	$\Sigma_g-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$	$SFE_{\text{H}_2}-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$	$SFE_{\text{H}_2}-Q$
	ρ	ρ	ρ
NGC 4501	-0.315	-0.339	+0.007
NGC 4567	-0.881	+0.558	+0.077
NGC 4568	-0.818	+0.016	-0.076
NGC 4321	-0.272	-0.548	+0.036

computed. We assumed a constant turbulent velocity dispersion v_{turb} and thus $Q \propto \Omega/\Sigma_g$.

Leroy et al. (2008) and Schruba et al. (2011) observed variations in the molecular SFE_{H_2} among galaxies in the HERACLES sample. Global variations of the CO to H₂ conversion factor can significantly affect the measured molecular SFE_{H_2} . To investigate the effect of a X_{CO} variations on the model results, we varied X_{CO} by a factor of ± 0.3 dex. We assume a radial profile of Q which is constant over most of the galactic disk and increases toward the center and at the edge of the disk. As for the CO-H₂ conversion factor, we varied Q by a factor of ± 0.3 dex. The model results are presented in Fig. 32.

We note that, in the framework of this model, $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ is relatively insensitive to X_{CO} variations. The scatter due to X_{CO} variations is perpendicular to the SFE-Q relations, whereas it is highly inclined with respect to the $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ -Q relation. Thus, the scatter due to X_{CO} variations easily masks an underlying correlation between SFE and Q. We found the following slopes: $\log(SFE)/\log(Q) = -1.4$, $\log(R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}})/\log(Q) = 1.4$, $\log(SFE)/\log(R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}) = -1.0$.

The analytical model helps to interpret the observed relations. The slopes of the observed relations (Fig. 31) are

comparable to those of the analytical model (Fig. 32). With increasing Toomre Q the SFE_{H_2} decreases, and $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ increases. However, there are global offsets between the galaxies in the $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ -Q, SFE_{H_2} -Q relations.

These offsets can be explained by the variation of the second free parameter of the analytical model, the mass accretion rate within the gas disk \dot{M} . With increasing \dot{M} the turbulent velocity dispersion of the disk v_{turb} increases. To investigate the influence of the mass accretion rate on the observed relations, we varied the mass accretion rate by ± 0.3 dex (Fig. 33). The associated velocity dispersions are $v_{\text{turb}} = 10.7, 13.2, \text{ and } 14.8 \text{ km s}^{-1}$.

A linear fit to the model results yields $\log(R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}) = -2.8 \log(v_{\text{turb}}) + 13.58$, $\log(SFE_{\text{H}_2}) = 1.9 \log(v_{\text{turb}}) + 10.84$, and $\log(SFE_{\text{H}_2}) = -0.65 \log(R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}) + 1.92$. Thus, for increasing v_{turb} the SFE_{H_2} increases and $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ decreases.

To ‘‘correct’’ the observed relations for the unknown velocity dispersion, we assumed a 0.1 dex higher velocity dispersion for NGC 4321 (so that the observed Toomre Q exceeds unity) and a 0.1 dex lower v_{turb} for NGC 4567. These assumptions are chosen to align all galaxies in the $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ -Q relation (Fig. 34). By doing this, the SFE of NGC 4321 increases and that of NGC 4567 decreases and

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

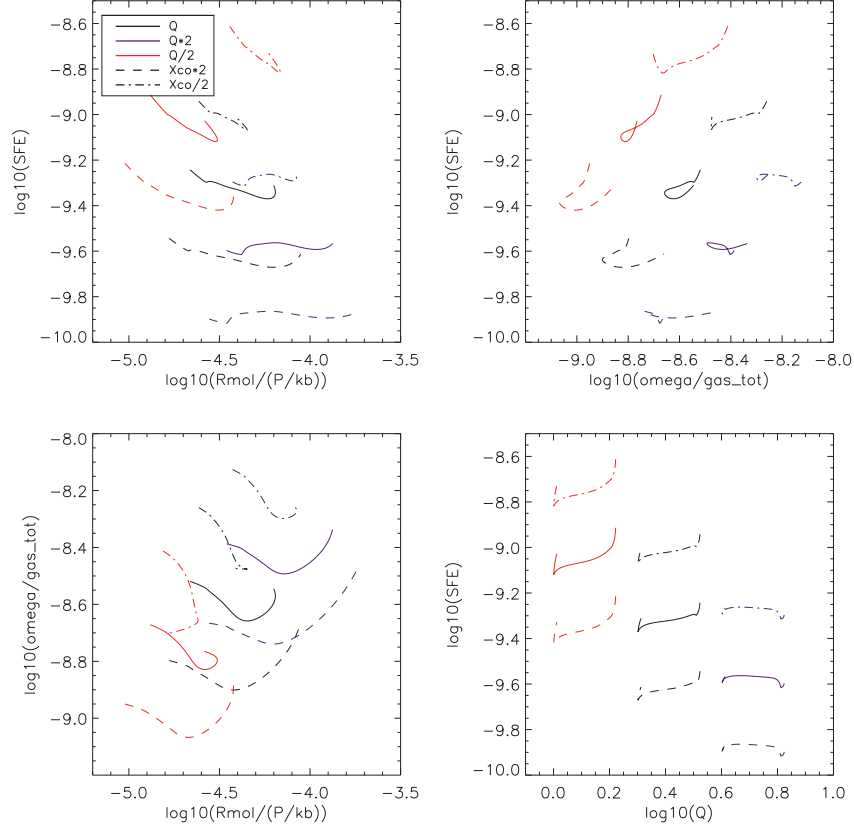


Fig. 32. Analytical model. *Top left panel:* $SFE_{H_2}-R_{mol}/P_{tot}$ for three different values of Q (colors) and variation of X_{co} (dotted and dash-dotted lines). *Top right:* $SFE_{H_2}-Q$. *Lower left:* $Q-R_{mol}/P_{tot}$. *Lower right:* $SFE_{H_2}-Q$.

a correlation between the $SFE_{H_2}-Q$ and $SFE_{H_2}-R_{mol}/P_{tot}$ appears. As already noted before, the latter correlation is partially masked by variations of the CO-H₂ conversion factor.

In the upper panel of Fig. 34 NGC 4501 seems to have a 0.1 dex higher molecular SFE than the other galaxies. This can be explained by adding an external pressure in the model (see Fig. 35). By adding an external isotropic pressure $P_0 = 7 \times 10^{-12}$ erg cm⁻³ the molecular SFE increases by 0.1 dex whereas R_{mol}/P_{tot} stays almost unchanged. Thus, if we assume an addition external pressure for NGC 4501 the observed correlations are close to the analytical predictions (Fig. 36): $\log(R_{mol}/P_{tot})/\log(Q) = 1.5$, $\log(SFE_{H_2})/\log(Q) = -0.9$, and $\log(SFE_{H_2})/\log(R_{mol}/P_{tot}) = -0.5$.

The thermal pressure of the ICM can be estimated from the dynamical model. At the time of interest NGC 4501 is located at a distance of ~ 420 kpc from the cluster center. At this distance the ICM density is $n_{ICM} \sim 3 \times 10^{-4}$ cm⁻³. With an ICM temperature of $T_{ICM} \sim 3 \times 10^7$ K, the thermal pressure of the ICM is $P_{therm} \sim 3 \times 10^{-12}$ erg cm⁻³.

In addition, ram pressure exerts an isotropic pressure on the windward face of the galaxy $P_0 \sim P_{ram} \sin(i)$, where $i = 30^\circ$ is the angle between the disk plane and the ram pressure wind direction. The dynamical model yields a ram pressure at the time of interest $P_{ram} = 10^{-11}$ erg cm⁻³ and thus $P_0 = 5 \times 10^{-12}$ erg cm⁻³. To remove the gas from the outer edge of the gas disk a ram pressure of $P_{ram} \sim 2 \times 10^{-10}$ erg cm⁻³ is needed. An isotropic pressure of $P_0 = 7 \times 10^{-12}$ erg cm⁻³ is thus plausible for NGC 4501.

6. The dynamical model

In the following the relations discussed in the previous Section are studied using a dynamical model for NGC 4501 and NGC 4567/68. We used the N-body code described in Vollmer et al. (2001), which consists of two components: a non-collisional component that simulates the stellar bulge/disk and the dark halo, and a collisional component that simulates the ISM. A scheme for star formation was implemented, where stars were formed during cloud collisions

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

and then evolved as non-collisional particles (see Vollmer et al. 2012).

The non-collisional component consists of 81 920 particles, which simulate the galactic halo, bulge, and disk. The characteristics of the different galactic components are adapted to the observed properties. We adopted a model where the ISM is simulated as a collisional component, i.e. as discrete particles that possess a mass and a radius and can have inelastic collisions (sticky particles). The 20 000 particles of the collisional component represent gas cloud complexes that evolve in the gravitational potential of the galaxy. During the disk evolution, the particles can have inelastic collisions, the outcome of which (coalescence, mass exchange, or fragmentation) is simplified following Wiegell (1994). This results in an effective gas viscosity in the disk.

As the galaxy moves through the ICM, its clouds are accelerated by ram pressure. Within the galaxy's inertial system, its clouds are exposed to a wind coming from a direction opposite to that of the galaxy's motion through the ICM. The temporal ram pressure profile has the form of a Lorentzian, which is realistic for galaxies on highly eccentric orbits within the Virgo cluster (Vollmer et al. 2001). The effect of ram pressure on the clouds is simulated by an additional force on the clouds in the wind direction. Only clouds that are not protected by other clouds against the wind are affected. Since the gas cannot develop instabilities, the influence of turbulence on the stripped gas is not included in the model. The mixing of the intracluster medium into the ISM is very crudely approximated by a finite penetration length of the intracluster medium into the ISM, i.e. up to this penetration length the clouds undergo an additional acceleration caused by ram pressure.

The 3D dynamical model has the advantage to give direct access to the volume density and velocity dispersion, two quantities which are very difficult to observe. The analytical model (Eq. 15 and Eq. 19) was used to compute Σ_{H_2} and Σ_{HI} in the simulations. In this dynamical model, there is no explicit energy dissipation thus a large-scale compression is mostly adiabatic and the velocity dispersion of gas particles increases with gas density $v_{\text{turb}} \propto \sqrt{\rho}$.

In the simulations the SFR is traced by cloud-cloud collisions. When a collision between gas particles occurs a new stellar particle is created and the information of the time of creation is stored. The FUV emission of a stellar particle is reconstructed using single stellar population models from STARBURST99 (Leitherer et al. 1999). Once the SFR derived from FUV flux and the molecular ratio are computed, the observable parameters (Σ_{HI} , Σ_{H_2} , Σ_* , R_{mol} , P_{tot} , Toomre Q, SFR, SFE_{H_2}) can be determined and model images and data cubes can be produced with the resolution of the observations.

6.1. NGC 4501 dynamical simulation

For the NGC 4501, we made two simulations with identical temporal ram pressure profiles and different times of peak ram pressure (simulation A and B). With the delayed time of peak ram pressure we want to investigate the influence of galactic structure, i.e. spiral arms, on the resulting disturbed gas distribution. The resulting gas distribution of simulation A, molecular ratio, $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$, and molecular SFE_{H_2} maps are presented in Fig. 37 and 38, respectively. The gas distribution and molecular ratio of simulation B are presented in Fig.C.1.

As expected, the overall gas distribution of simulation B (Fig.C.1) is very close to that of simulation A (Fig.37). However, whereas in simulation A a prominent gas spiral arm is found in the compressed region leading to a high surface density west of galaxy center, this is not the case for simulation B, where only a small enhancement of the gas surface density is observed northwest of the galaxy center. We thus conclude that the detailed observed gas distribution depends on galactic structure, i.e. if a spiral arm is located in the compressed region or not.

The simulated gas surface density of simulation A reproduces: (i) the well defined compressed western edge, (ii) the three low surface density spiral arms in the eastern part of the disk extending to the north, (iii) the regions of high gas surface density in the northern part of the disk, and (vi) the high molecular ratio in the western compressed side of the disk. The SFE_{H_2} map is quantitatively reproduced, the higher SFE_{H_2} in the northwestern quadrant of the disk is present in the simulation as well as the U-shaped low SFE_{H_2} region in the south. Moreover, the modeled SFE_{H_2} is lower in the north of the compressed region as it is observed. However, the model does not reproduce the higher SFE_{H_2} west from the center.

Within the western compression region, the reason for the low molecular star formation efficiency in the low surface density gas is the following: in a quiet model without interaction the velocity dispersion of the gas particles is proportional to the square root of the gas density. Once the gas is compressed, it adapts its velocity dispersion to the new situation within a gas particle collision timescale. In the compressed regions of low surface density the particle density and thus the cloud collision frequency is smaller than the compression timescale and the equilibrium $v_{\text{turb}} \propto \sqrt{\rho_g}$ is not yet reached at the time of interest. The molecular star formation efficiency is thus lower. On the other hand, in the high surface density region the collision timescale is short and the equilibrium is reached rapidly, i.e. the molecular star formation efficiency is unchanged. We believe that, in reality, the molecular star formation efficiency is decreased once the compression becomes adiabatic, i.e. once the turbulent dissipation timescale $t_{\text{turb}} \sim l_{\text{driv}}/v_{\text{turb}}$ is longer than the compression timescale $t_{\text{comp}} = \rho/(\partial\rho/\partial t)$. Even if the physics in the model and reality that lead to a decreasing molecular star formation efficiency are quite different, the mechanisms are similar: in a collisional model the dissipation timescale is proportional to the collision timescale. Therefore, our simple dynamical model is able to predict regions of decreased molecular star formation efficiency due to adiabatic compression. In the future, we will test this prediction with simulations of NGC 4438 and the Taffy galaxies, where adiabatic compression decreases SFE_{mol} by a factor of four to five (braine et al. 2003, Vollmer et al. 2009, 2012).

