



**HAL**  
open science

# Du gaz moléculaire aux étoiles : influence de la turbulence sur les observations multi-longueurs d'onde à l'échelle du kiloparsec dans le milieu interstellaire des galaxies proches

Thomas Lizée

## ► To cite this version:

Thomas Lizée. Du gaz moléculaire aux étoiles : influence de la turbulence sur les observations multi-longueurs d'onde à l'échelle du kiloparsec dans le milieu interstellaire des galaxies proches. Sciences de la Terre. Université de Strasbourg, 2021. Français. NNT : 2021STRAE026 . tel-03971413

**HAL Id: tel-03971413**

**<https://theses.hal.science/tel-03971413v1>**

Submitted on 3 Feb 2023

**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.

*ÉCOLE DOCTORALE 182*

UMR 7550

**THÈSE** présentée par:

**Thomas LIZEE**

soutenue le : 17 Novembre 2021

pour obtenir le grade de: **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité: Astrophysique

## Du gaz moléculaire aux étoiles

**Influence de la turbulence sur les observations multi-longueurs d'onde à l'échelle du kiloparsec dans le milieu interstellaire des galaxies proches**

**THÈSE dirigée par :**  
M. VOLLMER Bernd

Astronome, Université de Strasbourg

**RAPPORTEURS :**  
M. AMRAM Philippe  
M. BOSELLI Alessandro

Professeur, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille  
Directeur de recherche, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille

**AUTRES MEMBRES DU JURY :**  
Mme. BOT Caroline

Astronome-adjointe, Université de Strasbourg



# **Du gaz moléculaire aux étoiles**

Influence de la turbulence sur les observations multi-longueurs  
d'onde à l'échelle du kiloparsec dans le milieu interstellaire des  
galaxies proches

Thomas Lizée

Année 2020-2021

## Remerciements

Comme le veut la tradition, l'heure est venue pour moi de remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin dans ce projet de thèse et grâce à qui je suis désormais en mesure de vous présenter ce manuscrit. Mes premiers remerciements vont tout naturellement à mon directeur de thèse M. Bernd VOLLMER. Depuis le stage de M2, il m'a toujours soutenu et appuyé ma candidature pour que je puisse continuer en thèse par la suite. Il m'a bien entendu énormément appris durant ces trois ans, sachant être très patient et compréhensif dans les moments un peu plus compliqués mais également toujours présent pour m'aider à avancer dans nos différents projets et me pousser à aller plus loin. Je lui suis sincèrement reconnaissant pour l'ensemble de la thèse qui, malgré la pandémie qui a pu ralentir certains projets, se sont avérées vraiment de très bonnes années.

J'aimerais ensuite adresser un grand merci à l'ensemble de l'observatoire de Strasbourg pour l'accueil chaleureux, l'ambiance de travail vraiment agréable et le professionnalisme du personnel aussi bien scientifique que logistique. Un grand merci à l'équipe du CDS et à son directeur M. Mark ALLEN qui a été également un grand soutien, en particulier durant ces derniers mois plus compliqué de fin de thèse.

Mes prochains remerciements s'adressent tout naturellement à mon jury de thèse, M. Philippe AMRAM, M. Alessandro BOSELLI et Mme. Caroline BOT. Merci d'avoir accepté de rejoindre ce projet et de m'accorder de votre temps pour évaluer ma thèse. J'aimerais également adresser des remerciements tout particuliers à M. Jonathan BRAINE, notre collaborateur direct qui a suivi avec attention nos différents projets et participé aux discussions concernant les deux publications scientifiques que nous avons rédigé durant la thèse. Merci pour tous les précieux conseils et les différentes idées qui ont permis d'améliorer nos travaux significativement.

Passons aux remerciements plus personnels... j'aimerais dans un premier temps remercier Pierre-Antoine (a.k.a. FdO) et Rashi, les meilleurs collègues de bureau qu'on puisse rêver avoir. Une fois encore l'ambiance de travail était vraiment irréprochable, et même si nous n'avons au final pas pu passer autant de temps que prévu ensemble au bureau, leur soutien et la bonne humeur générale qui régnait dans la salle E02 a été une vraie source de motivation tout au long de ces années. On a bu une quantité de thé assez astronomique ensemble (sans mauvais jeu de mots), on a beaucoup rigolé (peut-être parfois trop) et surtout nous avons pu nous entraider durant toute cette thèse.

Un grand merci également à ma famille qui dans l'ombre de ce projet a aussi beaucoup aidé de part son soutien sans faille. Merci à mes deux super colocataires successifs, Robin et Steven, à mes amis proches et meilleurs soutiens moraux Vanessa, Manon et Thomas, aux copains fan de jeux de société Laure, Jérôme et Bianca, ainsi qu'à l'ensemble des membres de mon club-cinéma "Le Crulic". Merci également à toutes les autres personnes qui m'ont soutenu que je ne cite pas ici (je ne vous oublie pas).

# Contents

<b>1</b>	<b>Introduction cosmologique à l'évolution des galaxies</b>	<b>7</b>
1.1	Big Bang et Univers primordial	7
1.2	Mesure de l'expansion de l'Univers	7
1.3	Recombinaison et premier rayonnement	8
1.4	Premières structures de l'Univers et époque de réionisation	9
1.5	De la formation hiérarchique des galaxies à nos jours	10
1.6	Histoire de la formation stellaire	11
<b>2</b>	<b>Les galaxies de A à Z</b>	<b>14</b>
2.1	Classification des galaxies à $z=0$	14
2.2	Distribution bimodale des galaxies	15
2.3	Extinction de la formation stellaire	16
2.4	Nature VS Environnement	18
2.5	Groupes de galaxies	20
2.6	Effets de marée entre galaxies	20
2.7	Fusion de galaxies	22
2.8	Amas de galaxies	22
2.9	Interaction de marée entre les galaxies et le potentiel de l'amas	24
2.10	Harcèlement galactique	24
2.11	Balayage par la pression dynamique	24
2.12	Preprocessing	25
2.13	Relations entre les différents paramètres physiques au sein des galaxies	25
2.13.1	Relation de Tully-Fisher	25
2.13.2	Relation masse-taille	26
2.13.3	Relation entre la masse stellaire totale et la masse du halo	27
2.14	Observations multi-longueurs d'onde des galaxies proches	28
2.14.1	Calcul de la résolution spatiale	28
2.14.2	L'émission radio: le gaz atomique et le champ magnétique	29
2.14.3	Le domaine radio millimétrique: le gaz moléculaire	29
2.14.4	L'infrarouge proche à lointain: les poussières	30
2.14.5	Le domaine visible et infrarouge proche: les étoiles	31
2.14.6	Les ultraviolets et l'émission $H_\alpha$ : la formation stellaire	31
2.14.7	Les rayons X et Gamma: les phénomènes très énergétiques	32
<b>3</b>	<b>Physique du milieu interstellaire turbulent et formation stellaire</b>	<b>34</b>
3.1	Les différentes phases de l'ISM	34
3.2	Champ de rayonnement interstellaire	35
3.3	Turbulence interstellaire	36
3.4	Rétroaction stellaire	37
3.5	Lois d'échelles	37
3.6	Gaz moléculaire	38
3.7	Mécanisme d'échauffement et de refroidissement du gaz	38
3.8	Formation stellaire	39

3.8.1	Formation d'une étoile . . . . .	39
3.8.2	Lois de puissances de la formation stellaire . . . . .	40
3.8.3	Estimation observationnelle du taux de formation stellaire dans les galaxies . . . . .	41
3.9	Observation indirecte et facteurs de conversion . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Modélisation analytique des disques de galaxies spirales proches</b>	<b>45</b>
4.1	Description du modèle à large-échelle . . . . .	45
4.1.1	Formation stellaire . . . . .	46
4.1.2	Stabilité du disque face à la fragmentation . . . . .	48
4.1.3	Équilibre hydrostatique vertical . . . . .	49
4.1.4	Accretion du gaz . . . . .	50
4.2	Description du modèle à petite échelle . . . . .	51
4.2.1	Lois d'échelles . . . . .	51
4.2.2	Fraction de masse des nuages de gaz . . . . .	51
4.2.3	Fractions moléculaires . . . . .	52
4.2.4	Températures, échauffement, refroidissement du gaz et des poussières . . . . .	52
4.2.5	Émission thermique des poussières . . . . .	53
4.2.6	Émission de raies moléculaires . . . . .	54
4.3	Modifications apportées au code . . . . .	55
4.4	Adaptation du modèle aux galaxies proches . . . . .	56
4.5	Détermination du meilleur modèle à l'aide d'une minimisation du $\chi^2$ . . . . .	57
4.6	Résumé du papier sur le modèle analytique . . . . .	58
4.7	Predicting HCN, HCO <sup>+</sup> , multi-transition CO, and dust emission of star-forming galaxies: Constraining the properties of resolved gas and dust disks of local spiral galaxies . . . . .	59
4.8	Comparaison avec RADEX . . . . .	99
4.9	Turbulence supersonique, transsonique ou subsonique ? . . . . .	100
4.10	Augmentation non-physique de la dispersion de vitesse à l'extérieur des disques CO . . . . .	100
<b>5</b>	<b>Observations radio millimétriques d'une galaxie d'amas: NGC 4396</b>	<b>102</b>
5.1	Observations à l'aide d'un radiotélescope . . . . .	102
5.2	Projet d'étude observationnelle de la galaxie NGC 4396 . . . . .	104
5.3	Préparation des scripts d'observation . . . . .	105
5.4	Réduction des données millimétriques . . . . .	108
5.4.1	Fenêtrage . . . . .	108
5.4.2	Ligne de base . . . . .	109
5.4.3	Quadrillage des données, estimation du bruit et cube final . . . . .	109
5.4.4	Cas particuliers . . . . .	110
5.5	Résultats des observations de NGC 4396 . . . . .	110
<b>6</b>	<b>Étude d'une galaxie en interactions: NGC 4654</b>	<b>112</b>
6.1	Étude observationnelle de NGC 4654 . . . . .	113
6.1.1	Cubes de données . . . . .	113
6.1.2	Vitesse et fréquence . . . . .	113
6.1.3	Nettoyage des cubes et fenêtrage spectral . . . . .	113

6.1.4	Moments . . . . .	114
6.1.5	Détermination du facteur de conversion CO-H <sub>2</sub> . . . . .	117
6.2	Modélisation analytique du disque de NGC 4654 . . . . .	121
6.3	Évolution dynamique du disque de NGC 4654 . . . . .	122
6.3.1	Présentation du modèle dynamique . . . . .	122
6.3.2	Adaptation du modèle à NGC 4654 . . . . .	123
6.4	Résumé du papier sur NGC 4654 . . . . .	124
6.5	Gas compression and stellar feedback in the tidally interacting and ram-pressure stripped Virgo spiral galaxy NGC 4654 . . . . .	127
6.6	Recherche de cas similaires . . . . .	154
6.7	Adaptation du nouveau modèle analytique à NGC 4654 . . . . .	155
6.8	Comparaison entre la région HiΣ <sub>H<sub>I</sub></sub> de NGC 4654 et les galaxies à haut redshift . . . . .	156
<b>7</b>	<b>Conclusions</b>	<b>161</b>
7.1	Influence de la turbulence interstellaire sur les observations à l'échelle du kiloparsec . . . . .	161
7.2	Bilan sur l'évolution des galaxies . . . . .	161
<b>8</b>	<b>Perspectives</b>	<b>167</b>
<b>9</b>	<b>Liste des variables utilisées dans la thèse</b>	<b>169</b>

# 1 Introduction cosmologique à l'évolution des galaxies

Durant sa vie, l'Univers ainsi que la matière qui le compose a vécu de nombreux bouleversements. Les galaxies telles que nous les observons de nos jours ne sont au final que des objets très récents dans l'histoire de l'Univers. Comprendre comment nous sommes passés du Big Bang à des galaxies comme la Voie Lactée est la question principale de l'étude de l'évolution des galaxies. Chaque grande étape de l'Univers a ainsi joué un rôle dans le destin des galaxies telles qu'on les connaît aujourd'hui. Procédons donc de manière chronologique, revoyons ensemble l'histoire de l'Univers pas à pas.

## 1.1 Big Bang et Univers primordial

A la manière d'une étincelle pour un feu, c'est une explosion qui a donné naissance à notre Univers. Au commencement, l'entièreté de l'énergie de l'Univers était concentrée en un seul point infiniment petit. Cet état particulièrement instable n'avait pas d'autre destin possible que l'explosion: en une fraction de seconde, toute l'énergie est libérée d'un coup, donnant naissance à la toute première version de l'Univers, appelée Univers primordial. Un environnement extrême où densités et températures atteignent des valeurs tout bonnement impossibles à observer de nos jours même dans les objets astrophysique les plus extrêmes. Nous sommes alors au tout début de la vie de l'Univers, l'expansion de ce dernier démarre.

Au sein de l'Univers primordial, l'intégralité de la matière est couplée avec la lumière sous la forme d'un plasma extrêmement dense. Cette grande densité favorise les interactions entre la matière et la lumière et des processus physiques comme la diffusion Thomson empêchent leur propagation à travers l'Univers. On considère qu'à cette époque presque toute l'énergie de l'Univers est concentrée sous forme d'énergie lumineuse. Cette énergie exerce ainsi une forte pression radiative en conflit direct avec la gravitation causée par la forte concentration de masse que représente l'Univers primordial. La lutte entre ces deux forces génère ainsi des oscillations qui se propagent à travers le plasma. Mais pendant ce temps, l'Univers est déjà en train de s'étendre à l'infini...

## 1.2 Mesure de l'expansion de l'Univers

Avant de continuer l'histoire de l'Univers, une pause pour parler de son expansion s'impose. On sait de source sûre que l'Univers est en expansion rapide car les observations nous montrent clairement que plus un objet est distant par rapport à nous, plus il s'éloigne rapidement. La question que l'on se pose donc n'est donc pas de savoir si l'Univers grandit, mais bien de savoir à quelle vitesse cela se produit. L'expansion de l'Univers est décrite en astrophysique par une grandeur primordiale appelée la constante de Hubble. Notée  $H_0$ , elle s'exprime en  $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$  et indique ainsi la vitesse à laquelle l'Univers s'étend à  $t = 0$ , soit de nos jours. Plusieurs méthodes observationnelles permettent d'estimer la valeur de la constante de Hubble.

- **Mesures astrométriques:** La première méthode pour calculer la constante de Hubble est basée sur les mesures de distance et de vitesse de récession d'objets lointains. La vitesse de récession  $v$  correspond à la vitesse d'éloignement d'un objet astronomique par rapport à l'observateur. Elle peut être estimée via la spectroscopie en comparant la mesure de longueur d'onde  $\lambda$  d'une raie spectrale émise par un objet distant à sa valeur dite "au repos"  $\lambda_0$ . La différence entre les deux mesures de longueurs d'onde nous donne ainsi une idée du décalage spectral engendré par l'éloignement de l'astre: on dit que la raie s'est décalée vers le rouge. En Astrophysique on parle alors de redshift:

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c}. \quad (1)$$

Pour estimer la distance entre l’observateur et un objet céleste, la méthode la plus usuelle est de comparer sa magnitude apparente, c’est à dire la luminosité que l’on reçoit en tant qu’observateur de cet objet, avec sa magnitude absolue, qui correspond à la luminosité qu’il émettrait si il se trouvait proche de l’observateur. Dans le cadre de l’estimation de la constante de Hubble, on peut se baser par exemple sur les explosions de Supernovae de type Ia dont on connaît la magnitude absolue générale. Puisque l’intensité d’un signal lumineux diminue avec le carré de la distance, on peut ainsi estimer la distance que la lumière a parcouru avant d’arriver jusqu’à nous. La constante de Hubble  $H_0$  s’obtient donc au final en faisant le rapport entre ces deux mesures:

$$H_0 = \frac{v}{d} = \frac{cz}{d} . \quad (2)$$

[Freedman et al. \(2001\)](#) ont réalisé différentes méthodes de mesure de la constante de Hubble basé sur cette technique et ont trouvé une valeur de  $H_0 = (72 \pm 8) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

- **Ondes gravitationnelles:** Lorsqu’un événement extrêmement énergétique survient dans l’Univers, comme par exemple la collision de deux trous noirs ou de deux étoiles à neutron, un phénomène de déformation du tissu de l’espace-temps semblable à une onde acoustique survient alors. Ces ondes dites gravitationnelles peuvent être captées à l’aide de dispositifs type Fabry-Perot de très grande ampleur comme celui de l’observatoire LIGO, spécialement dédié à leur détection. Le principe de mesure de la constante de Hubble grâce aux ondes gravitationnelles a été proposé au départ par [Holz & Hughes \(2005\)](#). L’idée est de comparer la quantité d’énergie libérée lors de la collision avec celle détectée sur Terre pour ainsi estimer une distance. En utilisant cette méthode, les travaux récents de [Abbott et al. \(2021\)](#) ont estimé une constante de Hubble de  $H_0 = 69 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$
- **Etude du fond diffus cosmologique:** Une autre manière d’estimer la vitesse d’expansion de l’Univers passe par l’observation du fond diffus cosmologique (CMB). La méthode se base sur la comparaison de données observationnelles très précises qui permettent de mesurer des fluctuations de température de l’ordre du  $\mu\text{K}$  avec des modèles qui ont pour but de reproduire le spectre de puissance des anisotropies de température du CMB. Le modèle est composé d’une multitude de paramètres, dont la constante de Hubble. En utilisant cette méthode, [Planck Collaboration et al. \(2020\)](#) ont trouvé une valeur de  $H_0 = (67.4 \pm 0.5) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$

On remarque que les trois méthodes donnent des valeurs de constante de Hubble assez différentes. Dans cette thèse, nous prendrons la valeur mesurée à l’aide du satellite Planck comme référence. Pour une galaxie située à environ 10 Mpc, une erreur de 1 Mpc sépare les deux méthodes donnant les résultats les plus éloignés, ce qui est non-négligeable lorsqu’on réalise des observations. En prenant les paramètres cosmologiques de [Planck Collaboration et al. \(2020\)](#), nous avons calculés quelques équivalents distances-redshift, présentés en Table 5. Mais retournons donc à l’histoire de l’Univers...

### 1.3 Recombinaison et premier rayonnement

Avec l’expansion de l’Univers, la densité et la température du plasma primordial finissent par baisser suffisamment pour que les électrons et les protons soient capable de se rassembler pour donner naissances aux premiers atomes de l’Univers. On entre alors dans l’époque de recombinaison. L’énergie moyenne portée par les photons devient inférieure à l’énergie d’ionisation de différents atomes, à commencer par le lithium et l’hélium environ 18000 ans après le Big Bang. Vers 380000 ans après la naissance de l’Univers, la grande majorité des photons et électrons isolés restants finissent par former de l’hydrogène, réduisant drastiquement la quantité d’électrons libres dans l’Univers primordial. La matière devient de plus en plus

Table 1: Âges, redshifts et températures du fond diffus cosmologique à différentes époques de l'Univers avec comme paramètres cosmologiques  $\Omega_m = 0.320$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.680$  et  $H_0 = 67.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  (Planck Collaboration et al. 2020).

$z$	$t_{\text{univers}}$	$T_{\text{CMB}}$
1000	0.4 Myr	2700 K
100	17 Myr	276 K
10	0.5 Gyr	30 K
1	6.1 Gyr	5.5 K
0.1	12.8 Gyr	3.0 K
<b>0</b>	<b>13.7 Gyr</b>	<b>2.73 K</b>

neutre, l'univers plus grand, l'influence de la diffusion Thomson diminue alors également permettant aux photons de se libérer enfin: on assiste alors à la première émission de lumière de l'Univers. Ce signal bien que de moins en moins intense avec le temps est encore détectable de nos jours, portant en lui la signature gelée des fluctuations de la matière qui étaient présentes dans l'Univers primordial au moment de la libération des photons, c'est le fameux fond diffus cosmologique ou CMB (voir Fig. 1, e.g. Penzias 1968). Commence alors la phase la plus calme de l'Univers appelée les "Âges sombres" durant laquelle l'univers devient transparent et où hormis le CMB aucune source de lumière n'existe alors.

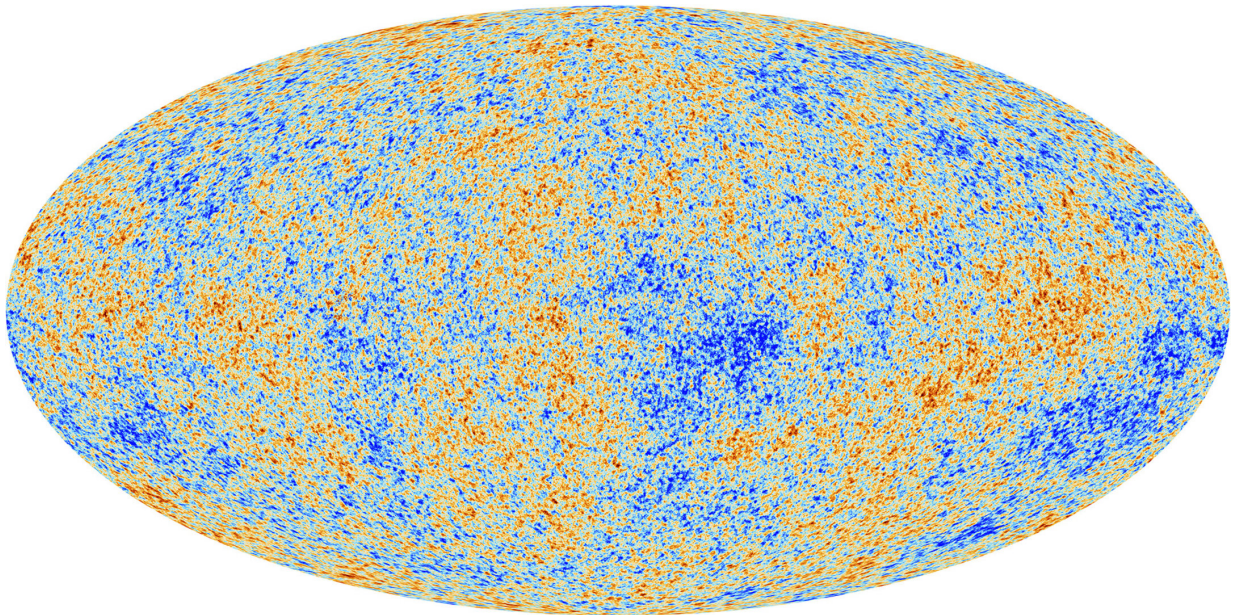


Figure 1: Fluctuations du fond diffus cosmologique mesurées par le satellite Planck en 2012 (source ESA)

#### 1.4 Premières structures de l'Univers et époque de réionisation

Avec l'expansion de l'Univers, les fluctuations primordiales ont donné naissance à un Univers composé de régions particulièrement vides, mais aussi de régions surdenses. Sous l'effet de la gravitation, les surdensités attirent la matière baryonique et finissent par devenir suffisamment importantes pour s'effondrer sur elle-même: c'est la naissance des premières structures de l'Univers. On appelle ces premiers objets astronomiques les quasars (e.g. Schmidt 1967), qui sont en réalité des sortes de noyaux de galaxies ex-



trêmement lumineux que l'on peut encore observer de nos jours comme des sources ponctuelles tant ils sont brillants. L'énergie dégagée par l'effondrement gravitationnel permet alors à une nouvelle grande étape de l'Univers de démarrer. L'intégralité de la matière se trouvant autour des quasars est ionisée, l'Univers redevient brillant. Les premières étoiles commencent également à se former, et en évoluant enrichissent l'Univers en éléments plus lourds que l'hydrogène et l'hélium. C'est le début de l'époque de réionisation, qui en quelques millions d'années seulement, va nous amener vers un Univers entièrement ionisé.