The global model $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ is higher than observed. Nevertheless, we reproduce the main observational characteristics: (i) a low $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ in the northwestern quadrant and in the compressed region and (ii) a high $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ in the northwestern quadrant.

A pixel by pixel analysis was made for the NGC 4501 simulation A. All previously considered relations are presented in Appendix C (Fig. C.2, C.3, and C.4). The fitting results and the Spearman rank correlation coefficients ρ are presented in Table 8.

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

Table 8. Results of the fitting analysis for the dynamical simulations of NGC 4501 and NGC 4567/68.

Relations	NGC 4501 simulation			NGC 4567 simulation			NGC 4568 simulation		
	ρ	slope	offset	ρ	slope	offset	ρ	slope	offset
...									
SFR- Σ_{H_2}	+0.905	+1.02	-3.12	+0.967	+1.54	-4.06	+0.977	+1.30	-3.77
SFR- Σ_{HI}	+0.747	+2.65	-3.53	+0.865	+1.98	-4.05	+0.686	+3.00	-4.97
SFR- Σ_{g}	+0.935	+1.44	-3.69	+0.934	+1.52	-4.32	+0.971	+1.78	-4.70
$R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$	+0.870	+0.67	-2.69	+0.769	+0.27	-1.09	+0.911	+0.67	-2.85
$R_{\text{mol}}-\Sigma_{\star}$	+0.954	+0.89	-1.94	+0.839	+0.48	-0.88	+0.951	+0.76	-1.58
$R_{\text{mol}}-\Sigma_{\text{g}}$	+0.797	+1.06	-0.60	+0.754	+0.40	-0.24	+0.873	+1.20	-1.28
$P_{\text{g}}/P_{\text{s}}-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$	-0.957	-0.56	-3.52	-0.956	-0.53	-3.36	+0.822	-0.46	-2.41
$\Sigma_{\text{g}}-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$	-0.827	-0.977	-0.866
$Q-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$	+0.901	+0.73	-3.82	+0.944	+0.80	+4.42	+0.669	+1.40	+6.60
$SFE_{\text{H}_2}-R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$	-0.153	-0.656	-0.375
$SFE_{\text{H}_2}-Q$	+0.082	-0.474	-0.473

We found slopes in agreement with observations for the following relations: SFR - Σ_{H_2} , SFR - Σ_{g} , $R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$, $R_{\text{mol}}-\Sigma_{\star}$, $R_{\text{mol}}-\Sigma_{\text{g}}$ and $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}-Q$. However, the slope of the $R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$ relation is lower in our simulation of NGC 4501 (0.7) compared to the observed slope of 1.0. We found a correlation between $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}-Q$ (Spearman $\rho = 0.9$) with a slope of ~ 0.7 in agreement with the observed slope 0.84 ± 0.36 .

We thus conclude that the dynamical simulation of NGC 4501 are in good agreement with observations.

6.2. NGC 4567/68 dynamical simulation

For simulations of colliding galaxies the parameter space (impact parameter, relative velocity, disk inclinations, prograde/retrograde encounter) is huge and degenerated. Our aim was to simulate NGC 4568 in a first place.

The size and rotation velocity of the model galaxies were adapted to the observed properties of NGC 4567 and NGC 4568. For the search of the orbit of NGC 4567 with respect to NGC 4568 we made several dozens of test simulation without a collisional component. We aimed at reproducing the position of NGC 4567 with respect to NGC 4568 together with a western compression ridge in NGC 4568. We have chosen a retrograde encounter with respect to NGC 4568. To produce a visible effect, the impact parameter is small ($\Delta x = 6$ kpc). The relative velocity at closest approach is $\Delta v = 460 \text{ km s}^{-1}$. NGC 4567 approaches NGC 4568 from the south/southwest. The time of interest is 10 Myr after the closest approach. In this stage the stellar disks overlap and a compression region forms in the western half of the disk of NGC 4568 and in the eastern half of the disk of NGC 4567. To avoid the overlap of the gas disk, we truncated the gas disk of NGC 4567. We are aware of the fact that this simulation does not perfectly reproduce the observed properties of the system. However, it can serve as a guideline to interpret observations.

The 3D simulations have the advantage that the two galaxies can be separated properly avoiding superposition effects. The maps of the gas distribution, molecular ratio, $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ and molecular SFE_{H_2} are presented in Fig. 39 and 40.

In the following we name the model galaxies NGC 4567m and NGC 4568m. NGC 4568m shows a southern spiral arm curved to the west and an east-west asymmetry within the southern half of the disk, the southeastern part of the disk shows lower surface densities than the

southwestern part. Thus, the southern part of the galactic disk of NGC 4568 (Fig. 8) is well reproduced by the model. The northern spiral arm of NGC 4568 is also reproduced by the model, but located somewhat further to the west. The simulated gas surface density in the center of NGC 4568m is lower than the observed one by a factor of ~ 2 . The total gas distribution of NGC 4567m does not show the observed spiral arms. The highest gas surface densities of NGC 4567m are not found in the center as in NGC 4567, but east of the center, where the gas is compressed by the tidal field. The overall gas surface density of NGC 4567m is significantly higher than that of NGC 4567.

The simulated overall distribution of the molecular fraction of NGC 4568m (middle right panel of Fig. 39) is in rough agreement with observations (Fig. 10): it is symmetric in the inner parts of the galactic disks. In addition, there is an excess of the molecular fraction in the southwestern part of the disk of NGC 4568m. The region between the galaxies shows a higher molecular fraction in the simulation than in the observations. The molecular ratios of NGC 4567m and NGC 4568m do not show the observed high values in the galaxy centers. This is due to a gas hole in the simulated galaxies that we introduced for computational reasons.

The simulated overall distribution of the molecular star formation efficiency of NGC 4568m (lower left panel of Fig. 40) is also in rough agreement with observations (Fig. 17). Only the model SFE_{H_2} of the galaxy centers is significantly higher than observed. As observed, the SFE_{H_2} distribution of NGC 4568m shows regions of higher SFE_{H_2} in the eastern side of the galactic disk compared to the western side. However, the absolute values of these regions are significantly lower in the model than in the observed galaxy. The observed low SFE_{H_2} region in the southwestern edge of NGC 4568 is also present in the simulation.

The $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ distribution of NGC 4568m (lower right panel of Fig. 40) shows: (i) a lower $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ in the center as it is observed and (ii) low $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ in the western part of NGC 4568m where the gas is compressed by the tidal field. Whereas the minimum $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ is located in the south of the compression ridge in NGC 4568m, it is located in the northwest of the galactic disk in NGC 4568. The local minimum of $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ west of the center of NGC 4568m is not present in the observations. As it is observed, the region with the lowest $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ in the compression ridge has a normal molecular star formation efficiency. Due to a strong tidal compression, the molecular fraction

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

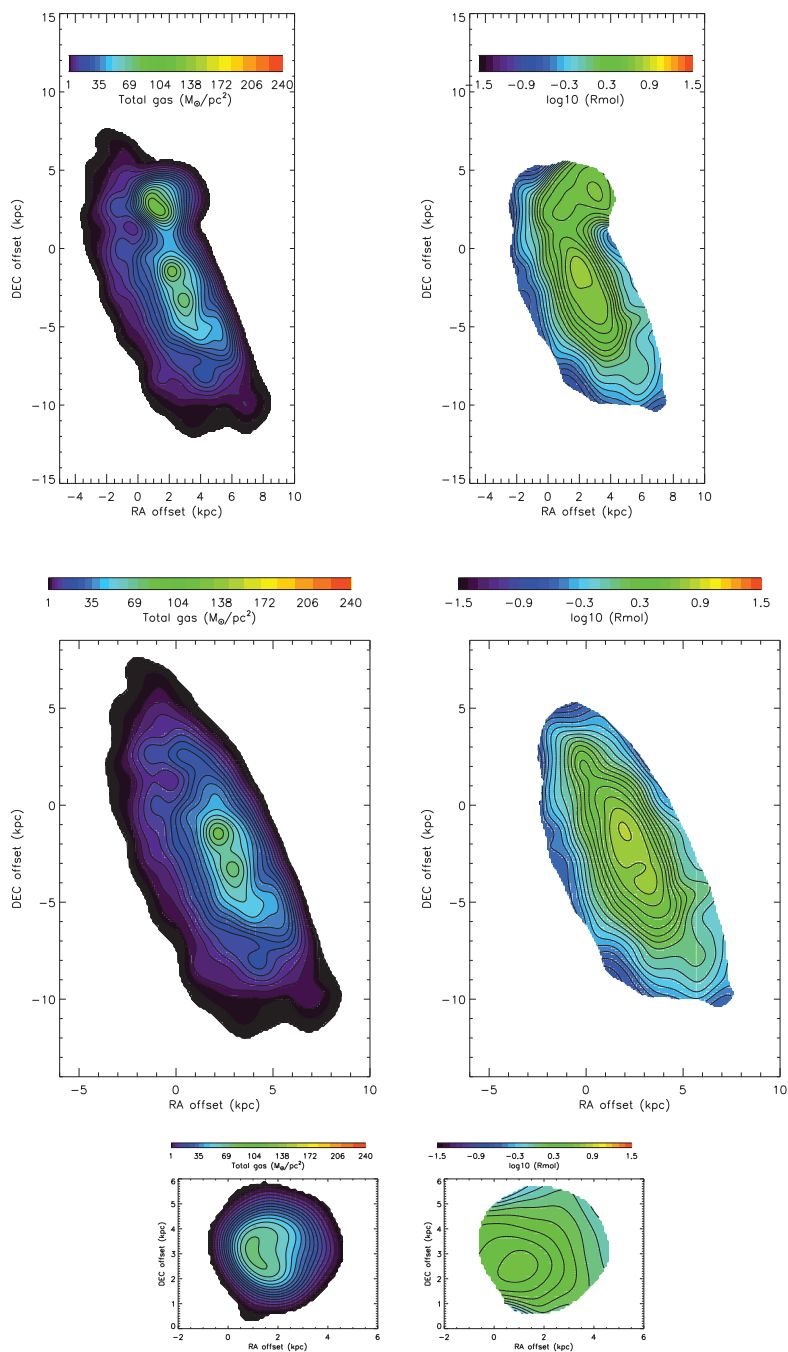


Fig. 39. NGC 4567/68 simulation. *Upper left panel:* total gas distribution of both galaxies. *Middle left panel:* total gas distribution of NGC 4568. *Lower left panel:* total gas distribution of NGC 4567. *Upper right panel:* molecular ratio of both galaxies. *Middle right panel:* molecular ratio of NGC 4568. *Lower right panel:* molecular ratio of NGC 4567.

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

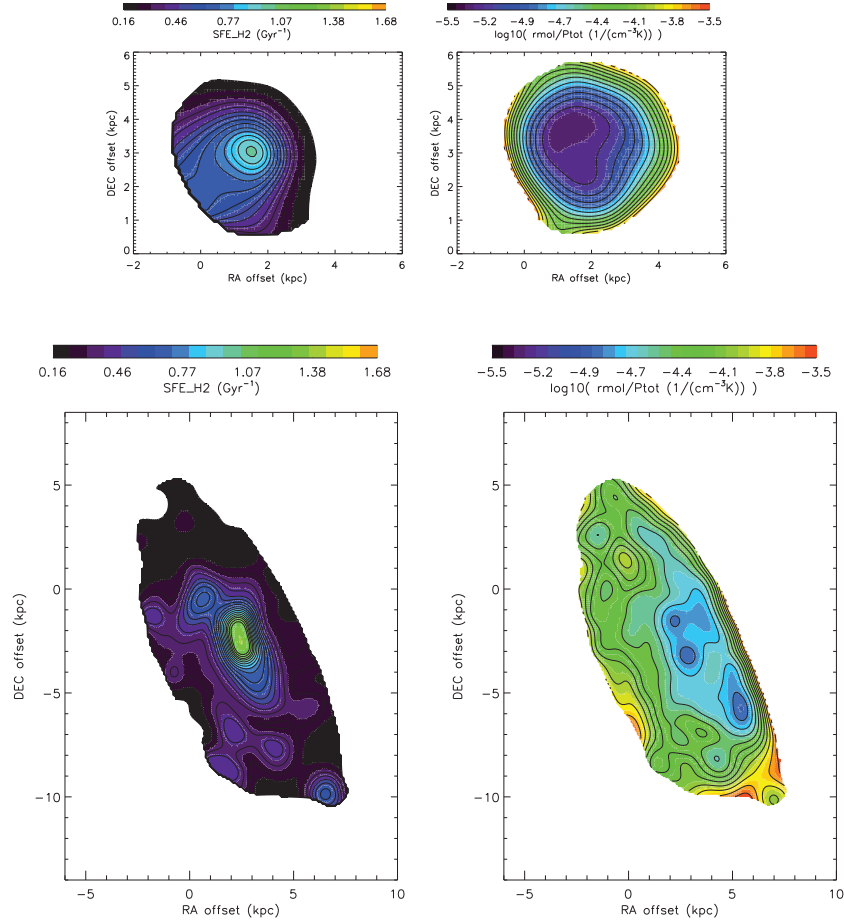


Fig. 40. NGC 4567/68 simulation. *Upper left panel:* SFE_{H_2} of NGC 4567. *Lower left panel:* molecular SFE_{H_2} of NGC 4568. *Upper right panel:* R_{mol}/P_h of NGC 4567. *Lower right panel:* R_{mol}/P_h of NGC 4568.

of NGC 4567m is much higher than that of NGC 4567. In addition, NGC 4567m lacks the observed spirals structure with a low molecular fraction in the spiral arms. In the light of the dynamical simulation we conclude that the relatively low molecular fraction of NGC 4567 and NGC 4568 compared to that of NGC 4321 is probably caused by tidal compression of the two galactic disks. The fact that the western side of the molecular fraction distribution of NGC 4568m does not reproduce the observed structure might again be due to galactic structure, as in NGC 4501. We will test this hypothesis within a subsequent project.