## 1.5 De la formation hiérarchique des galaxies à nos jours

Le modèle standard de la cosmologie qui décrit les connaissances que nous avons actuellement sur l'univers est appelé  $\Lambda$ CDM pour "Lambda Cold Dark Matter" (e.g. [Kaiser 1984](#), [Primack & Klypin \(1996\)](#)). Un de ses principaux postulats est qu'il existerait en plus de la matière baryonique, une matière dite "noire" qui serait invisible à l'observation car n'émettant aucun rayonnement mais qui contribuerait pour plus de 3/4 de la masse de l'Univers. Cette masse manquante permet d'expliquer différents phénomènes qui étaient alors observés sans qu'on comprenne leur raison, comme l'absence de décroissance de vitesse dans les courbes de rotations des galaxies par exemple. Le modèle  $\Lambda$ CDM considère la matière noire comme une entité froide. Par opposition à une matière noire qui serait chaude et donc aurait tendance à se disperser, le modèle de matière noire froide favorise la formation de grumeaux denses, devenant ainsi de très gros puits de potentiel capables de piéger la matière baryonique. Puisqu'elle n'émet aucun rayonnement il lui est impossible de perdre toute son énergie, la matière noire ne peut pas donc pas se condenser autant que la matière normale: elle s'organise alors sous la forme de grands halos qui englobent la plupart des structures baryoniques de l'Univers.

Le modèle  $\Lambda$ CDM prédit donc que les premières galaxies se sont formées au sein de ces grumeaux de matière noire, par accumulation progressive de matière baryonique capturée par ces derniers. Selon cette théorie, la formation des galaxies ne serait pas un processus ponctuel mais bien un mécanisme continu dans le temps: les petites galaxies s'assemblent de manière hiérarchique pour former de plus grandes galaxies, et ainsi de suite jusqu'à obtenir les grosses galaxies que l'on connaît aujourd'hui. Ce scénario est appelé "Bottom-Up" et est à ce jour l'hypothèse privilégiée par la majorité de la communauté scientifique.

L'histoire de l'Univers, du Big Bang à nos jours, est bien souvent résumée sous la forme d'une frise chronologique retraçant les grandes étapes présentées durant cette section (2):

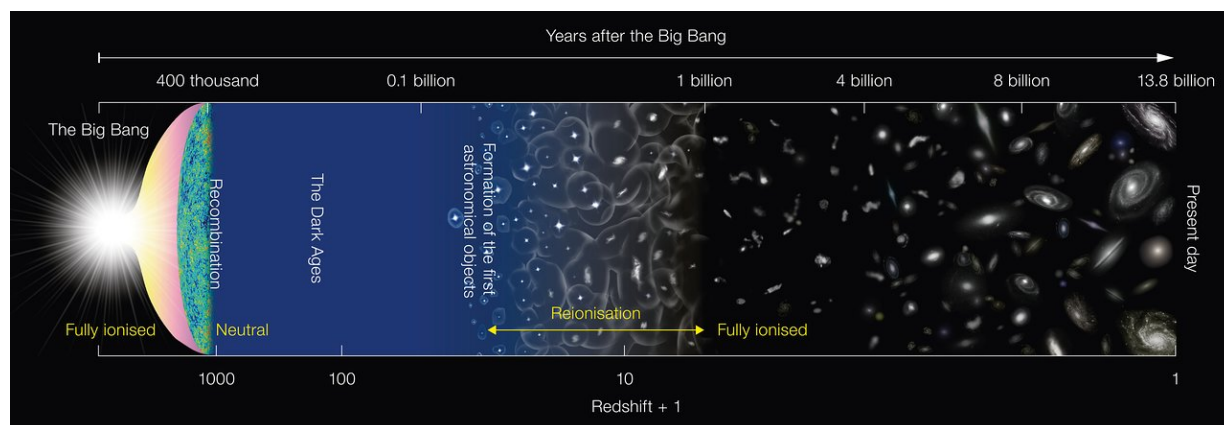


Figure 2: Frise chronologique retraçant les grandes étapes de l'histoire de l'Univers (source NAOJ)

## 1.6 Histoire de la formation stellaire

Il est impossible de dissocier l'étude de l'évolution des galaxies de celle de la formation stellaire à l'échelle cosmologique. Si on sait maintenant que les premières étoiles sont apparues il y a environ 13 Gyr, soit 500 Myr après le Big Bang, et que la recette pour les former est bien connue, à l'échelle cosmologique la formation stellaire est loin d'être un phénomène constant au cours du temps. Le célèbre diagramme de Madau ([Madau & Dickinson 2014](#)) basée sur les observations d'un grand nombre de galaxies à différents redshifts présente l'évolution de la formation stellaire à travers les différents âges de l'Univers (Voir Figure. 3). L'apparition des premiers quasars signe le début de la formation stellaire à l'échelle de l'Univers autour de  $z \sim 10$ . Durant toute la période de réionisation qui va suivre, le taux de formation stellaire augmente alors rapidement jusqu'à atteindre un pic autour de  $z \sim 2$ , soit il y a environ 10 Gyrs. Puis suite aux phénomènes d'expansion de l'Univers et à la fin progressive de la formation hiérarchique des galaxies, la formation stellaire tend à baisser inexorablement. L'observation de nombreuses galaxies à  $z \sim 0$  et

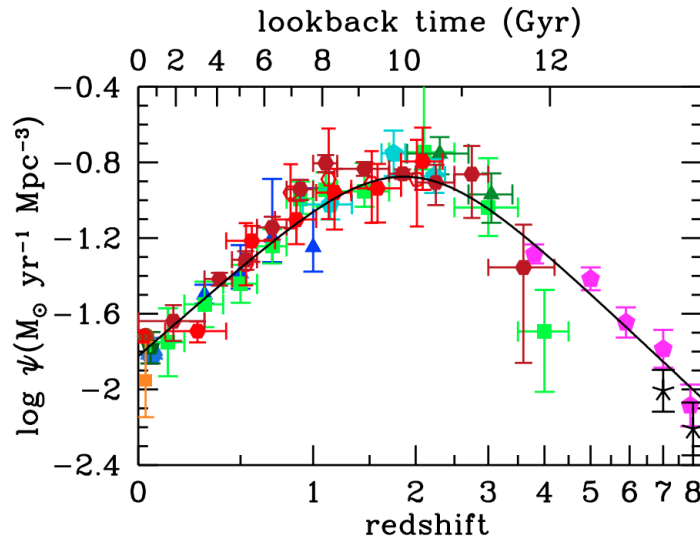


Figure 3: Formation stellaire des galaxies en fonction du redshift par [Madau & Dickinson \(2014\)](#)

les mesures du taux de formation stellaire de ces dernières ont permis de mettre en évidence une forte corrélation entre l'âge des populations stellaires qui les compose et leur masse totale. En effet lorsqu'on observe l'Univers local, les galaxies les plus massives forment très peu d'étoiles, la formation stellaire est principalement observée dans des galaxies de masses plus modestes. Cependant lorsqu'on regarde à plus haut redshift, la tendance s'inverse et la formation stellaire est dominée par les galaxies de masses plus importantes. Ce phénomène a été nommé "downsizing" (e.g. [Cowie et al. 1996](#), [Neistein et al. 2006](#)) et peut se manifester de deux manières distinctes. La première, appelée downsizing archéologique, montre que les étoiles dans les galaxies massives ont été formées rapidement après la naissance de leur galaxie hôte et durant un intervalle de temps relativement court. La seconde, appelée downsizing temporel, est basée sur les observations à différents redshifts qui montrent que progressivement les sites actifs de la SFR à l'échelle de l'Univers se déplacent des galaxies de fortes masses autour de  $z \sim 2$  jusqu'aux galaxies de faibles masses de nos jours. Ce deuxième phénomène a été notamment mis en évidence grâce aux travaux de [Wuyts et al. \(2011\)](#) et synthétisé dans la Figure 4.

La Figure 4 correspond à une mesure de la distribution de l'intensité lumineuse d'une galaxie en fonction de son rayon, appelé profil de Sérsic ([Sérsic 1963](#)), et montre comment elle évolue en fonction des masses

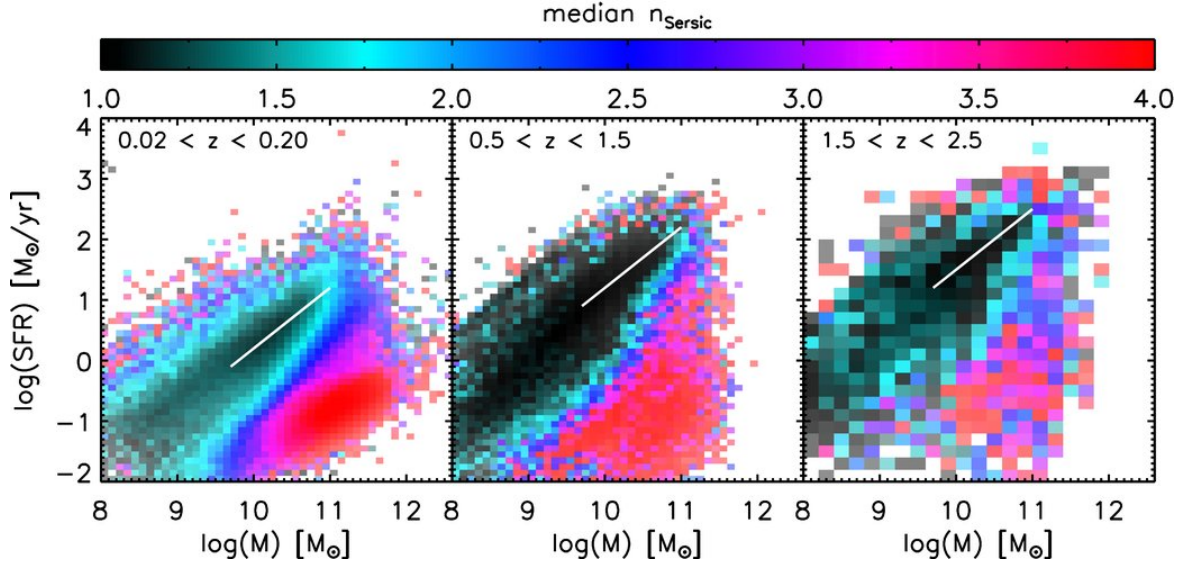


Figure 4: Niveau de brillance de surface des galaxies en fonction de leur masse et leur taux de formation stellaire par [Wuyts et al. \(2011\)](#).

totales et de la SFR dans les galaxies. Le profil de Sérsic est basé sur l'intensité lumineuse mesurée au niveau du bulbe des galaxies - notée  $I_0$  - et témoigne de la vitesse à laquelle elle décroît lorsqu'on s'éloigne du centre. L'expression du profil de Sérsic est donné par la relation suivante ([Trujillo et al. 2001](#)):

$$I(R) = I_0 \exp(-b_n(R/R_e)^{1/n}), \quad (3)$$

où  $n$  est l'indice de Sérsic et  $R_e$  le rayon d'échelle du disque de la galaxie. Plus l'indice de Sérsic  $n$  est élevé, plus la luminosité totale de la galaxie aura tendance à être concentrée dans le bulbe, s'atténuant rapidement avec le rayon. Un indice de Sérsic de  $n = 4$  correspond à un profil stellaire de type de Vaucouleurs et sera bien souvent associé à des galaxies elliptiques (voir Section 2.1). A l'inverse si l'indice de Sérsic tend vers  $n = 1$  alors l'intensité reste importante au delà du bulbe et décroît lentement à mesure que l'on s'éloigne du centre: les étoiles s'agencent sous la forme d'un disque stellaire exponentiel.

Plusieurs résultats intéressants concernant l'évolution de la formation stellaire à travers les différentes époques de l'Univers peuvent être mis en évidence grâce à la Figure 4. Premièrement on remarque que la formation stellaire globale augmente avec le redshift, ce qui est en accord direct avec les travaux de [Madau & Dickinson \(2014\)](#). La formation stellaire des galaxies autour de  $z \sim 2$  est de manière générale supérieure à celle observée de nos jours. Deuxièmement, les galaxies qui forment beaucoup d'étoiles présentent des indices de Sérsic  $n$  qui tendent vers 1. La formation stellaire semble donc plus importante dans les galaxies à disque. A l'inverse la formation stellaire semble moins forte à toutes les époques dans les galaxies qui présentent des indices de Sérsic importants de l'ordre  $n \sim 4$ . Les galaxies elliptiques seraient donc moins propices à former des étoiles que les galaxies à disque. Enfin on remarque qu'avec le temps, les galaxies s'agencent selon deux zones distinctes dans le diagramme masse-SFR: (i) une sorte de séquence principale de formation stellaire avec une pente proche de l'unité qui rassemble les galaxies à disque exponentiels formant beaucoup d'étoiles; (ii) un nuage de points correspondant à des galaxies très massives qui forment pourtant très peu d'étoiles avec des indices de Sérsic élevés, et donc plutôt elliptiques.

Pour résumer, la formation stellaire dans l'Univers semble définitivement être un phénomène qui décroît au cours du temps, qui dépend de la morphologie des galaxies et qui semble suivre des scénarios précis

en fonction de leur masse totale. Afin de mieux comprendre les raisons derrière ces différents résultats, il devient primordial de descendre encore d'une échelle spatiale, de quitter l'Univers dans sa globalité, et de nous intéresser aux galaxies à proprement parler.

## 2 Les galaxies de A à Z

Entrons désormais dans le vif du sujet: que savons-nous des galaxies telles que nous les observons de nos jours ? Dans cette section nous allons tenter de faire une revue synthétique des connaissances principales sur les galaxies dites "locales", de leur morphologie, leur composition jusqu'à leur formation stellaire.

### 2.1 Classification des galaxies à $z=0$

Si dans l'imaginaire collectif une galaxie est une grande spirale de gaz, de poussières et d'étoiles possédant un bulbe central, la réalité est un peu plus complexe. Selon l'époque à laquelle elle est observée, l'environnement dans lequel elle évolue et ses propriétés physiques initiales, une galaxie peut se présenter sous des formes très variées. En 1926, Edwin Hubble propose une première classification des galaxies observées à l'époque. Il distingue ainsi deux grands types de galaxies: les galaxies précoces ("early-type") et les galaxies tardives ("late-type"). La classification de Hubble a par la suite été affinée, les galaxies étant subdivisées en sous-catégories permettant de décrire les caractéristiques morphologiques de ces dernières. Les différents types de galaxies sont donc:

- Les galaxies elliptiques (précoces): elles ne possèdent aucune structure interne, observées comme des tâches uniformes dont la luminosité globale décroît rapidement à mesure que l'on s'éloigne du centre. Elles présentent des formes ellipsoïdes plus ou moins aplaties avec des masses et des tailles très variables d'un individu à l'autre. Selon la classification de Hubble, elles sont décrites par la lettre **E**, suivie d'un chiffre témoignant de leur degré d'aplatissement allant de **0** (sphérique) à **7** (ellipse plate). Elles sont composées d'une grande quantité d'amas globulaires (rassemblement d'étoiles relativement âgées liées ensemble de manière sphérique), avec des populations stellaires très âgées et très peu de gaz et de poussières. Les étoiles s'y déplacent de manière désordonnée, soumises à une force centrifuge qui les empêchent de tomber au centre. Parmi les galaxies elliptiques, on distingue les galaxies les plus extrêmes en terme de taille et de masse. Elles représentent environ 15% de l'ensemble des galaxies observées de nos jours.
- Les galaxies lenticulaires (précoces): Elles sont l'état de transition entre les galaxies elliptiques et les spirales. Elles possèdent un bulbe et un disque défini, mais aucune sous-structures comme les bras spiraux. Leur composition est proche de celle des galaxies elliptiques, elles sont faiblement composée en gaz mais possèdent plus de poussières, pour un taux de formation stellaire qui reste relativement bas. Elles sont notées **S0** et représentent environ 20% des galaxies observées.
- Les galaxies spirales (tardives): elles se composent d'un bulbe dans leur région centrale qui ressemble à une petite galaxie elliptique, d'un disque plat en rotation composé généralement de deux bras spiraux opposés et parfois d'une structure stellaire linéaire qui relie les bras spiraux au bulbe, sobrement appelée une barre. Le disque est entouré par une structure sphérique étendue moins dense que le disque appelée halo. On attribue aux galaxies spirales classiques la lettre **S** et les lettres **SB** pour les spirales barrées. Elles sont composées d'une grande quantité de gaz et de poussières, formant beaucoup d'étoiles jeunes. Les galaxies spirales ont été classés par Gérard de Vaucouleurs en sous-catégories notées **a**, **b**, **c** et **d** qui témoignent du degré d'enroulement des bras spiraux: **a** correspondant à une galaxie possédant des bras très denses et resserrés, **d** correspondant à une galaxie où les bras sont très étendus et diffus. Les galaxies spirales sont de nos jours très majoritairement représentées dans l'Univers comparées aux autres types de galaxie, correspondant à plus de 60% des individus observés.

- Les galaxies irrégulières (tardives): elles correspondent aux galaxies difformes qui n'entrent pas dans les classifications précédentes. Elles sont très riches en gaz, en poussières et en étoiles jeunes. Notées **Irr**, on pense qu'il s'agit de galaxies en train de se former, des individus qui n'ont pas réussi à achever leur formation, ou encore des systèmes qui ont été fortement perturbés par des interactions. Elles représentent un peu plus de 5% des galaxies observées.

Un des principaux constats qui a pu être fait grâce aux observations astronomiques, c'est que les galaxies spirales sont en réalité bien plus nombreuses de nos jours ( $z = 0$ ) qu'elles ne l'étaient autrefois. Dans l'Univers actuel, la répartition entre les différents types de galaxies est de l'ordre de 70% pour les galaxies tardives et 30% pour les galaxies précoces.

## 2.2 Distribution bimodale des galaxies

Les observations des différents types de galaxies ont permis de mettre en évidence un lien étroit entre la morphologie des galaxies et leur formation stellaire. D'un côté on observe pour les galaxies elliptiques des populations d'étoiles très peu lumineuses intrinsèquement, de faibles masses et dont la durée de vie est très importante. Compte-tenu de la faible quantité de gaz disponible, la formation stellaire y est également très faible. La luminosité est donc largement dominée par ces étoiles vieilles qui nous apparaissent comme rouges, avec des indices de Sérsic pour les galaxies de  $n_{\text{seraic}} \sim 4$ , soit une domination nette du bulbe par rapport au reste du disque. A l'inverse dans les galaxies spirales, les quantités de gaz nettement supérieures et les différents mécanismes de renouvellement de ce dernier permettent de maintenir la formation stellaire active sur de grandes échelles temporelles (Voir Fig. 4). Les étoiles jeunes et massives ont une durée de vie très courte mais émettent un fort rayonnement UV qui domine la luminosité totale des galaxies spirales: elles nous apparaissent donc comme bleues. En sommant les contributions lumineuses de toutes les étoiles d'un grand nombre de galaxies observées, il serait ainsi possible de comparer les magnitudes totales et la couleur apparente d'une population galactique.

Depuis les années 60, [Chester & Roberts \(1964\)](#) ont proposé l'idée de tracer des diagrammes couleur-magnitude pour les galaxies sur le modèle des diagrammes de Hertzsprung-Russell utilisés pour les populations stellaires. Dans le diagramme de Hertzsprung-Russell, la couleur donne une indication sur la température de l'astre alors que la luminosité peut être directement reliée à la masse de l'étoile. Pour les galaxies, cela revient à comparer plutôt la rapidité que met une galaxie à former de nouvelles étoiles en fonction de la masse du système considéré. L'utilisation de différentes bandes visibles, ultraviolet ou encore  $\text{H}\alpha$  permettent respectivement de tracer la formation stellaire ayant eu lieu à des échelles de quelques milliards, centaines de millions et dizaine de millions d'années. En réalisant ce travail pour un grand échantillon de galaxies locales, différentes études (e.g. [Strateva et al. 2001](#), [Baldry et al. 2006](#)) ont pu mettre en évidence la présence de deux zones bien distinctes: un nuage principal qui contient les galaxies bleues, avec une forte activité stellaire, et une séquence de galaxies rouges considérées comme "mortes" qui ne forment quasiment plus d'étoiles. Entre ces deux régions du diagramme, on retrouve une faible quantité d'individus qui se trouvent dans un état de transition surnommée la Vallée Verte. Les galaxies présentes dans cette vallée forment encore des étoiles mais en quantité nettement inférieure à celles considérées comme bleues et donc encore actives. [Gavazzi et al. \(2010\)](#) ont notamment réalisé ce travail à partir des galaxies qui composent le Superamas de Coma (voir Fig. 5).