Thus, NGC 4567/68 is similar to NGC 4501 with respect to gas compression: the compression of the ISM increases the gas surface density and the molecular ratio, and makes the molecular fraction decrease. Moreover, the SFE_{H_2} is normal, i.e. ~ 2 Gyr in high surface density compressed

regions and somewhat lower (~ 0.2 dex) than the mean in regions of low gas surface density.

A pixel by pixel analysis was performed in the same way as for the observations. The resulting plots are presented in Fig. D.1, D.2, and D.3 for NGC 4567 and in Fig. D.4, D.5, and D.6 for NGC 4568. The results of the fit and the Spearman rank correlation coefficient ρ are presented in Table 8.

We found steeper slopes of the molecular KS relation for NGC 4567 (1.5 compared to an observed slope of 0.9 ± 0.1) and for NGC 4568 (1.3 compared to 1.0 ± 0.1). For the SFR- Σ_g relation the model slopes are also steeper for NGC 4567 (1.5 compared to an observed slope of 1.1 ± 0.2) and for NGC 4568 (1.8 compared to 1.3 ± 0.1). The slope of the R_{mol} - P_{tot} correlation of NGC 4568 is well reproduced (slopes of ~ 0.7). For the R_{mol} - Σ_* and R_{mol} - Σ_g relations the slopes are on the lower side, but within the errors

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

of the observed values. As observed, we found a correlation between $Q - R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ with a comparable slope for NGC 4567 (0.8 compared to the observed slope of 0.7) and a much steeper slope for NGC 4568 (1.4 compared to 0.7).

We conclude that our observations are in reasonable agreement with observations.

7. Summary and conclusions

New IRAM 30m HERA CO(2-1) observations of the Virgo spiral galaxies NGC 4501 and NGC 4567/68 are presented. The average rms noise level is less than 8 mK in a 10.4 km s⁻¹ velocity channel at a resolution of 12".

NGC 4501 shows signs of ongoing nearly edge-on ram pressure stripping. Molecular gas is detected extending over almost the entire optical disk ($R_{25} = 4.35'$). Moreover, the molecular gas distribution shows a well-defined southwestern edge where ram pressure compresses the ISM and a more diffuse northeastern edge. NGC 4501 shows a higher molecular fraction ($R_{\text{mol}} = \Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{HI}}$) in the compressed southwestern edge. In this particular region the compressed gas is at the limit of self-gravitation. The compression of the ISM does not change neither the overall molecular, nor the total gas Schmidt-Kennicutt relation at a kpc resolution ($\text{SFR} \propto \Sigma_{\text{g}}^{1.53 \pm 0.27}$ and $\text{SFR} \propto \Sigma_{\text{H}_2}^{0.91 \pm 0.08}$). However, continuous regions of low molecular star formation efficiency are present in the disk: the molecular star formation efficiency (SFE_{H_2}) map is 0.2 dex lower in a "U" shape southeastern region and in the western part of the disk.

For the gravitationally interacting Virgo spiral galaxy NGC 4568, we found that the southern molecular gas distribution is more extended than the northern one. Moreover, a peculiar spiral arm is detected in the south curving toward its companion, NGC 4567. Within the latter galaxy the molecular gas distribution shows a symmetric two-arm spiral structure. The molecular ratio increases in the region between the two galaxies. However, this could be due to projection effects. As in NGC 4501, the overall Schmidt-Kennicutt relations at ~ 1.5 kpc resolution are not affected by the compression of the ISM, but continuous regions of low/high molecular star formation efficiency are present in the disk: the SFE_{H_2} is significantly higher than the mean in the eastern part of NGC 4568 and somewhat lower in the northwestern interacting part and in the southwestern edge of NGC 4568.

We note that when computing the total ISM pressure P_{tot} the self-gravitating gas term is not negligible in gas-rich galaxies and has been taken into account. The molecular ratio of the galaxies is correlated with the total ISM pressure $R_{\text{mol}} \propto P_{\text{tot}}^{0.7-1.0}$. The offset of the molecular ratio - ISM pressure relation is sensitive to the gas content of the galaxies. In agreement with Leroy et al. (2008), we found that the molecular ratio is better predicted by the stellar surface density than by the total gas surface density. We introduced a new parameter $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$, which is related to the gas self-gravitation and is poorly sensitive to variations of the CO-H₂ conversion factor. For all galaxies in our sample $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ is correlated with the Toomre Q parameter $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}} \propto Q^{1.4-1.6}$. We found that galactic regions which are at the limit of self-gravitation (low Toomre Q and low $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$) tend to have higher SFE_{H_2} .

The analytical model described in Vollmer & Leroy (2011) was used to investigate the dependence of the molecular star formation efficiency on self-gravitation. The model

correctly reproduces the correlations between $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$, SFE_{H_2} , and Q if different global turbulent velocity dispersions are assumed for the different galaxies. In addition, an isotropic external pressure might increase the molecular star formation efficiency slightly. We found that variations in the conversion factor can mask most of the correlation between SFE_{H_2} and the Toomre Q parameter.

Dynamical simulations were used to compare the effects of ram pressure and tidal ISM compression. These models give direct access to the volume density.

The gas distribution of NGC 4501 is well reproduced by the model, as well as the increase of the molecular ratio in the compressed part of the disk. We found that the gas distribution at the time of interest is sensitive to galactic structure, i.e. the position of the spiral arms with respect to the gas compression. The gas surface density is maximum if a spiral arm is present in the compressed region. The simulated $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ map fairly reproduces the observed map, with lower values in the compressed regions where the gas becomes almost self-gravitating. The model successfully reproduces the lower SFE_{H_2} in the northwest and in the southwestern part of the compressed region. In these regions the collisional timescale is longer than the compression timescale. Thus the gas cannot adapt its turbulent velocity fast enough to the new conditions in the compressed region. The effect of adiabatic compression is similar to this mechanism in our collisional model. We therefore suggest that adiabatic compression quenches star formation in low surface density parts of the compressed region by making the gas clouds overpressured.

For the gravitationally interacting system NGC 4567/68, the simulation correctly reproduces the gas distribution of NGC 4568. The model shows a small increase of the molecular ratio in the western compressed side of the disk as NGC 4501. The gravitationally induced compression increases the gas density and lowers $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$. Moreover, the lower SFE_{H_2} in the southwestern part of the disk is reproduced in NGC 4568. In the light of the dynamical model, we confirm that NGC 4567/68 is a young interacting pair with a compression region west of the center of NGC 4568.

We conclude that, a gravitationally induced ISM compression has the same consequences as ram pressure compression which can also be observed in galactic spiral arms: (i) an increasing gas surface density, (ii) an increasing molecular ratio, (iii) a decreasing $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ in the compressed region due to the presence of nearly self-gravitating gas. The response of star formation and thus SFE_{H_2} to compression is more complex. While in violent ISM-ISM collisions (Taffy galaxies, NGC 4438) the interaction decreases star formation by a factor 4-5 (Braine et al. 2003, Vollmer et al. 2009, 2012), we only detect an SFE_{H_2} variation of $\sim 50\%$ in the compressed regions of the four galaxies, because the compression timescale is comparable to the turbulent dissipation timescale.

Acknowledgements. Based on IRAM observations. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain).

References

- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, *AJ*, 136, 2846
- Binney, J. & Merrifield, M. 1998, *Galactic Astronomy*
- Blitz, L. & Rosolowsky, E. 2006, *ApJ*, 650, 933

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013, *ARA&A*, 51, 207
 Boquien, M., Calzetti, D., Aalto, S., et al. 2015, *A&A*, 578, A8
 Braine, J., Davoust, E., Zhu, M., et al. 2003, *A&A*, 408, L13
 Cayatte, V., Kotanyi, C., Balkowski, C., & van Gorkom, J. H. 1994, *AJ*, 107, 1003
 Cayatte, V., van Gorkom, J. H., Balkowski, C., & Kotanyi, C. 1990, *AJ*, 100, 604
 Chung, A., van Gorkom, J. H., Kenney, J. D. P., Crowl, H., & Vollmer, B. 2009, *AJ*, 138, 1741
 Dickman, R. L., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1986, *ApJ*, 309, 326
 Elmegreen, B. G. 1989, *ApJ*, 338, 178
 Galametz, M., Kennicutt, R. C., Calzetti, D., et al. 2013, *MNRAS*, 431, 1956
 Gavazzi, G., Boselli, A., Donati, A., Franzetti, P., & Scodreggio, M. 2003, *A&A*, 400, 451
 Gunn, J. E. & Gott, III, J. R. 1972, *ApJ*, 176, 1
 Hao, C.-N., Kennicutt, R. C., Johnson, B. D., et al. 2011, *ApJ*, 741, 124
 Iono, D., Yun, M. S., & Ho, P. T. P. 2005, *ApJS*, 158, 1
 Kennicutt, Jr., R. C. 1983, *ApJ*, 272, 54
 Kennicutt, Jr., R. C. 1989, *ApJ*, 344, 685
 Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
 Kennicutt, Jr., R. C., Calzetti, D., Walter, F., et al. 2007, *ApJ*, 671, 333
 Kennicutt, Jr., R. C. & Chu, Y.-H. 1988, *AJ*, 95, 720
 Kennicutt, Jr., R. C., Lee, J. C., Funes, José G., Sakai, S., & Akiyama, S. 2008, *ApJS*, 178, 247
 Kregel, M., van der Kruit, P. C., & de Grijs, R. 2002, *MNRAS*, 334, 646
 Krumholz, M. R., McKee, C. F., & Tumlinson, J. 2009, *ApJ*, 693, 216
 Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 3
 Leroy, A. K., Walter, F., Bigiel, F., et al. 2009, *AJ*, 137, 4670
 Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., et al. 2008, *AJ*, 136, 2782
 Leroy, A. K., Walter, F., Sandstrom, K., et al. 2013, *AJ*, 146, 19
 Martin, D. C., Fanson, J., Schiminovich, D., et al. 2005, *ApJ*, 619, L1
 Moore, B., Katz, N., Lake, G., Dressler, A., & Oemler, A. 1996, *Nature*, 379, 613
 Moore, B., Lake, G., Quinn, T., & Stadel, J. 1999, *MNRAS*, 304, 465
 Otmianowska-Mazur, K. & Vollmer, B. 2003, *A&A*, 402, 879
 Peng, Y.-j., Lilly, S. J., Kováč, K., et al. 2010, *ApJ*, 721, 193
 Pilkington, K., Few, C. G., Gibson, B. K., et al. 2012, *A&A*, 540, A56
 Sarazin, C. L. 1986, *Reviews of Modern Physics*, 58, 1
 Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243
 Schmidt, M. 1963, *ApJ*, 137, 758
 Schruha, A., Leroy, A. K., Walter, F., et al. 2011, *AJ*, 142, 37
 Schuster, K.-F., Boucher, C., Brunswig, W., et al. 2004, *A&A*, 423, 1171
 Shaver, P. A., McGee, R. X., Newton, L. M., Danks, A. C., & Pottasch, S. R. 1983, *MNRAS*, 204, 53
 Skillman, E. D., Kennicutt, Jr., R. C., Shields, G. A., & Zaritsky, D. 1996, *ApJ*, 462, 147
 van der Kruit, P. C. 1988, *A&A*, 192, 117
 van der Kruit, P. C. & Searle, L. 1981, *A&A*, 95, 105
 van Dishoeck, E. F. & Black, J. H. 1988, *ApJ*, 334, 771
 Vollmer, B. 2009, *A&A*, 502, 427
 Vollmer, B., Braine, J., & Soida, M. 2012, *A&A*, 547, A39
 Vollmer, B., Cayatte, V., Balkowski, C., & Duschl, W. J. 2001, *ApJ*, 561, 708
 Vollmer, B. & Leroy, A. K. 2011, *AJ*, 141, 24
 Vollmer, B., Soida, M., Beck, R., et al. 2013, *A&A*, 553, A116
 Vollmer, B., Soida, M., Beck, R., et al. 2007, *A&A*, 464, L37
 Vollmer, B., Soida, M., Chung, A., et al. 2008, *A&A*, 483, 89
 Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 1
 Wolfire, M. G., Hollenbach, D., & McKee, C. F. 2010, *ApJ*, 716, 1191
 Wong, T. & Blitz, L. 2002, *ApJ*, 569, 157

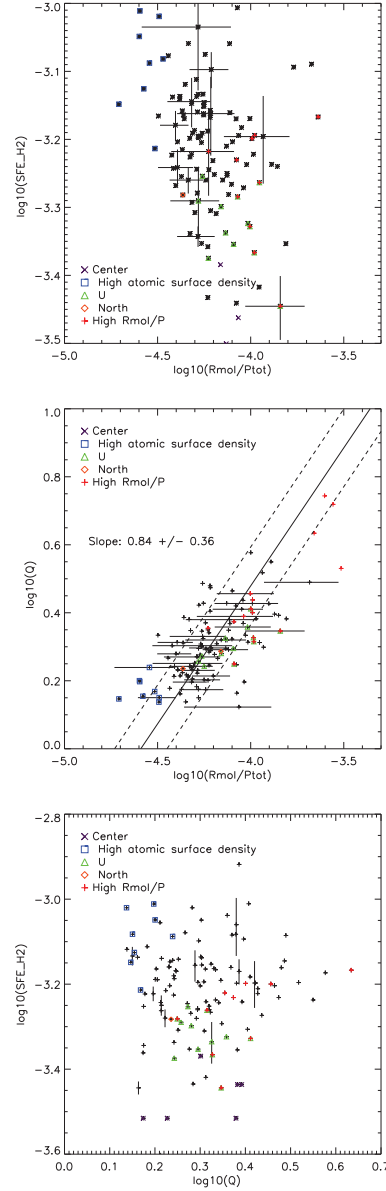


Fig. 27. NGC 4501: *left panel:* SFE_{H_2} as a function of the molecular fraction over ISM pressure. *Right panel:* Toomre Q as a function of R_{mol}/P_{tot} . *Lower panel:* SFE_{H_2} as a function of Toomre Q .