Une autre manière de distinguer les galaxies passives et actives réside dans la comparaison entre leur masse stellaire totale et leur taux de formation stellaire. Une forte corrélation existe en particulier entre ces

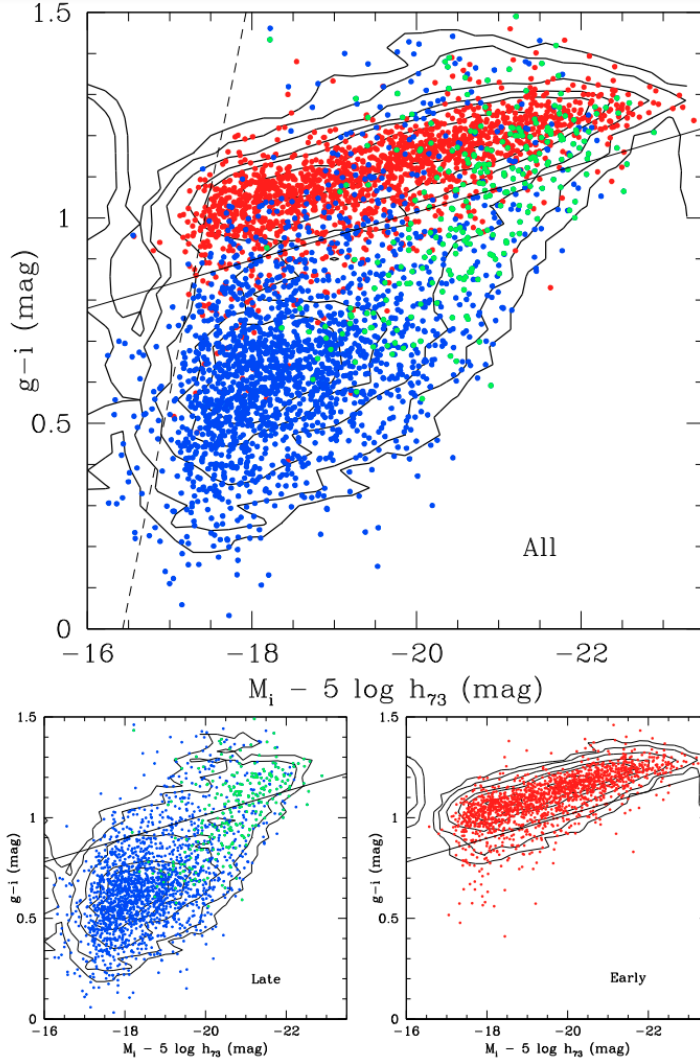


Figure 5: Diagramme couleur-magnitude des galaxies de l'amas de Coma par [Gavazzi et al. \(2010\)](#).

deux grandeurs pour les galaxies très actives (SFGs, Star-Forming Galaxies) permettant ainsi de définir une séquence principale de formation stellaire souvent notée SFMS - ou simplement MS - pour "Star-Forming Main Sequence" (e.g. [Blitz & Rosolowsky 2004](#), [Elbaz et al. 2007](#), [Noeske et al. 2007](#), [Salim et al. 2007](#)). A l'aide des données SDSS, [Renzini & Peng \(2015\)](#) ont réalisé une projection 3D confrontant les masses stellaires totales des galaxies à leur activité de formation stellaire, avec le taux de comptage du nombre de galaxies le long de l'axe  $z$  (voir Fig. 6). Sur cette Figure on distingue une fois encore la répartition très nette en deux groupes des galaxies précoces et tardives.

Comme nous avons pu le voir avec les travaux de [Wuyts et al. \(2011\)](#) (voir Figure 4) la formation stellaire globale de l'Univers était plus importante à haut redshift. [Powell et al. \(2017\)](#) ont pu mettre en évidence qu'à  $z \sim 1$  les galaxies sont déjà bel et bien séparées en deux groupes distincts mais avec une proportion de galaxies bleues plus importante que celle que l'on observe de nos jours dans notre Univers local.

### 2.3 Extinction de la formation stellaire

Alors qu'on s'attendrait à ce que la transition entre les galaxies bleues et rouges se fasse naturellement à mesure que la quantité de gaz disponible pour former des étoiles s'amenuise avec le temps, la faible population de galaxies se trouvant dans la Vallée Verte suggère qu'un scénario bien plus rapide soit bien



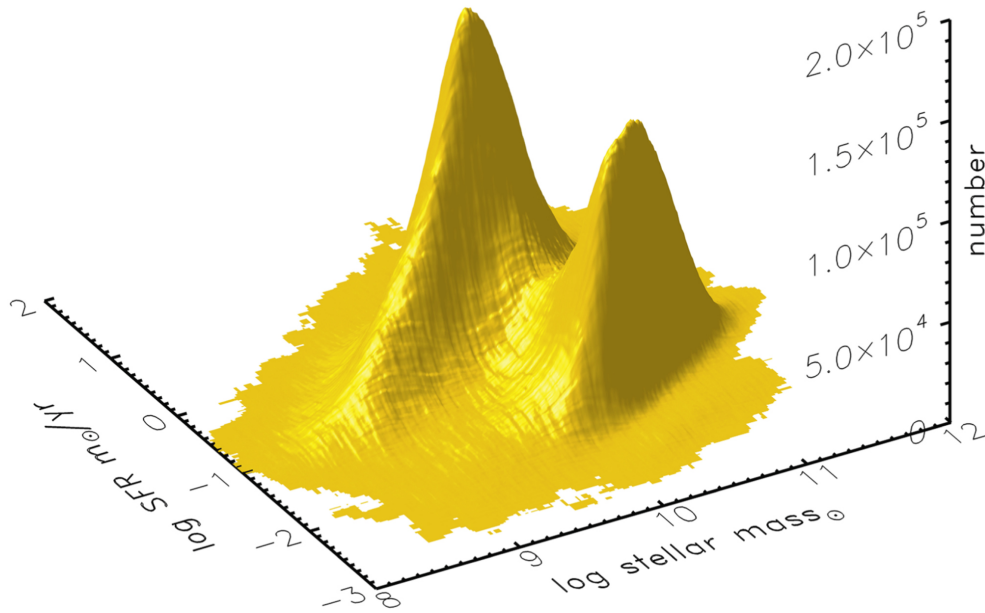


Figure 6: Relation entre la masse stellaire totale et le taux de formation stellaire dans les galaxies locales  $0.02 < z < 0.085$  du relevé SDSS par [Renzini & Peng \(2015\)](#)).

souvent privilégié pour expliquer comment les galaxies deviennent passives. Par le biais d'une interaction gravitationnelle majeure ou d'une fusion de galaxie notamment, il serait en effet possible d'arrêter rapidement la formation des étoiles dans les galaxies. On parle alors d'extinction de la formation stellaire. [Schawinski et al. \(2014\)](#) ont modélisé l'évolution des galaxies à travers les différentes phases du diagramme couleur-couleur UV-visible des galaxies pour tenter de comprendre comment la transition peut avoir lieu entre ces deux régimes. La comparaison de ces deux bandes de couleur permet de contraindre la vitesse à laquelle le taux de formation stellaire s'éteint dans ses galaxies. Sur ces graphiques, ils ont également simulé différents tracés correspondant à des scénarios possibles de l'histoire de formation stellaire (SFH, "Star-Formation History") des galaxies. Ils ont pu montrer d'une part que les galaxies précoces éteignent leur formation stellaire relativement rapidement, avec un temps d'extinction de l'ordre de  $t_{\text{quench}} < 250$  Myr, et que d'autre part que les galaxies tardives semblent évoluer de manière beaucoup plus lente avec des temps d'extinction  $t_{\text{quench}} > 1$  Gyr.

Au sein d'une galaxie, des phénomènes peuvent également avoir une incidence négative sur la formation stellaire. C'est le cas notamment des vents galactiques qui est le nom donné aux phénomènes d'éjection de matière ou particules chargées à grande vitesse qui surviennent dans les galaxies ([Veilleux et al. 2005](#)). Selon la puissance et le système considéré, les vents galactiques peuvent soit envoyer la matière du disque vers le halo de la galaxie, où il pourra ensuite se condenser et refroidir afin de ré-alimenter le disque en nouveau gaz, soit carrément l'expulser en dehors pour venir enrichir le milieu intergalactique (IGM, "InterGalactic Medium"). On distingue ainsi l'éjection de matière considérée comme chaude (e.g. [Heckman et al. 2015](#)) et l'éjection de matière froide (e.g. [Veilleux et al. 2020](#)). Les vents galactiques jouent dans les deux cas un rôle important de régulateur de la formation stellaire dans les galaxies, et de ce fait leur étude devient donc primordiale pour comprendre comment elles évoluent de manière plus générale. Les deux principales sources d'énergie à l'origine de ces vents sont: (i) l'activité stellaire de la galaxie, via l'influence des vents stellaires provoqués par la naissance d'étoiles jeunes très massives et les supernovae; (ii) les mécanismes d'éjection des trous noirs supermassifs présents au coeur de certaines galaxies. Une des plus célèbres galaxies qui présente des vents particulièrement puissants est M 82, surnommée la galaxie du



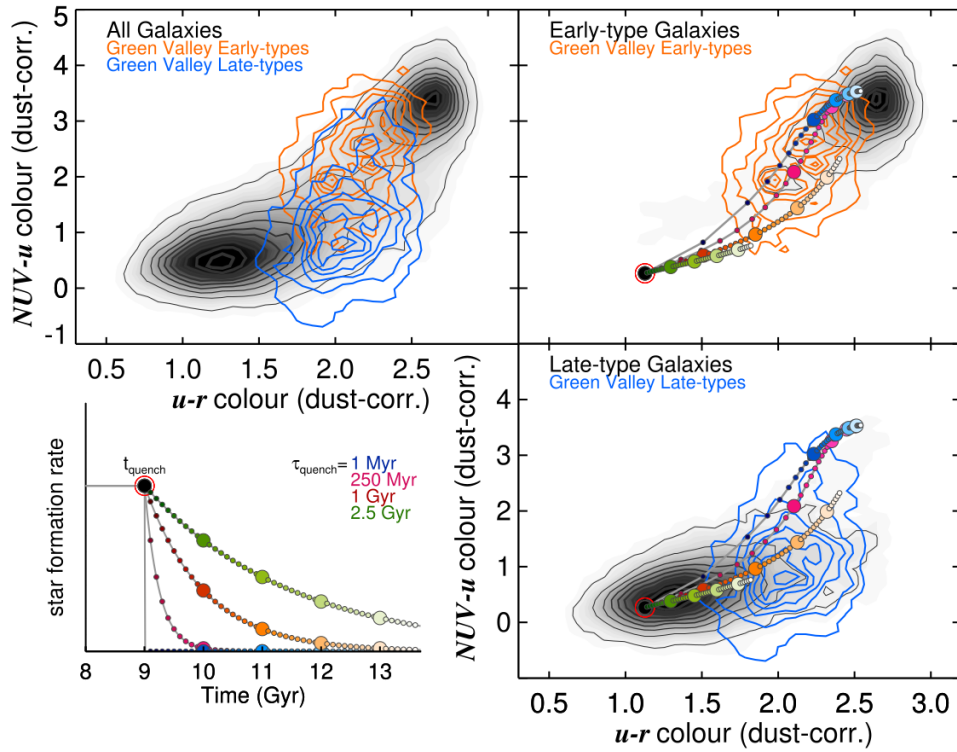


Figure 7: Diagramme couleur-couleur UV-visible de l'échantillon de Galaxy Zoo et simulation de l'extinction de la formation stellaire par [Schawinski et al. \(2014\)](#).

Cigare (voir Figure 8).



Figure 8: M 82 (Galaxie du Cigare). Image Hubble de la galaxie mettant en évidence (en rouge) l'éjection de matière par les vents galactiques provoqués par le trou noir supermassif central.

## 2.4 Nature VS Environnement

Comme nous avons pu le voir précédemment, les galaxies qui peuplent notre Univers observable présentent des formes, des tailles ainsi que des taux de formation stellaire très différents d'un individu à l'autre. La question qui vient donc naturellement face à ce constat est pourquoi ? Une partie de la réponse semble

être purement due à la génétique. Selon la masse de gaz initiale disponible et l'époque à laquelle elle se forme, une galaxie présentera des caractéristiques physiques différentes à l'arrivée. Cependant si on place deux galaxies présentant les mêmes caractéristiques physiques - ou autrement dit la même génétique - dans un environnement isolé ou dans un environnement dense qui favorise les interactions entre individus, leur destin sera dramatiquement différent.

Peng et al. (2010) se sont intéressés à l'influence de l'environnement sur l'évolution des galaxies et plus particulièrement sur la répartition des différents types de galaxies selon la densité du milieu dans lequel elle est baignée. Pour différentes masses stellaires totales et différents niveaux de densité du milieu, ils ont tracé la fraction de galaxies rouges détectées (voir Fig.10). Grâce à leur travaux ils ont pu mettre en évidence qu'il existe une nette séparation entre l'influence de la masse des galaxies et la densité de l'environnement dans lequel elles évoluent. Pour les galaxies de faibles masses stellaires, on voit clairement

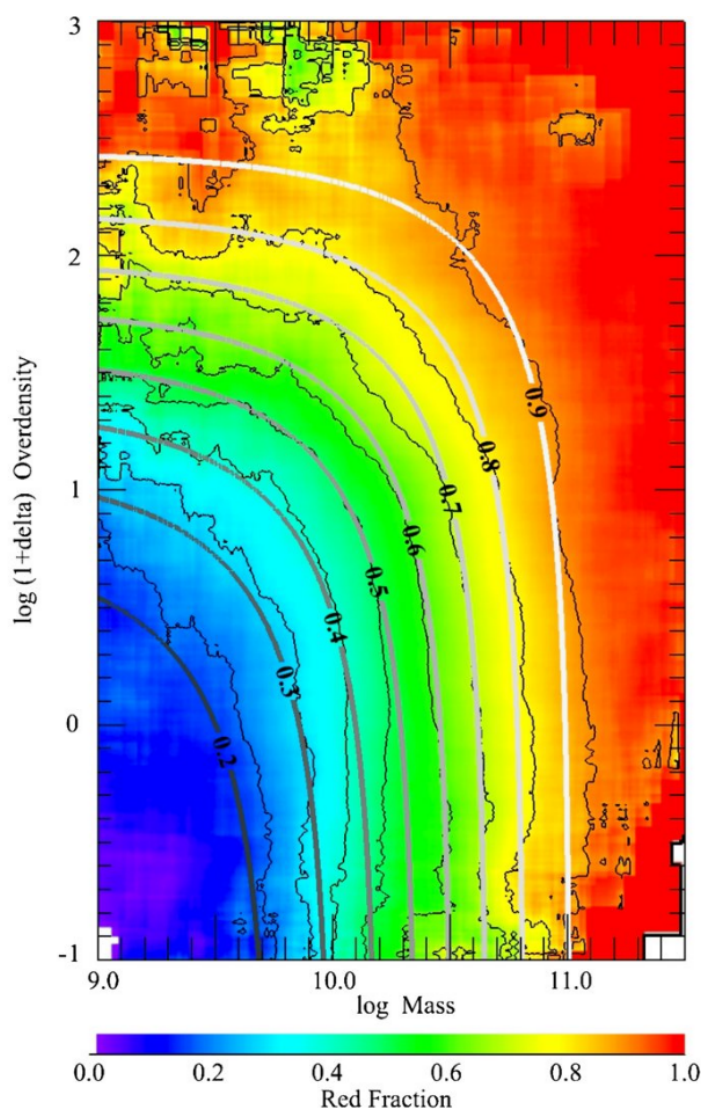


Figure 9: Fraction de galaxies rouges en fonction de la masse stellaire totale des galaxies et de la densité du milieu environnant par Peng et al. (2010).

que les individus isolés sont quasiment intégralement des galaxies tardives, là où dans des environnements plus denses, elles tendent à devenir des galaxies précoces. Au delà d'une masse stellaire de  $M_{\star} = 10^{11}$

$M_{\odot}$  en revanche, presque la totalité des galaxies sont rouges, ce qui est consistant avec les observations globales où l'on voit que toutes les galaxies les plus massives à  $z \sim 0$  sont des elliptiques très peu actives. Comme énoncé dans les parties précédentes, les galaxies elliptiques représentent environ 30% des galaxies observables et se trouvent effectivement en grande majorité dans les environnements les plus denses de l'Univers local (Zehavi et al. 2011).

## 2.5 Groupes de galaxies

Si environ 50% des galaxies observables de nos jours sont des systèmes isolés qui évoluent dans un environnement relativement vide et se retrouvent ainsi vouées à vieillir lentement, la moitié restante d'individus appartient à des structures appelées groupes de galaxies (e.g. Muñoz et al. 2013). Les groupes de galaxies sont des rassemblements de quelques dizaines de galaxies en moyenne, liées ensemble par la gravitation (e.g. Tully 2015). Les différentes galaxies qui composent un groupe ont pour particularité de présenter des vitesses comparables, avec des dispersions relativement faibles de l'ordre de leur vitesse de rotation tout au plus ( $\sigma \sim 150 \text{ km s}^{-1}$ ). La taille des groupes de galaxies est très variable, pouvant aller d'objets très compacts comme la Quintette de Stephan jusqu'à dépasser le mégaparsec pour les plus étendus (e.g. Moles et al. 1997). De part la grande proximité entre les galaxies qui composent les groupes et leur vitesses comparables, des interactions ont souvent lieu entre ces dernières, altérant leurs propriétés physiques et morphologiques. Voyons ensemble les deux interactions principales qui sont observées au sein des groupes de galaxies.



Figure 10: Groupe de galaxie de la Quintette de Stephan (Hubble Legacy Archive).

## 2.6 Effets de marée entre galaxies

L'effet de marée est le nom donné à l'interaction gravitationnelle indirecte qui existe entre les potentiels de deux objets massifs. Les effets de cette force de marée peuvent être observés lors du passage d'une galaxie, qui peut-être vue comme un énorme puits de potentiel gravitationnel, à proximité d'une seconde si les vitesses relatives des deux galaxies sont comparables (ce qui est le cas dans les groupes). L'interaction gravitationnelle entre les deux astres va avoir pour effet d'altérer la distribution du gaz dense, de la poussière ainsi que des étoiles qui composent ces galaxies. Elle est également capable d'arracher une partie



de la matière présente dans le halo en dépassant le potentiel de la galaxie hôte. Un des effets les plus notables et facilement détectables de ce type d'interaction est la formation de grandes queues de marées qui nous permettent de retracer la dynamique du système.

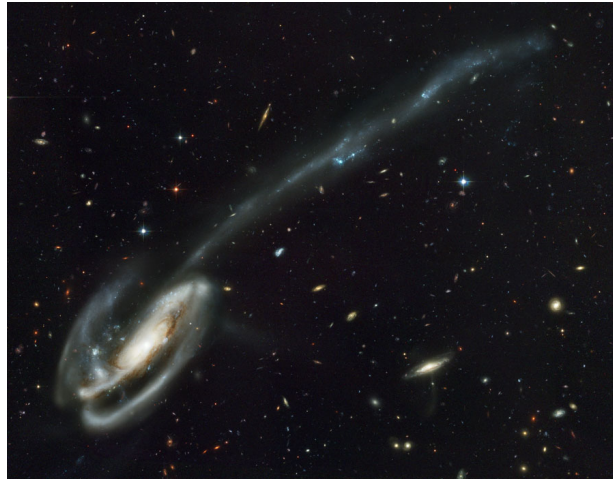


Figure 11: Arp 188, galaxie ayant subi une interaction de passage avec une autre galaxie (source de l'image ACS Science Team, ESA)

Certains scénarios rares peuvent aboutir à la formation de galaxies à anneaux. Cet événement survient lorsqu'une galaxie passe au travers du disque d'une autre suffisamment rapidement pour ne pas fusionner. Une onde de choc est ainsi générée, créant un immense anneau de matière interstellaire en expansion, comprimant le gaz et formant ainsi une grande quantité d'étoiles par la même occasion. C'est le cas notamment de la célèbre galaxie de la Roue de Chariot présentée en Figure 12.



Figure 12: Galaxie de la roue de Chariot, résultat du passage d'une galaxie à travers une seconde (source Hubble, NASA)

## 2.7 Fusion de galaxies

Avec l'avènement de la théorie du "bottom-up" qui suggère que les galaxies que l'on observe aujourd'hui sont issues d'une succession de fusions de galaxies de plus faibles masses, l'étude de systèmes en fusion est une des préoccupations principales de l'évolution des galaxies. Lorsque deux individus se rencontrent, ils perdent leur énergie cinétique et leur impulsion. Cet effet de freinage par friction dynamique a pour effet de convertir l'énergie cinétique de leur mouvement en énergie interne (Chandrasekhar 1943). Si le moment angulaire relatif entre les deux galaxies n'est pas suffisamment élevé pour permettre à une galaxie de s'enfuir de l'emprise de l'autre, alors la fusion des deux galaxies peut démarrer. On pense que les galaxies elliptiques sont principalement formées de cette manière, via des fusions de galaxies de fortes masses. Le phénomène de relaxation qui accompagne la fusion des galaxies vient altérer significativement le potentiel gravitationnel de ces dernières, redistribuant leurs masses et pouvant aboutir à la destruction complète de leurs disques.



Figure 13: NGC 2207 et IC 2163, deux galaxies en train de fusionner (source Hubble, NASA)

## 2.8 Amas de galaxies

Les groupes de galaxies ne représentent cependant pas les environnements les plus denses de l'Univers local. Les amas de galaxies sont de gigantesques structures qui renferment plusieurs centaines voir milliers de galaxies, piégées au sein d'un immense puits gravitationnel. Au centre, on retrouve bien souvent une ou plusieurs galaxies supermassives à l'origine du puits de potentiel de l'amas. Les galaxies baignent dans un gaz extrêmement chaud d'une température de l'ordre  $T_{\text{ICM}} > 10^6 - 10^7$  K) et tenu avec des densités moyennes de  $n_{\text{ICM}} \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ ) appelé milieu intra-amas (ICM, "Intra Cluster Medium"). Observable en rayon X, la densité de l'ICM décroît progressivement avec l'éloignement du centre de masse de l'amas. La taille typique d'un amas de galaxies est de quelques mégaparsecs, avec des masses totales bien souvent estimées autour de quelques  $10^{15} M_{\odot}$ .

Alors que dans notre Univers local ( $z \sim 0$ ) les galaxies spirales représentent plus de 70 à 80% des galaxies de champ, dans les amas de galaxies la proportion de galaxies tardives est nettement plus faible. Dans la région périphérique des amas, les galaxies spirales correspondent à plus de la moitié des individus avec un pourcentage qui décroît jusqu'à atteindre une valeur quasiment nulle au niveau du centre (Dressler 1980, Whitmore et al. 1993). Les coeurs des amas de galaxies sont ainsi exclusivement composés de galaxies précoces, elliptiques et S0. Cet effet est appelé séparation morphologique: la fraction de galaxie tardives augmente à mesure que l'on s'éloigne du centre, et inversement elle diminue pour les galaxies précoces. Si

cet effet est observable dans tous les amas de galaxies, la proportion entre galaxies tardives et précoces dans les amas semble en revanche varier avec le temps. En effet, les amas de galaxies à grand redshift sont composés d'un plus grand nombre de galaxies tardives que dans l'Univers local (e.g. [Fasano et al. 2000](#)). Cet effet, appelé l'effet Butcher-Oemler, est en réalité plus une relation historique que réellement physique, causée par un biais de sélection dans les observations passées. Ce résultat n'est pas propre aux amas de galaxies mais bien dû au fait qu'avec le temps dans l'Univers global, la proportion de galaxies tardives baisse inexorablement au profit de galaxies précoces.