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

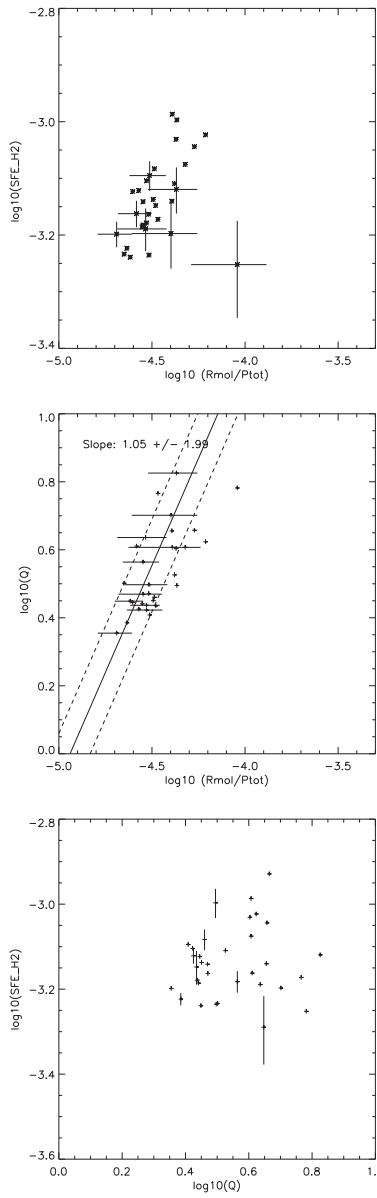


Fig. 28. NGC 4567. Same panels as in Fig. 27

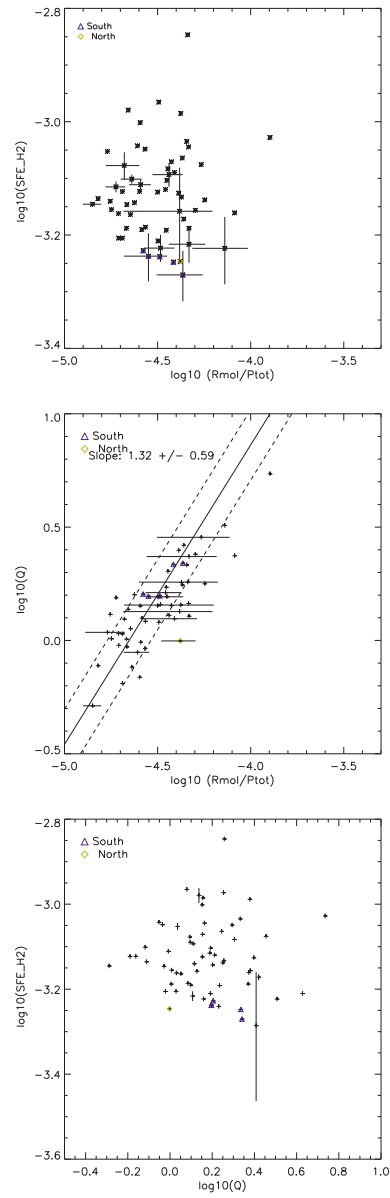
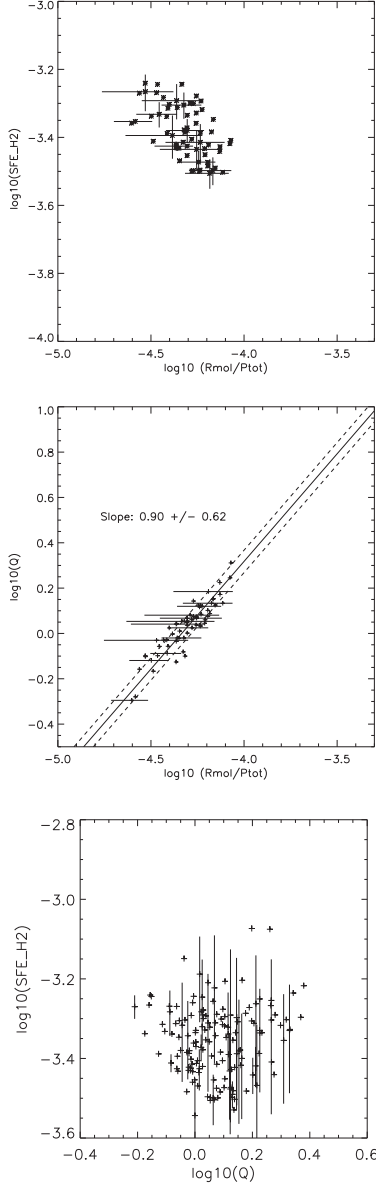
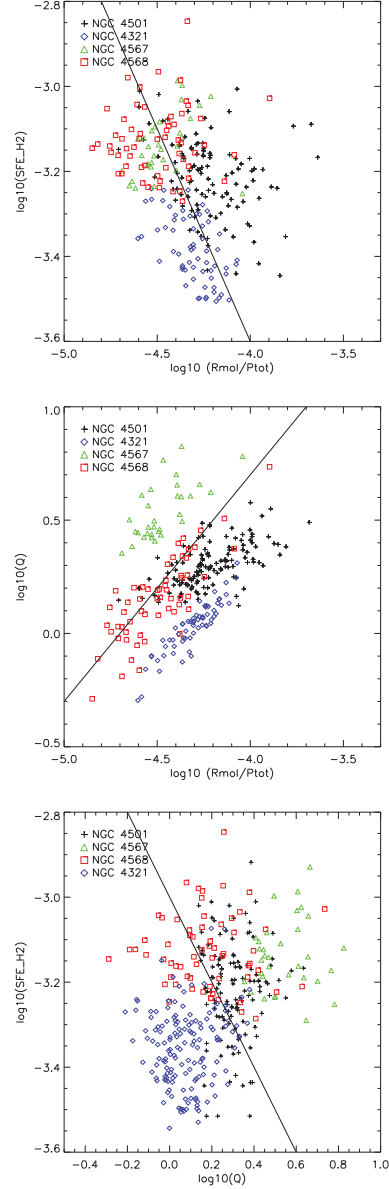


Fig. 29. NGC 4568. Same panels as in Fig. 27

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression


Fig. 30. NGC 4321. Same panels as in Fig. 27

Fig. 31. From top to bottom for NGC 4501, NGC 4567/68 and NGC 4321: SFE_{H_2} - $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$, Q - $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$ and SFE_{H_2} - Q .

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

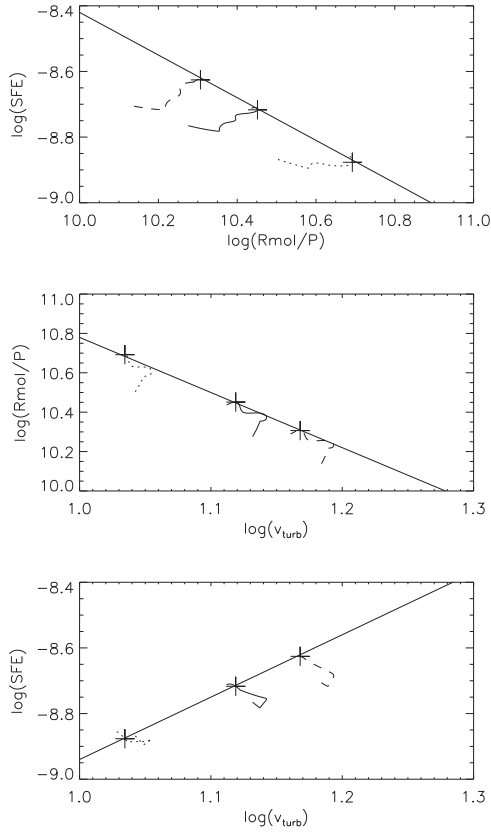


Fig. 33. Analytical model. *Top panel:* molecular SFE_{H_2} as a function of R_{mol}/P_{tot} for different mass accretion rates. The solid line corresponds to $y = -0.65x + 1.92$. *Middle panel:* R_{mol}/P_{tot} as a function of the turbulent velocity. The solid line corresponds to $y = -2.8x + 13.58$. *Lower panel:* SFE_{H_2} as a function of the turbulent velocity. The solid line corresponds to $y = 1.9x + 10.84$.

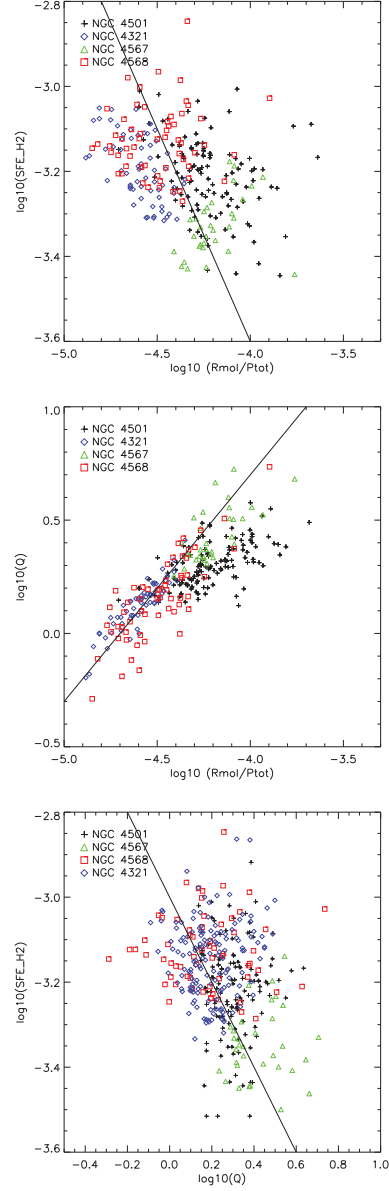


Fig. 34. As Fig. 33 with the observed relations “corrected” for the unknown velocity dispersion (see text).

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

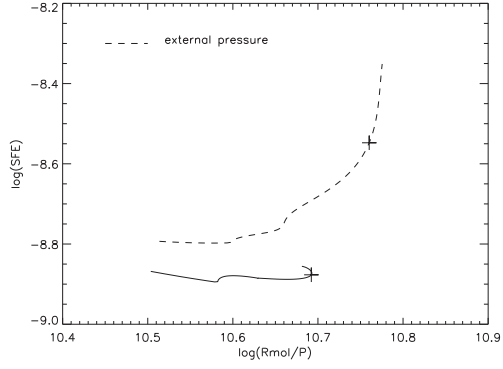


Fig. 35. Analytical model. Molecular SFE_{H_2} as a function of R_{mol}/P_{tot} . The dashed line is for a galaxy with an external isotropic pressure applied to the ISM.

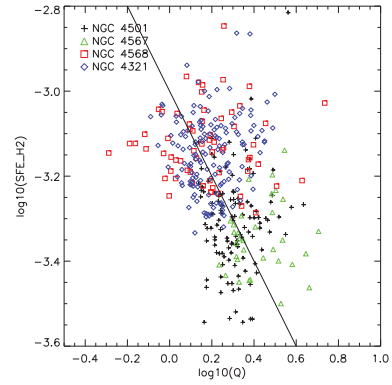
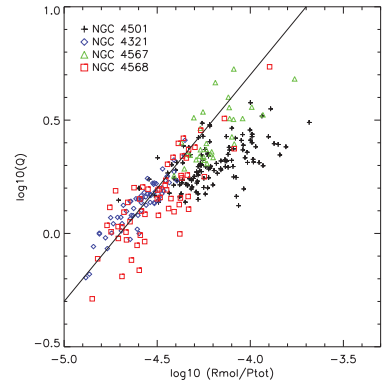
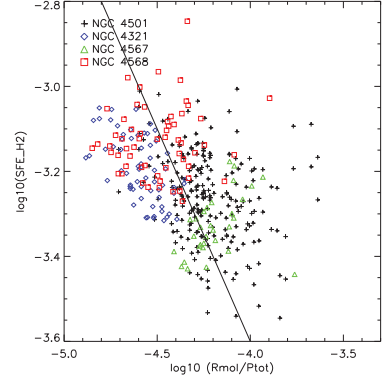


Fig. 36. As Fig. 34 with the SFE_{H_2} of NGC 4501 “corrected” for the external pressure (leading to a 0.1 dex lower SFE_{H_2}).