En plus de cette séparation morphologique, les galaxies précoces et tardives d'amas présentent également une séparation en terme de dispersion de vitesses. [Andreon \(1996\)](#) a étudié les galaxies de l'amas de Coma afin de mesurer les différentes vitesses systémiques des galaxies. Il a pu mettre en évidence que les dispersions de vitesse des galaxies précoces (S0/E) étaient beaucoup moins grandes que celles des galaxies tardives:  $\sigma_{S0/E} \sim 700 \text{ km s}^{-1}$  et  $\sigma_S \sim 1300 \text{ km s}^{-1}$ . [Biviano et al. \(1997\)](#) ont montré que les galaxies précoces étaient pour la plupart déjà virialisées, capturées par le potentiel de l'amas depuis de longues années. À l'inverse, les galaxies spirales possèdent de fortes dispersions de vitesses, témoignant d'une chute dans le puits de potentiel de l'amas bien plus récente.

De part la forte densité du milieu, l'influence du potentiel de l'amas et les interactions gravitationnelles entre individus, le gaz qui compose le milieu interstellaire des galaxies d'amas présente des caractéristiques bien souvent très différentes de celui des galaxies de champ. Dans les galaxies spirales classiques de champ, isolées de toutes interactions et évoluant dans un milieu relativement vide, la quantité de gaz atomique HI est relativement importante. Le disque de gaz atomique s'étend au delà du rayon optique dans le plan du disque stellaire et suit relativement ce dernier verticalement en terme d'épaisseur ([Cayatte et al. 1994](#), [Lee & Irwin 1997](#)). Le gaz HI étant très peu lié gravitationnellement au potentiel des disques de galaxies, il peut cependant facilement être arraché via des interactions. En observant les disques HI des galaxies d'amas, on remarque une déficience en gaz atomique comparé aux galaxies de champ de même masse stellaire, avec bien souvent des disques de gaz atomique tronqués ([Haynes & Giovanelli 1983](#)). À contrario le gaz moléculaire est bien souvent concentré dans les régions internes des disques et plus fortement lié gravitationnellement au potentiel des galaxies. De ce fait les galaxies d'amas ne présentent que peu de déficit H2 comparé au HI, même si on observe tout de même un déficit H2 bien réel lorsqu'on les compare aux galaxies de champ (voir [Boselli et al. 2014b](#)).

Dans le cadre de cette thèse, nous nous focalisons principalement sur l'amas de galaxie le plus étudié et le plus proche de nous, situé à une distance d'environ 17 Mpc, l'amas de la Vierge. L'amas de la Vierge est un amas relativement diffus et non-uniforme, composé de plus d'un milliers de galaxies et galaxies naines. Parmi ces galaxies on dénombre plus d'une centaine de galaxies spirales contre un peu plus d'une cinquantaine de galaxies elliptiques ou S0, faisant de ce dernier un amas relativement riche en galaxies tardives comparés aux autres amas observés. Cela laisse supposer qu'il est relativement jeune comparés aux autres amas de galaxies que l'on connaît. Il est également d'une masse relativement faible, autour de  $10^{15} M_{\odot}$  contre environ 10 fois plus pour l'amas de Coma (e.g. [Tully et al. 2016](#)). Quasiment au centre de masse de l'amas se trouve la galaxie supergéante M 87. La vitesse systémique moyenne mesurée pour l'ensemble des galaxies étudiées de l'amas est autour de  $v_{\text{sys}} = 1100 \text{ km s}^{-1}$  avec une dispersion de vitesse relativement importante entre les différents individus (en particulier pour les galaxies précoces) de presque  $1000 \text{ km s}^{-1}$ .

Les amas sont le siège de nombreuses interactions majeures altérant de manière significative la morphologie, la dynamique, les distributions spatiales des différentes phases du gaz et des étoiles, ainsi que l'efficacité de formation stellaire dans les galaxies. En plus des phénomènes de fusion et des interactions de marées entre individus, d'autres phénomènes plus spécifiques aux amas peuvent également venir perturber les galaxies (voir review [Boselli & Gavazzi 2006](#)). Voyons ensemble les plus importants d'entre eux.

## 2.9 Interaction de marée entre les galaxies et le potentiel de l'amas

Les galaxies qui composent les amas sont également soumises à une interaction gravitationnelle de marée avec le potentiel de l'amas en lui-même. Cette interaction peut avoir plusieurs effets notables sur les galaxies, en particulier sur leur morphologie et leur dynamique. La morphologie interne des disques peut en effet être altérée, engendrer la formation des structures comme des barres ou encore modifier la courbe de rotation des galaxies ([Boselli & Gavazzi 2006](#)). Sans pour autant affecter la quantité de gaz disponible, les interactions entre le potentiel de l'amas et les galaxies peuvent également être responsables d'une baisse de l'efficacité de la formation stellaire au sein de leur disque. Comme pour le gaz atomique, on observe en effet des taux de formation stellaire relativement inférieur dans les galaxies d'amas comparés aux galaxies de même masse appartenant à des systèmes isolés.

## 2.10 Harcèlement galactique

Comme nous avons pu le voir précédemment, pour que deux galaxies subissent une interaction de marée, il est indispensable que ces dernières présentent des vitesses comparables. Dans les amas de galaxies cependant nous avons également vu que les galaxies (spirales particulièrement) présentent des vitesses relativement différentes entre les individus. Une interaction de survol ("fly-by" en anglais) peut ainsi avoir lieu entre deux galaxies qui se déplacent à proximité l'une de l'autre avec une grande différence de vitesse. Lorsqu'une galaxie est soumise à de multiples interactions de survol de manière fréquente avec d'autres individus, on parle alors de harcèlement galactique. Cet effet est particulièrement efficace sur les galaxies peu massives, dont le potentiel est relativement faible et où la matière peut plus facilement être affectée par de telles interactions. Les principaux effets du harcèlement galactique sont un étirement dans le plan et un échauffement du disque stellaire qui s'accompagne par des dispersions de vitesses plus élevées et une baisse du moment angulaire global de la galaxie ([Moore et al. 1996](#)). Le harcèlement galactique a donc tendance à venir fragiliser la cohésion du disque gazeux, rendant la matière globalement plus facile à arracher par la suite via d'autres interactions.

## 2.11 Balayage par la pression dynamique

Une galaxie en déplacement au sein d'un amas est susceptible de subir des interactions entre le gaz qui compose son milieu interstellaire et le milieu intra-amas. Du point de vue de la galaxie, le milieu interstellaire diffus est en quelque-sortes soumis à un vent qui va venir altérer sa structure. Si ce vent est suffisamment puissant pour dépasser les forces de gravitation entre les étoiles et le gaz au sein de la galaxie, alors il peut finir par l'arracher totalement et l'éjecter en dehors même du disque. Cette interaction ICM-ISM est appelée balayage par pression dynamique. L'influence de la pression dynamique sur les galaxies dépend de nombreux facteurs comme: (i) la vitesse à laquelle chute la galaxie au sein du puits de potentiel; (ii) la position à laquelle elle se trouve et par conséquent la densité de l'ICM correspondante; (iii) l'angle d'incidence avec lequel le vent affecte le disque.



Analytiquement, on peut estimer que la pression dynamique sera capable d'affecter le disque d'une galaxie si l'expression suivante est vérifiée (Gunn & Gott 1972):

$$\rho_{\text{ICM}} v_{\text{gal}}^2 > 2\pi G \sigma_{\star} \sigma_{\text{gas}}, \quad (4)$$

où  $\rho_{\text{ICM}}$  est la densité de l'ICM à la position de la galaxie considérée,  $v_{\text{gal}}$  la vitesse de déplacement de la galaxie au sein de l'amas,  $\sigma_{\star}$  et  $\sigma_{\text{gas}}$  respectivement les dispersions de vitesse stellaire et gazeuse de l'ISM. Une manière alternative plus observationnelle de voir cette relation est:

$$\rho_{\text{ICM}} v_{\text{gal}}^2 > \Sigma_{\text{ISM}} \frac{v_{\text{rot}}^2}{R}, \quad (5)$$

où  $\Sigma_{\text{ISM}}$  correspond à la densité de surface de l'ISM,  $v_{\text{rot}}$  est la vitesse de rotation de la galaxie et  $R$  son rayon. L'effet de la pression dynamique est donc plus important si la galaxie se situe vers le centre de l'amas et lorsque la galaxie se déplace rapidement. Contrairement aux interactions gravitationnelles, cette interaction a lieu sur des échelles de temps relativement courtes. Le balayage par la pression dynamique peut avoir deux conséquences principales sur une galaxie si sa puissance est suffisante: si l'angle d'incidence tend vers 90% par rapport au disque alors le gaz sera arraché entraînant ainsi une baisse de la formation stellaire; si en revanche l'incidence est plus parallèle, alors le gaz sera comprimé dans le plan et la densité de surface sera localement augmentée (Vollmer et al. 2001). Dans la plupart des galaxies qui subissent le balayage par pression dynamique, on observe d'un côté une région plus dense et de l'autre une queue de gaz extra-planaire dirigée dans le sens opposé de centre de masse de l'amas. Le balayage par la pression dynamique affectant principalement le gaz diffus, son impact est bien souvent mis en évidence via les observations de la raie 21cm de l'hydrogène. Globalement, la pression dynamique a tendance à augmenter la pression ainsi que la vitesse turbulente des disques des galaxies.

## 2.12 Preprocessing

Dans les amas de galaxie, les grandes dispersions de vitesses entre les différents individus rendent peu efficaces les interactions gravitationnelles de marée entre galaxies. Cependant de nombreuses observations de galaxies en périphéries des amas, en particulier à haut redshift, suggèrent que ces derniers ont bel et bien subi des interactions de marée qui ont altéré la structure de leur disque. L'hypothèse la plus probable serait que l'interaction ait eu lieu avant même que la galaxie soit présente dans l'amas. Le terme de preprocessing suggère qu'une partie des galaxies présentes dans les amas seraient en réalité issues d'anciens groupes de galaxies qui auraient été capturés entièrement par ce dernier (e.g. Mihos 2004). La détection de sous-structures gravitationnellement liées au sein des amas de galaxies vient consolider cette théorie (Kodama et al. 2005).

## 2.13 Relations entre les différents paramètres physiques au sein des galaxies

A travers les différentes études observationnelles menées sur les galaxies, de nombreuses corrélations ont été trouvées entre les propriétés physiques principales des galaxies. Ces relations nous permettent de mieux comprendre le fonctionnement de ces structures complexes.