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

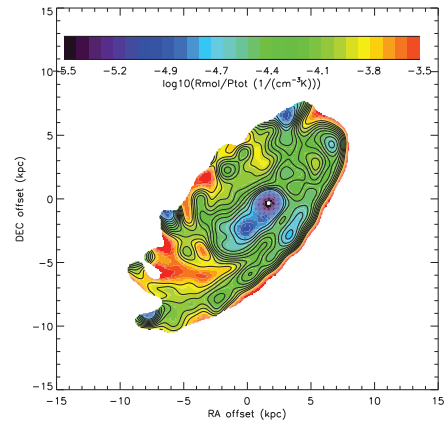
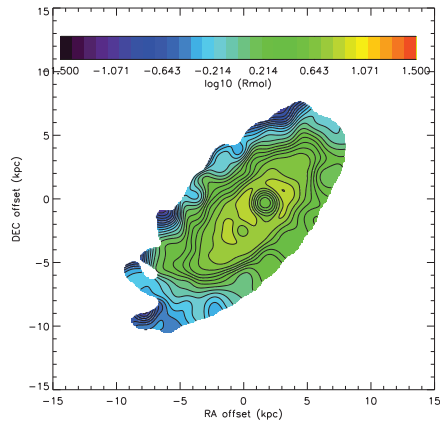
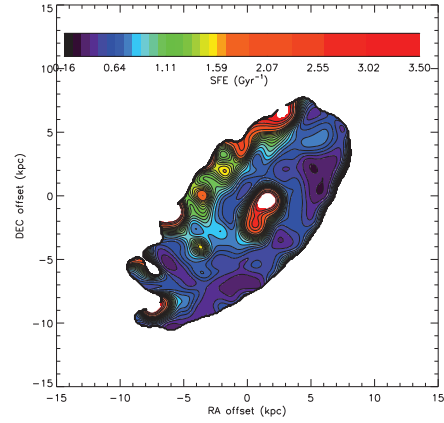
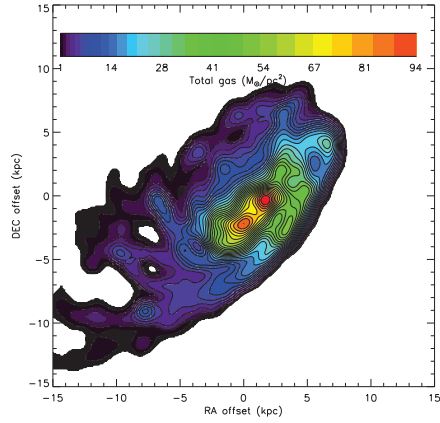


Fig. 37. NGC 4501 simulation A. *Upper panel:* total gas distribution. *Lower panel:* molecular fraction.

Fig. 38. NGC 4501 simulation A. *Upper panel:* SFE_{H_2} . *Lower panel:* R_{mol}/P_{tot} .

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

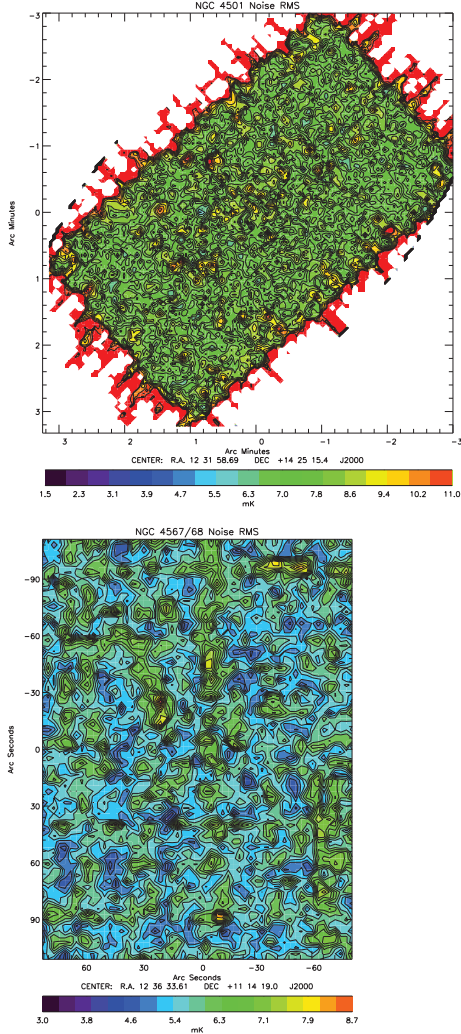


Fig. A.1. CO(2-1) rms noise maps of NGC 4501 (upper panel) and NGC 4567/68 (lower panel). The color bar is in units of mK. The spectral velocity resolution is 10.4 km s^{-1} .

Appendix A: CO(2-1) observations: rms

We computed the rms of the CO(2-1) spectra for each position. The CO(2-1) emission line signal in each spectrum was excluded from the rms calculation. The rms noise was defined as follow: $\Delta\Sigma_{\text{H}_2} = \text{rms} \times \Delta V_{\text{Channel}} \times \sqrt{N_{\text{CO}21}}$, with rms the estimated rms of the CO spectra's, $\Delta V_{\text{Channel}}$ the spectral velocity resolution (10.4 km/s here) and $N_{\text{CO}21}$ the CO(2-1) line width. The noise maps of NGC 4501 and NGC 4567/68 (Fig. A.1) do not show any systematics behaviour.

Appendix B: SFR comparison

Appendix B.1: Total IR

The FUV heated dust emission can also be tracked using the total infrared emission (hereafter TIR) (see Hao et al. (2011) and Galametz et al. (2013)). We tried three different recipes of computing TIR emissions:

- TIR1 based on the 3.6, 8., 24. and $70. \mu\text{m}$ from Spitzer (Eq. (B.1), (B.2) and (B.3))
- TIR2 based on the 3.6, 24. and $100. \mu\text{m}$ from Spitzer and 100., 160. μm from *Herschel* PACS (eq. (B.4))
- TIR3 based on the 3.6, 24. and $70. \mu\text{m}$ from Spitzer and 100., 160. μm from *Herschel* PACS (eq. (B.5))

$$I_{\nu}(\text{PAH}8\mu\text{m}) = I_{\nu}(8\mu\text{m}) - 0.232 \times I_{\nu}(3.6\mu\text{m}) \quad (\text{B.1})$$

$$I_{\nu 24}(24\mu\text{m}) = I_{\nu}(24\mu\text{m}) - 0.032 \times I_{\nu}(3.6\mu\text{m}) \quad (\text{B.2})$$

$$I(\text{TIR1}) = 0.95 \times \nu I_{\nu}(\text{PAH}8\mu\text{m}) + 1.15 \times \nu I_{\nu 24}(24\mu\text{m}) + 2.3 \times \nu I_{\nu}(70\mu\text{m}) \quad (\text{B.3})$$

$$I(\text{TIR2}) = 2.708 \times \nu I_{\nu 24}(24\mu\text{m}) + 0.734 \times \nu I_{\nu}(100\mu\text{m}) + 0.739 \times \nu I_{\nu}(160\mu\text{m}) \quad (\text{B.4})$$

$$I(\text{TIR3}) = 2.064 \times \nu I_{\nu 24}(24\mu\text{m}) + 0.539 \times \nu I_{\nu}(70\mu\text{m}) + 0.277 \times \nu I_{\nu}(100\mu\text{m}) + 0.938 \times \nu I_{\nu}(160\mu\text{m}) \quad (\text{B.5})$$

$$\dot{\Sigma}_{\star}(\text{TIR}) = 8.1 \times 10^{-2} I(\text{FUV}) + 0.46 \times I(\text{TIR}) \quad (\text{B.6})$$

The TIR1, TIR2 and TIR3 recipes of NGC4501 and 4567/68 were compared in a pixel by pixel analysis with the 24 micron emission (Fig. B.1). The three TIR recipes tightly correlate the 24 microns ($I_{\nu 24}(24\mu\text{m})$). The rms of the correlation is smaller than 0.09 dex.

Appendix B.2: SFR from $\text{H}\alpha$

We also calculated the Star formation rate based on $\text{H}\alpha$ emission: $\dot{\Sigma}_{\star}(\text{H}\alpha + 24\mu\text{m})$ (Eq. B.7):

$$\dot{\Sigma}_{\star}(\text{H}\alpha + 24\mu\text{m}) = (634. \times f_{\text{H}\alpha} + 2.5 \times 10^{-3} I_{24\mu\text{m}}) \cos(i) \quad (\text{B.7})$$

with $f_{\text{H}\alpha}$ the $\text{H}\alpha$ flux density ($\text{ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{A}^{-1}$) corrected for NII lines contamination (we used a NII/ $\text{H}\alpha$ ratio of 0.54, see Kennicutt et al. 2008 for a detailed study). $\dot{\Sigma}_{\star}(\text{H}\alpha + 24\mu\text{m})$ and $\dot{\Sigma}_{\star}(\text{FUV} + 24\mu\text{m})$ were compared pixel by pixel (see Fig. B.2). A significant deviation is found in the center of NGC 4501 where the $\dot{\Sigma}_{\star}$ derived from $\text{H}\alpha$ exceeds that derived from the FUV (right part of the upper left panel of Fig. B.2). The rms of the linear relations are 0.056 dex and 0.023 dex for NGC 4501 and NGC 4567/68, respectively.

¹ The $\text{H}\alpha$ data used in this study for NGC 4501 and NGC 4567/68, are part of the GOLD-mine survey of the Virgo cluster (Gavazzi et al. 2003)

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

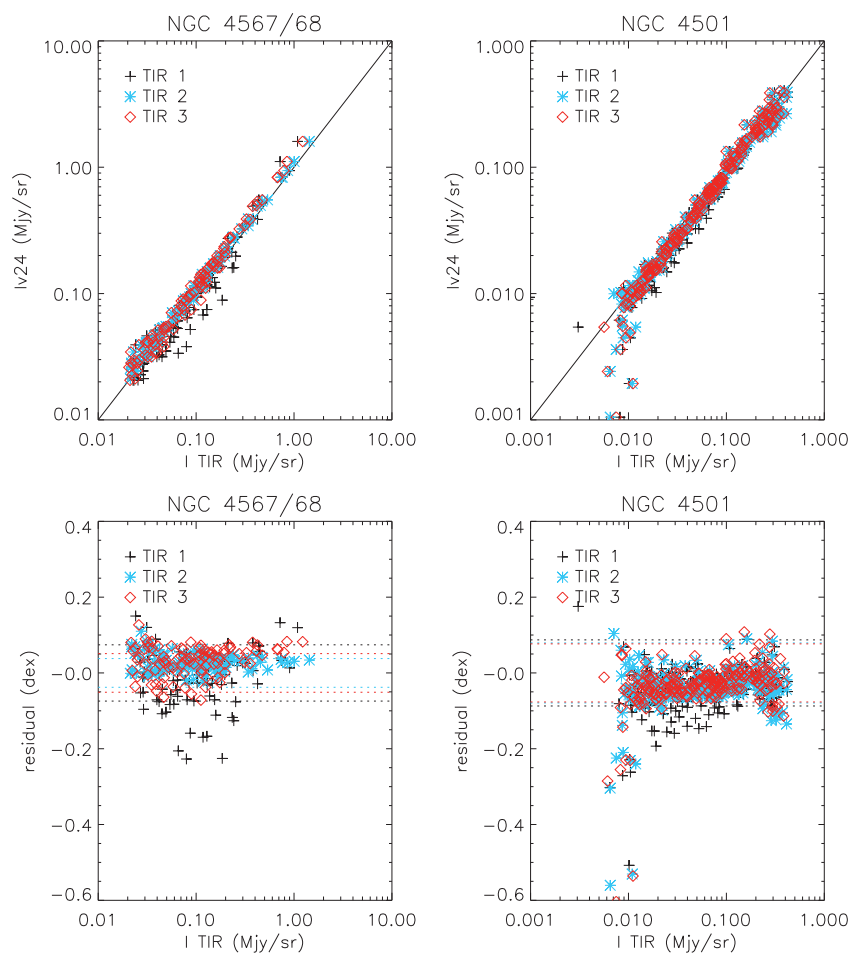


Fig. B.1. Total infrared (TIR) correlations with $I_{v24}(24\mu\text{m})$ for NGC 4567/68 (left), and NGC 4501 (right). The pixel size is $18''$. *Upper panels:* $I_{v24}(24\mu\text{m}) \times 3.2 \times 10^{-3}/8.1 \times 10^{-2}$ (see Eq. 6) as a function of $TIR1 \times 0.46$, $TIR2 \times 0.46$ and $TIR3 \times 0.46$ (see equation B.6). *Lower panels:* the residuals of the relations. The dotted lines are at $\pm 1 \times rms$ with the color of the corresponding TIR.

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

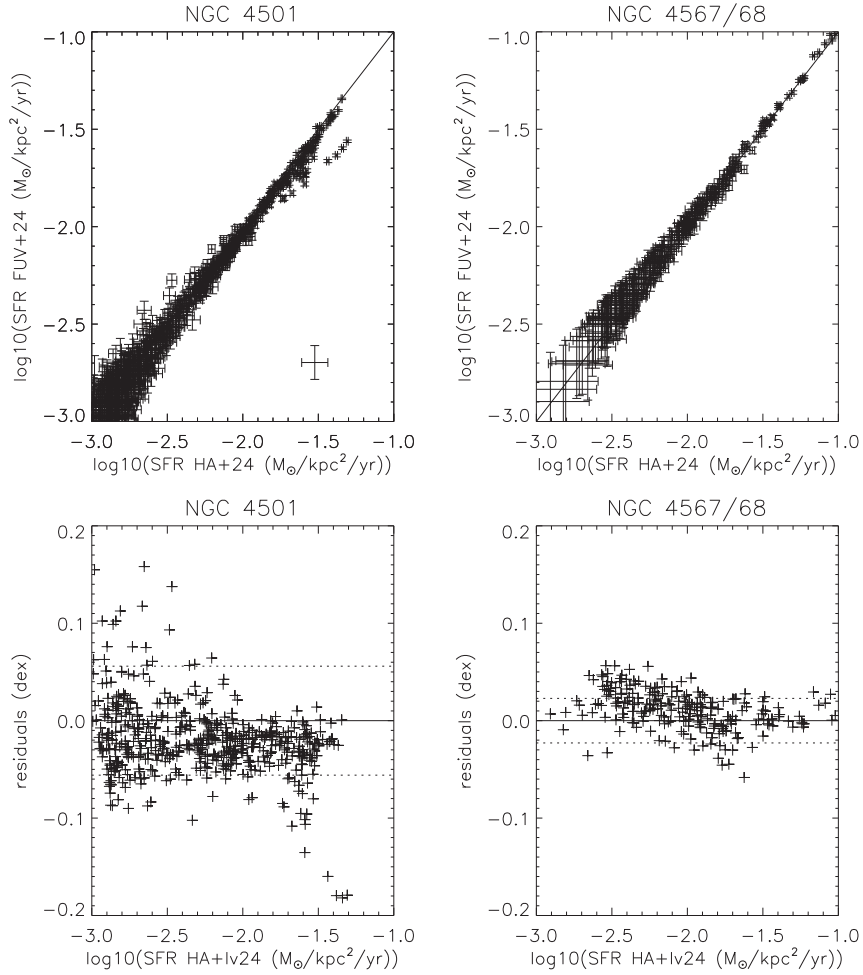


Fig. B.2. Comparison of star formation rates computed with FUV and $H\alpha$. *Upper panels:* SFR_{FUV} as a function of $SFR_{H\alpha}$ for NGC 4501 (left) and NGC 4567/68 (right). *Lower panels:* residuals of the relations in dex for both NGC 4501 and NGC 4567/68. The dotted lines correspond to $\pm 1 \times \sigma$.

Appendix C: Relations for NGC 4501 simulation

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

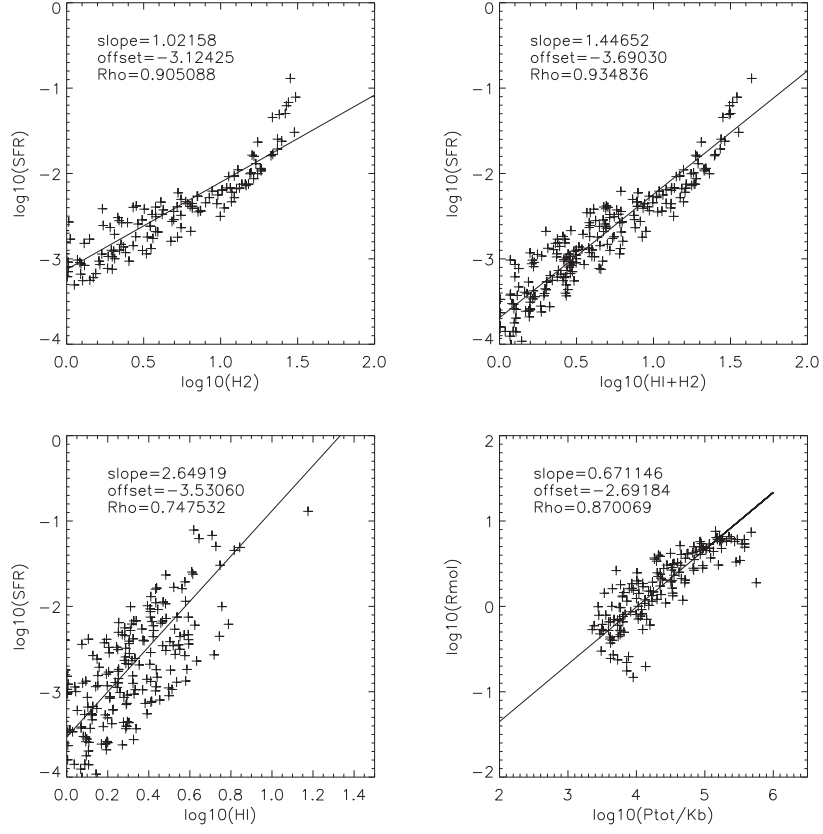


Fig. C.2. NGC 4501 simulation A. *Upper left panel:* SFR as a function of Σ_{H_2} . *Upper right panel:* SFR as a function of total gas surface density. *Lower left panel:* SFR as a function of atomic gas surface density. *Lower right:* molecular ratio as a function of the ISM pressure.

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

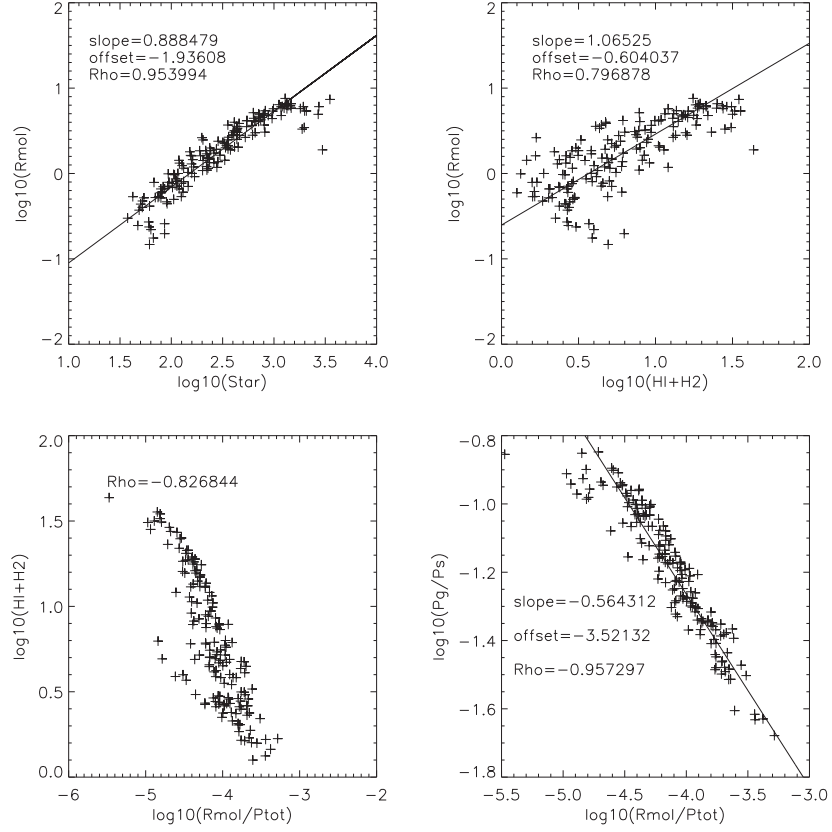


Fig. C.3. NGC 4501 simulation A. *Upper left panel:* molecular fraction as a function of stellar surface density. *Upper right panel:* molecular fraction as a function of the total gas surface density. *Lower left panel:* total gas as a function of molecular fraction divided by ISM pressure. *Lower right:* total gas divided by stellar surface density as a function of the molecular fraction divided by ISM pressure.

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

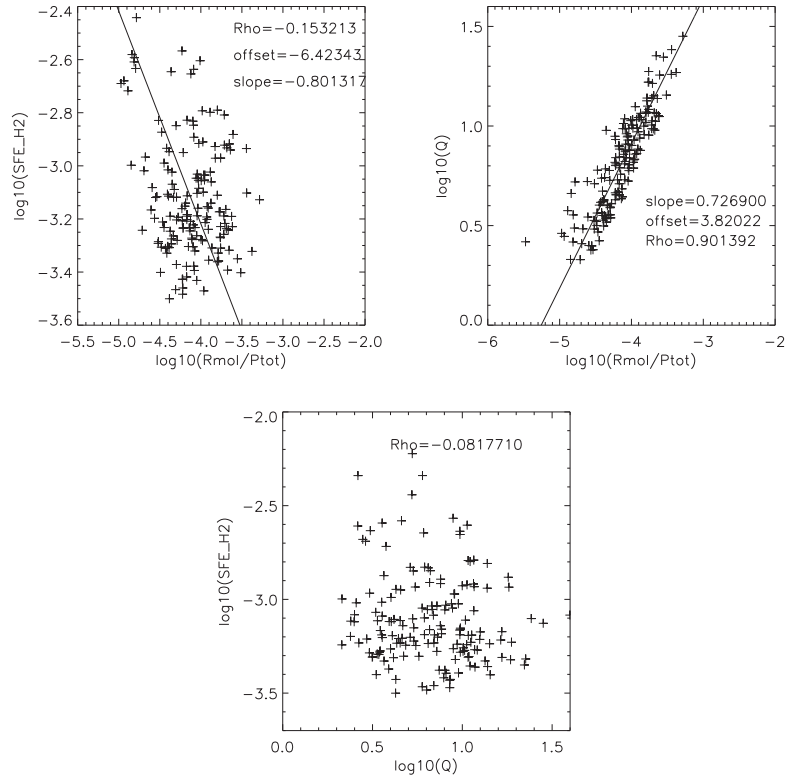
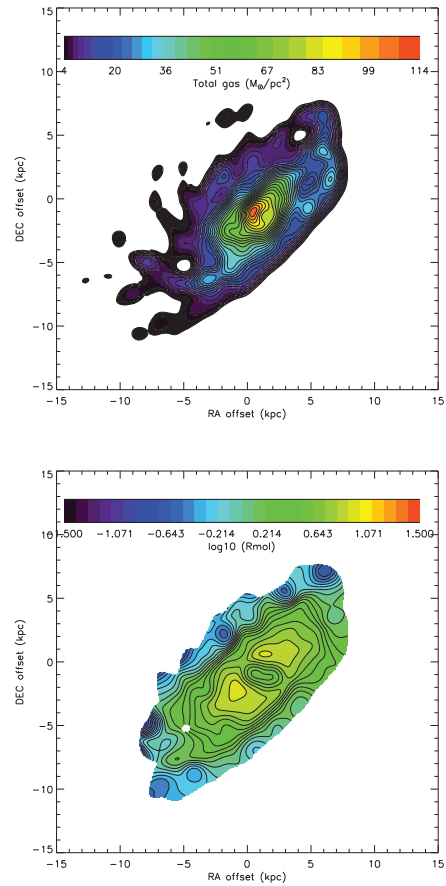


Fig. C.4. NGC 4501 simulation A. *left panel:* SFE_{H_2} as a function of the molecular fraction over ISM pressure. *right panel:* Toomre Q as a function of $R_{\text{mol}}/P_{\text{h}}$. *lower panel:* SFE_{H_2} as a function of Toomre Q .

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

Appendix D: Relations for NGC 4567/68 simulation**Fig. C.1.** NGC 4501 simulation B. *Upper panel:* total gas distribution. *Lower panel:* molecular ratio.

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

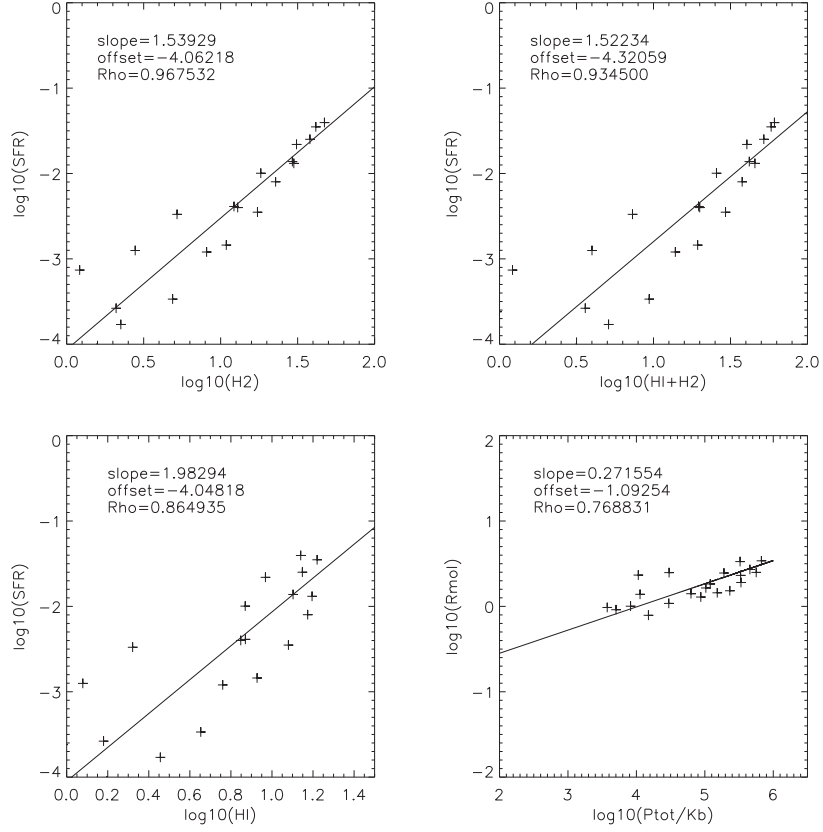


Fig. D.1. NGC 4567 simulation. *Upper left panel:* SFR as a function of Σ_{H_2} . *Upper right panel:* SFR as a function of total gas surface density. *Lower left panel:* SFR as a function of atomic gas surface density. *Lower right:* molecular ratio as a function of the ISM pressure.

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

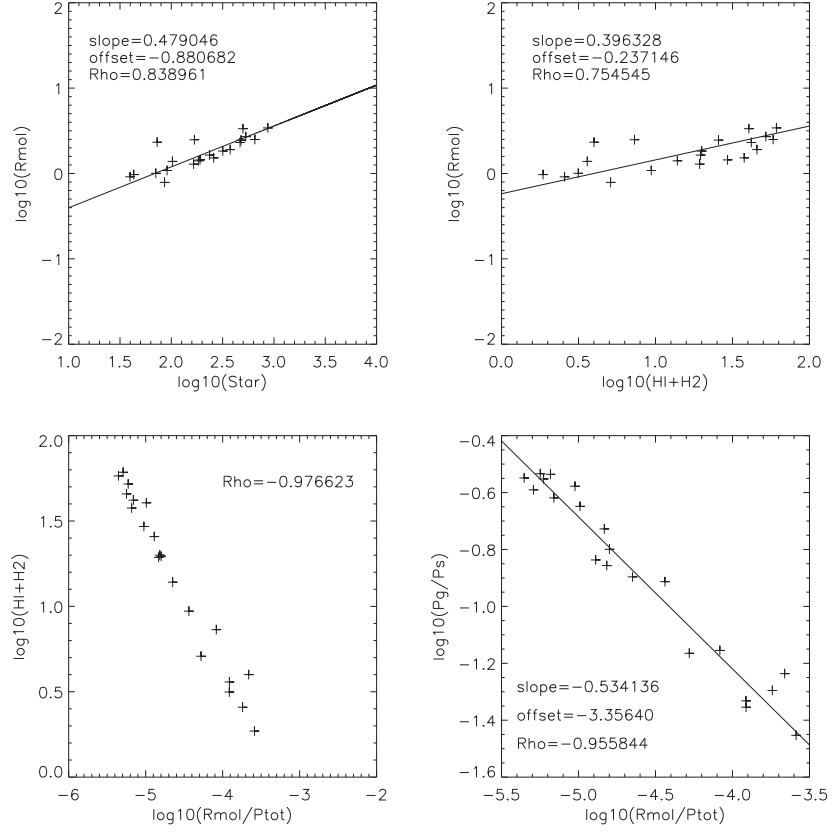


Fig. D.2. NGC 4567 simulation. *Upper left panel:* molecular fraction as a function of stellar surface density. *Upper right panel:* molecular fraction as a function of the total gas surface density. *Lower left panel:* total gas as a function of molecular fraction divided by ISM pressure. *Lower right:* total gas divided by stellar surface density as a function of the molecular fraction divided by ISM pressure.

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

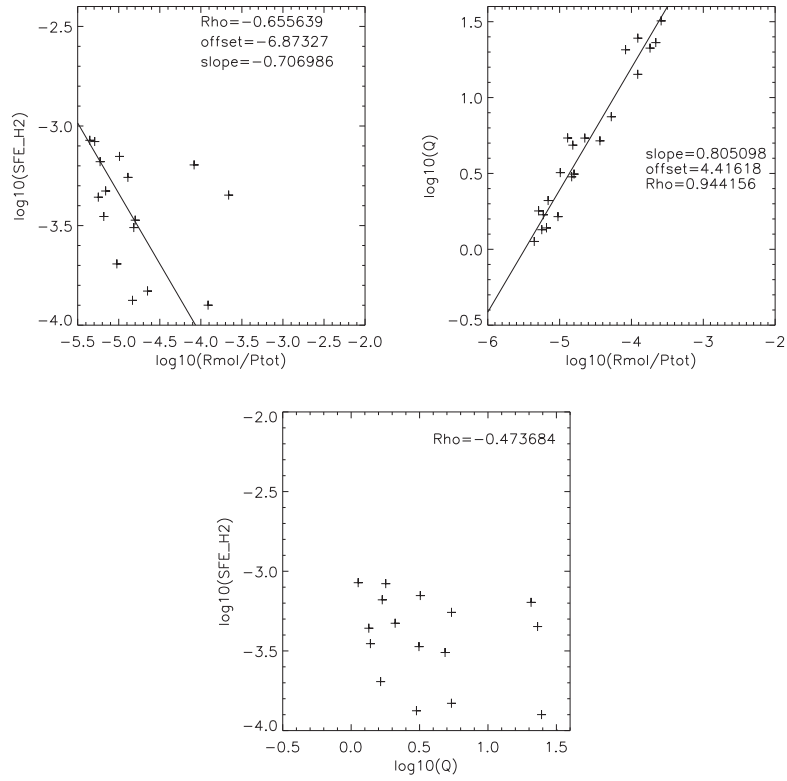


Fig. D.3. NGC 4567 simulation. *Left panel:* SFE_{H_2} as a function of the molecular fraction divided by ISM pressure. *Right panel:* Toomre Q as a function of $R_{\text{mol}}/P_{\text{h}}$. *Lower panel:* SFE_{H_2} as a function of Toomre Q .

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

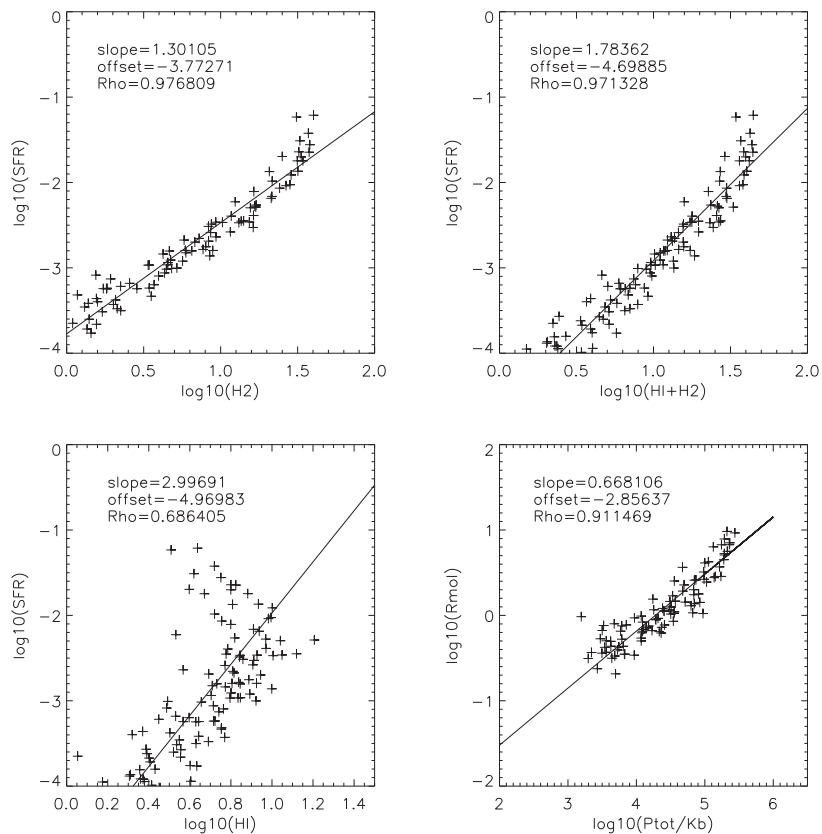


Fig. D.4. NGC 4568 simulation. *Upper left panel:* SFR as a function of Σ_{H_2} . *Upper right panel:* SFR as a function of total gas surface density. *Lower left panel:* SFR as a function of atomic gas surface density. *Lower right:* molecular ratio as a function of the ISM pressure.

A&A proofs: manuscript no. paper1bv2

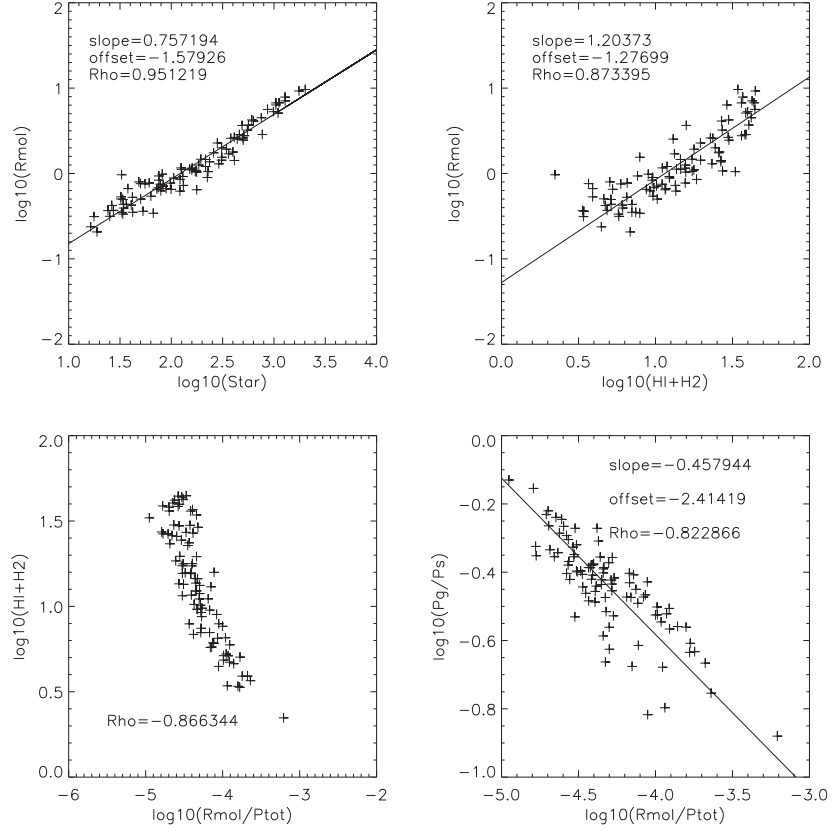


Fig. D.5. NGC 4568 simulation. *Upper left panel:* molecular fraction as a function of stellar surface density. *Upper right panel:* molecular fraction as a function of the total gas surface density. *Lower left panel:* total gas as a function of molecular fraction divided by ISM pressure. *Lower right:* total gas divided by stellar surface density as a function of the molecular fraction divided by ISM pressure.

F. Nehlig, B. Vollmer, and J. Braine: Environmental gas compression

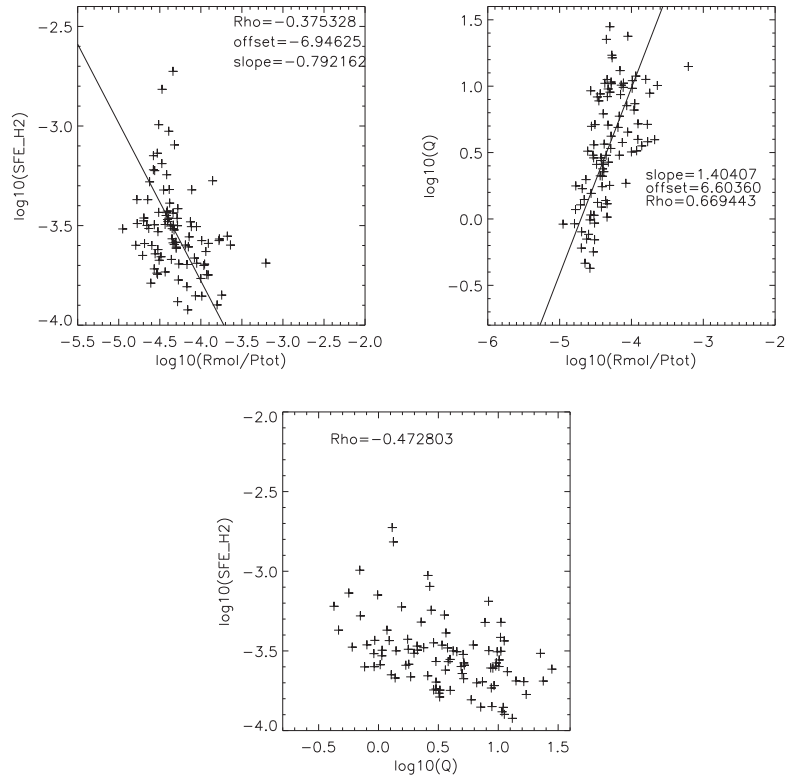


Fig. D.6. NGC 4568 simulation. *Left panel:* SFE_{H_2} as a function of molecular fraction divided by ISM pressure. *Right panel:* Toomre Q as a function of $R_{\text{mol}}/P_{\text{h}}$. *Lower panel:* SFE_{H_2} as a function of Toomre Q .

Bibliographie

- Abramson, A. & Kenney, J. D. P. 2014, *AJ*, 147, 63
- Abramson, A., Kenney, J. D. P., Cowl, H. H., et al. 2011, *AJ*, 141, 164
- Baldry, I. K., Balogh, M. L., Bower, R. G., et al. 2006, *MNRAS*, 373, 469
- Balogh, M. L., Morris, S. L., Yee, H. K. C., Carlberg, R. G., & Ellingson, E. 1999, *ApJ*, 527, 54
- Bekki, K., Couch, W. J., & Shioya, Y. 2002, *ApJ*, 577, 651
- Rakos, K. D. & Schombert, J. M. 1995, *ApJ*, 439, 47
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, *AJ*, 136, 2846
- Bigiel, F., Leroy, A. K., Walter, F., et al. 2011, *ApJ*, 730, L13
- Binggeli, B., Sandage, A., & Tammann, G. A. 1985, *AJ*, 90, 1681
- Blitz, L. & Rosolowsky, E. 2006, *ApJ*, 650, 933
- Böhringer, H., Briel, U. G., Schwarz, R. A., et al. 1994, *Natur*, 368, 828
- Böhringer, H., Neumann, D. M., Schindler, S., & Huchra, J. P. 1997, *ApJ*, 485, 439
- Boissier, S., Prantzos, N., Boselli, A., & Gavazzi, G. 2003, *MNRAS*, 346, 1215
- Bolatto, A. D., Leroy, A. K., Rosolowsky, E., Walter, F., & Blitz, L. 2008, *ApJ*, 686, 948
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013, *ARA&A*, 51, 207
- Boselli, A., Cortese, L., Boquien, M., et al. 2014, *A&A*, 564, A67
- Boselli, A., Lequeux, J., & Gavazzi, G. 2002, *A&A*, 384, 33

- Boulares, A. & Cox, D. P. 1990, *ApJ*, 365, 544
- Braine, J., Davoust, E., Zhu, M., et al. 2003, *A&A*, 408, L13
- Braine, J., Lisenfeld, U., Duc, P.-A., et al. 2004, *A&A*, 418, 419
- Butcher, H. & Oemler, Jr., A. 1984, *ApJ*, 285, 426
- Byrd, G. & Valtonen, M. 1990, *ApJ*, 350, 89
- Caldú-Primo, A., Schruba, A., Walter, F., et al. 2013, *Aj*, 146, 150
- Calzetti, D., Kennicutt, R. C., Engelbracht, C. W., et al. 2007, *ApJ*, 666, 870
- Cayatte, V., van Gorkom, J. H., Balkowski, C., & Kotanyi, C. 1990, *AJ*, 100, 604
- Chemin, L., Balkowski, C., Cayatte, V., et al. 2006, *MNRAS*, 366, 812
- Chung, A., van Gorkom, J. H., Kenney, J. D. P., Crowl, H., & Vollmer, B. 2009, *Aj*, 138, 1741
- Chung, A., van Gorkom, J. H., Kenney, J. D. P., & Vollmer, B. 2007, *ApJ*, 659, L115
- Combes, F. & Becquaert, J.-F. 1997, *A&A*, 326, 554
- Combes, F. & Gerin, M. 1985, *A&A*, 150, 327
- Condon, J. J., Helou, G., & Jarrett, T. H. 2002, *AJ*, 123, 1881
- Condon, J. J., Helou, G., Sanders, D. B., & Soifer, B. T. 1993, *AJ*, 105, 1730
- Cortese, L., Gavazzi, G., Boselli, A., et al. 2006, *A&A*, 453, 847
- Crowl, H. H., Kenney, J. D. P., van Gorkom, J. H., & Vollmer, B. 2005, *AJ*, 130, 65
- Dahlem, M. 1997, *PASP*, 109, 1298
- Dickman, R. L., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1986, *ApJ*, 309, 326
- Draine, B. T., Dale, D. A., Bendo, G., et al. 2007, *ApJ*, 663, 866
- Dressler, A. 1980, *ApJ*, 236, 351
- Dressler, A., Oemler, Jr., A., Couch, W. J., et al. 1997, *ApJ*, 490, 577
- Drzazga, R. T., Chyży, K. T., Jurusik, W., & Wiórkiewicz, K. 2011, *A&A*, 533, A22

- Elmegreen, B. G. 1989, *ApJ*, 338, 178
- Elmegreen, B. G. 2000, *ApJ*, 530, 277
- Elmegreen, B. G. & Burkert, A. 2010, *ApJ*, 712, 294
- Elmegreen, B. G. & Falgarone, E. 1996, *ApJ*, 471, 816
- Elmegreen, B. G. & Parravano, A. 1994, *ApJ*, 435, L121
- Fouqué, P., Solanes, J. M., Sanchis, T., & Balkowski, C. 2001, *A&A*, 375, 770
- Fraternali, F. & Binney, J. J. 2008, *MNRAS*, 386, 935
- Fraternali, F. & Tomassetti, M. 2012, *MNRAS*, 426, 2166
- Fujita, Y. 2004, *PASJ*, 56, 29
- Galametz, M., Kennicutt, R. C., Calzetti, D., et al. 2013, *MNRAS*, 431, 1956
- Gao, Y., Zhu, M., & Seaquist, E. R. 2003, *AJ*, 126, 2171
- Gavazzi, G., Boselli, A., Donati, A., Franzetti, P., & Scodreggio, M. 2003, *A&A*, 400, 451
- Gerber, R. A. & Lamb, S. A. 1994, *ApJ*, 431, 604
- Goto, T., Yamauchi, C., Fujita, Y., et al. 2003, *MNRAS*, 346, 601
- Gunn, J. E. & Gott, III, J. R. 1972, *ApJ*, 176, 1
- Hao, C.-N., Kennicutt, R. C., Johnson, B. D., et al. 2011, *ApJ*, 741, 124
- Heald, G., Józsa, G., Serra, P., et al. 2011, *A&A*, 526, A118
- Jarrett, T. H., Helou, G., Van Buren, D., Valjavec, E., & Condon, J. J. 1999, *AJ*, 118, 2132
- Jog, C. J. & Solomon, P. M. 1984, *ApJ*, 276, 127
- Kauffmann, G., White, S. D. M., Heckman, T. M., et al. 2004, *MNRAS*, 353, 713
- Kenney, J. D. P., Abramson, A., & Bravo-Alfaro, H. 2015, *AJ*, 150, 59
- Kenney, J. D. P. & Young, J. S. 1989, *ApJ*, 344, 171
- Kennicutt, R. C. & Evans, N. J. 2012, *ARA&A*, 50, 531

- Kennicutt, Jr., R. C. 1983, *ApJ*, 272, 54
- Kennicutt, Jr., R. C. 1989, *ApJ*, 344, 685
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
- Kennicutt, Jr., R. C., Calzetti, D., Walter, F., et al. 2007, *ApJ*, 671, 333
- Kennicutt, Jr., R. C. & Chu, Y.-H. 1988, *AJ*, 95, 720
- Kennicutt, Jr., R. C., Lee, J. C., Funes, José G., S. J., Sakai, S., & Akiyama, S. 2008, *ApJS*, 178, 247
- Kregel, M., van der Kruit, P. C., & de Grijs, R. 2002, *MNRAS*, 334, 646
- Krumholz, M. R. 2014, *PhR*, 539, 49
- Kuno, N., Sato, N., Nakanishi, H., et al. 2007, *PASJ*, 59, 117
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Larson, R. B., Tinsley, B. M., & Caldwell, C. N. 1980, *ApJ*, 237, 692
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 3
- Leroy, A. K., Bolatto, A., Gordon, K., et al. 2011, *ApJ*, 737, 12
- Leroy, A. K., Walter, F., Bigiel, F., et al. 2009, *Aj*, 137, 4670
- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., et al. 2008, *AJ*, 136, 2782
- Leroy, A. K., Walter, F., Sandstrom, K., et al. 2013, *AJ*, 146, 19
- Lin, D. N. C. & Pringle, J. E. 1987, *MNRAS*, 225, 607
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125
- Margoniner, V. E. & de Carvalho, R. R. 2000, *AJ*, 119, 1562
- Marinacci, F., Binney, J., Fraternali, F., et al. 2010, *MNRAS*, 404, 1464
- Mei, S., Blakeslee, J. P., Côté, P., et al. 2007, *The ACS Virgo Cluster Survey. XIII. SBF Distance Catalog and the Three-dimensional Structure of the Virgo Cluster*
- Moore, B., Katz, N., Lake, G., Dressler, A., & Oemler, A. 1996, *Natur*, 379, 613

- Moore, B., Lake, G., Quinn, T., & Stadel, J. 1999, MNRAS, 304, 465
- Onodera, S., Koda, J., Sofue, Y., & Kohno, K. 2004, PASJ, 56, 439
- Oosterloo, T., Fraternali, F., & Sancisi, R. 2007, AJ, 134, 1019
- Panuzzo, P., Vega, O., Bressan, A., et al. 2007, ApJ, 656, 206
- Peng, Y.-j., Lilly, S. J., Kovač, K., et al. 2010, ApJ, 721, 193
- Peterson, B. W., Appleton, P. N., Helou, G., et al. 2012, ApJ, 751, 11
- Pety, J., Schinnerer, E., Leroy, A. K., et al. 2013, ApJ, 779, 43
- Phookun, B. & Mundy, L. G. 1995, ApJ, 453, 154
- Pilkington, K., Few, C. G., Gibson, B. K., et al. 2012, A&A, 540, A56
- Plummer, H. C. 1911, MNRAS, 71, 460
- Poggianti, B. M., von der Linden, A., De Lucia, G., et al. 2006, ApJ, 642, 188
- Popescu, C. C., Tuffs, R. J., Kylafis, N. D., & Madore, B. F. 2004, A&A, 414, 45
- Pringle, J. E. 1981, ARA&A, 19, 137
- Rafikov, R. R. 2001, MNRAS, 323, 445
- Rasmussen, J., Sommer-Larsen, J., Pedersen, K., et al. 2009, ApJ, 697, 79
- Renaud, F., Bournaud, F., Kraljic, K., & Duc, P.-A. 2014, MNRAS, 442, L33
- Rieke, G. H., Alonso-Herrero, A., Weiner, B. J., et al. 2009, ApJ, 692, 556
- Roediger, E. & Hensler, G. 2005, A&A, 433, 875
- Sancisi, R., Fraternali, F., Oosterloo, T., & van der Hulst, T. 2008, A&ARv, 15, 189
- Sanders, D. B., Scoville, N. Z., & Solomon, P. M. 1985, ApJ, 289, 373
- Schmidt, M. 1959, ApJ, 129, 243
- Schmidt, M. 1963, ApJ, 137, 758
- Schulz, S. & Struck, C. 2001, MNRAS, 328, 185

Schuster, K.-F., Boucher, C., Brunswig, W., et al. 2004, *A&A*, 423, 1171

Shapiro, K. L., Gerssen, J., & van der Marel, R. P. 2003, *AJ*, 126, 2707

Shapiro, P. R. & Field, G. B. 1976, *ApJ*, 205, 762

Shaver, P. A., McGee, R. X., Newton, L. M., Danks, A. C., & Pottasch, S. R. 1983, *MNRAS*, 204, 53

Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730

Tamburro, D., Rix, H.-W., Leroy, A. K., et al. 2009, *AJ*, 137, 4424

Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217

Vollmer, B. 2003, *A&A*, 398, 525

Vollmer, B. 2013, *The Influence of Environment on Galaxy Evolution*, ed. T. D. Oswalt & W. C. Keel, 207

Vollmer, B. & Beckert, T. 2003, *A&A*, 404, 21

Vollmer, B., Braine, J., Pappalardo, C., & Hily-Blant, P. 2008a, *A&A*, 491, 455

Vollmer, B., Braine, J., & Soida, M. 2012a, *A&A*, 547, A39

Vollmer, B., Cayatte, V., Balkowski, C., & Duschl, W. J. 2001, *ApJ*, 561, 708

Vollmer, B. & Davies, R. I. 2013, *A&A*, 556, A31

Vollmer, B. & Leroy, A. K. 2011, *AJ*, 141, 24

Vollmer, B., Soida, M., Beck, R., et al. 2013, *A&A*, 553, A116

Vollmer, B., Soida, M., Beck, R., et al. 2007, *A&A*, 464, L37

Vollmer, B., Soida, M., Chung, A., et al. 2008b, *A&A*, 483, 89

Vollmer, B., Wong, O. I., Braine, J., Chung, A., & Kenney, J. D. P. 2012b, *A&A*, 543, A33

Walter, F., Brinks, E., de Blok, W. J. G., et al. 2008, *AJ*, 136, 2563

Warmels, R. H. 1988, *A&AS*, 72, 19

Wolfire, M. G., Hollenbach, D., & McKee, C. F. 2010, ApJ, 716, 1191

Wong, T. & Blitz, L. 2002, ApJ, 569, 157

”Ne vous laissez pas embobiner. . . Ils cherchent à vous rembobiner ! Les chiffres, c’est pas une science exacte figurez-vous !”

Simon Astier, Kaamelott, *Livre IV*, 76 : Le Choix de Gauvain
Jean-Christophe Hembert, Kaamelott, *Livre V*, Le dernier recours.

François Nehlig

**Le gaz dans les galaxies spirales de l'univers local. Modélisation
d'observations radio et étude des lois de formation stellaire de galaxies
perturbées.**

Résumé : Le milieu interstellaire (MIS) des galaxies spirales joue un rôle primordial dans l'évolution des galaxies. Nous nous sommes attachés au cours de cette thèse à caractériser le lien existant entre le MIS dans les galaxies spirales et l'efficacité de la formation stellaire. Dans une première partie, nous étudions la morphologie du disque de gaz atomique de la galaxie spirale fortement inclinée NGC 2683, à l'aide d'un modèle de déprojection de cubes de données radio. Cette étude permet notamment de rendre compte de l'histoire d'accrétion de gaz dans ce système. Dans une seconde partie, nous nous intéressons aux conséquences de la compression du MIS qui peut avoir lieu dans des galaxies situées dans des environnements denses. Notre approche fait usage à la fois de données multilongueur d'onde de galaxies subissant la compression de leur MIS (avec notamment de nouvelles observations millimétriques), de simulations dynamiques de ces galaxies ainsi que d'un modèle analytique donnant accès à la physique aux petites échelles. Notre thèse montre la complémentarité de l'utilisation d'observations, de la modélisation de ces observations et de simulations dynamiques dans l'étude du MIS des galaxies spirales.

Mots clés : *Astrophysique, Galaxies – Formation, Galaxies – Évolution, Galaxies – MIS, Galaxies – interactions*

Abstract : The interstellar medium (ISM) of spiral galaxies plays a key role in galaxy evolution. Throughout this thesis we characterized the link between the ISM of spiral galaxies and the star formation efficiency. In a first part, we studied the atomic gas distribution of the highly inclined spiral galaxy NGC 2683, with a deprojection model of radio data cubes. This study gives insight on the gas accretion history in this galaxy. In a second part of this work, we examined the compression effects of the ISM, which occurs in galaxies located in dense environment. Our approach makes use of both a multiwavelength data set of galaxies enduring ISM compression (including new millimeter observations), and dynamical simulations of these galaxies combined with an analytical model which gives access to small scale physics. Our thesis shows the complementarity of high quality observations together with modelisation of these observations and dynamical simulations in the study of the ISM in spiral galaxies.

Keywords : *Astrophysics, Galaxies – Formation, Galaxies – Evolution, Galaxies – ISM, Galaxies – interactions*