### 2.13.1 Relation de Tully-Fisher

La relation de Tully-Fisher est une des relations les plus fondamentales des galaxies spirales. Elle nous dit que la vitesse de rotation d'une galaxie est corrélée avec la luminosité totale intrinsèque de cette dernière (Tully & Fisher 1977):

$$L \propto v_{\text{rot}}^{\alpha} \quad (6)$$



Ainsi la relation de Tully-Fisher nous dit que plus la luminosité d’une galaxie est importante, plus elle tourne rapidement. [McGaugh \(2005\)](#) ont tracé cette relation pour plus d’une cinquantaine de galaxies présentées dans [Sanders & McGaugh \(2002\)](#): Cette corrélation a deux applications majeures en astro-

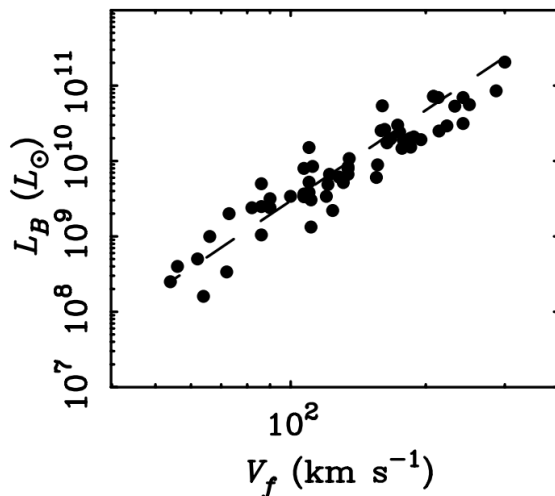


Figure 14: Relation entre la vitesse de rotation et la luminosité totale d’un échantillon de galaxies locales par [McGaugh \(2005\)](#)

physique. Premièrement elle permet d’estimer la masse d’une galaxie à partir de la courbe de rotation. Deuxièmement, en comparant sa brillance calculée via la relation de Tully-Fisher et sa magnitude apparente, il est possible d’estimer la distance à laquelle elle se situe. Bien souvent la masse obtenue dans ces relations comprend la présence de la matière noire qui vient altérer la courbe de rotation des galaxies à mesure que l’on s’éloigne du centre.

Avec l’avènement des recherches sur les théories alternatives à la matière noire, comme la théorie MOND discutée justement dans le papier de [Sanders & McGaugh \(2002\)](#), certaines équipes se sont intéressées plus en détail sur le pendant purement baryonique de cette relation. C’est le cas notamment de l’étude récente de [Lelli et al. \(2019\)](#) qui ont confronté les masses baryoniques totales et la vitesse de rotation d’un échantillon de 123 galaxies (Fig.15). Une relation linéaire avec une dispersion très faible a également été mesurée entre ces deux grandeurs:

### 2.13.2 Relation masse-taille

Les observations des galaxies à travers les différentes époques de l’astrophysique moderne ont montré qu’il existe une forte corrélation entre la luminosité intrinsèque des galaxies (et donc par extension leur masse stellaire) et leur taille: on parle alors de relation masse-taille ou luminosité-taille. Les galaxies les plus massives présentent de manière générale des tailles supérieures à tous les redshifts (e.g. [Choloniewski 1985](#), [Courteau et al. 2007](#), [van der Wel et al. 2014](#)).

A faible masse cependant la loi ne suit plus la même pente que pour l’ensemble des galaxies de masses importantes. En prenant exemple sur les travaux réalisés pour la loi de Tully-Fischer, [Wu 2018](#) se sont également intéressés à la relation entre la masse baryonique et la taille des galaxies, et l’on comparé à la relation usuelle basée sur les mesures de masse stellaire basée sur la luminosité infrarouge proche (voir Fig. 16). Ils ont montré que la dispersion des points représentant les galaxies était une fois encore moins importante qu’avec les masses stellaires.

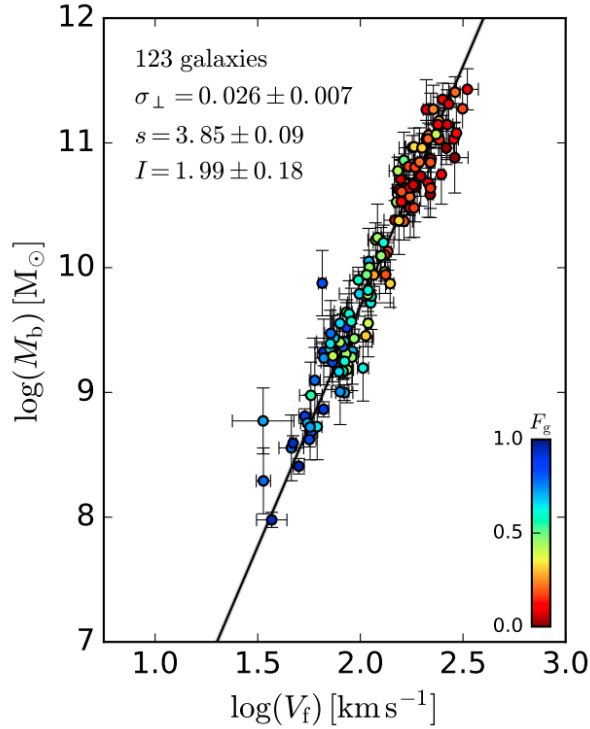


Figure 15: Relation entre la vitesse de rotation de la masse baryonique des galaxies par [Lelli et al. 2019](#)

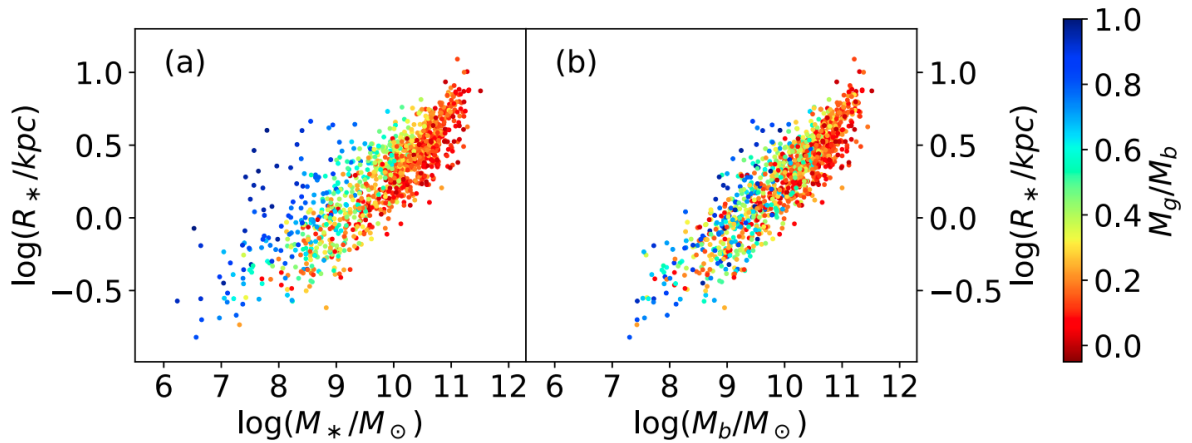


Figure 16: Relation entre la masse et la taille des galaxies par [Wu 2018](#). La coloration correspond à la fraction de gaz par rapport à la masse baryonique totale.

### 2.13.3 Relation entre la masse stellaire totale et la masse du halo

Autour du disque des galaxies se trouve une structure sphérique appelée halo. La partie observable du halo est appelée halo stellaire. Elle est principalement composée d'étoiles et d'amas globulaires qui ne contribuent que pour 1% de sa masse stellaire totale. Contrairement au disque, le halo n'est pas en rotation mais est maintenu uniquement via la dispersion de vitesse de la matière qui le compose. Le halo stellaire est entouré par une structure bien plus étendue et très massive appelée halo de matière noire. Différentes études dont celle de [Behroozi et al. \(2013\)](#) se sont intéressées au rapport qui existe entre la masse stellaire totale des galaxies et la masse de leur halo. Ils ont pu remarquer que la matière noire du halo est dominante pour les plus petites et les plus grandes galaxies (Fig.17). Pour des masses de halo de  $10^{12} M_{\odot}$  (qui correspond à la masse typique estimée pour le halo de matière noire de la Voie Lactée), ils

ont également mis en évidence que le rapport entre la masse totale stellaire des galaxies et du halo était à son maximum.

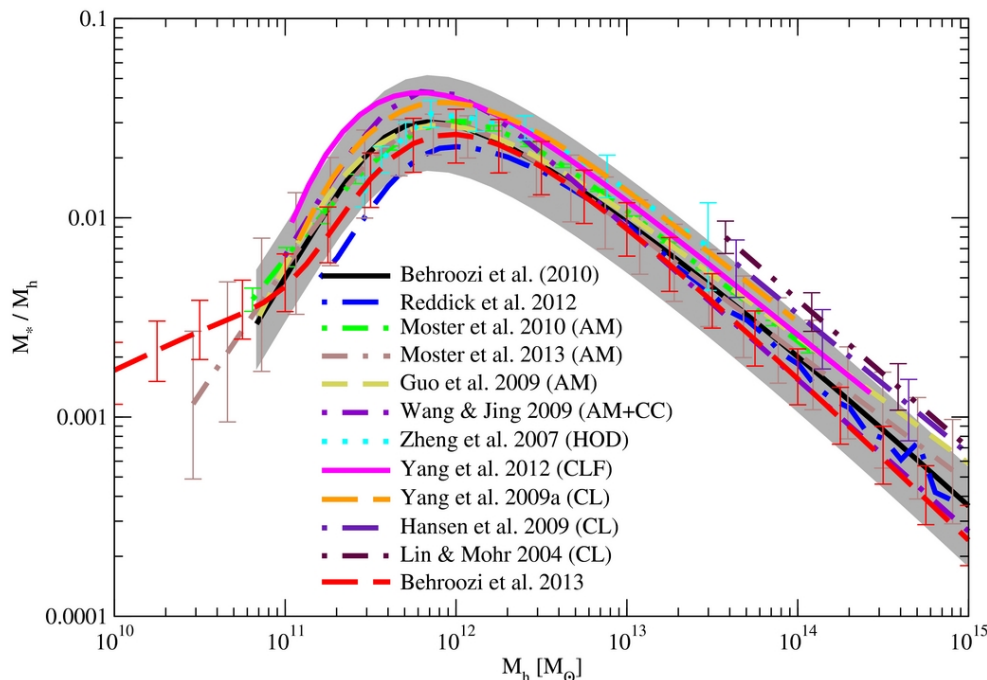


Figure 17: Relation entre la masse stellaire totale des galaxies et la masse du halo (Behroozi et al. 2013)

## 2.14 Observations multi-longueurs d'onde des galaxies proches

Puisque les galaxies sont des objets célestes complexes, composés de gaz, de poussières, de rayons cosmiques et d'étoiles, arrangés dans des sous-structures de tailles, densités et températures différentes, elles émettent des rayonnements dans la quasi totalité du spectre électromagnétique. Dans cette section, nous allons passer en revue les informations physiques que renferment les différents domaines spectraux observables depuis le sol et l'espace dans les galaxies. Nous nous focaliserons principalement les observations dans les galaxies proches (soit à  $z \sim 0$ ) et prendrons comme exemple la galaxie spirale M 51 (NGC 5194) plus connue sous le nom de galaxie du tourbillon.

### 2.14.1 Calcul de la résolution spatiale

Lorsqu'on effectue des observations astronomiques, une des premières questions essentielles à laquelle il est important de répondre est quelle est la résolution spatiale de nos observations. La résolution spatiale dépend de plusieurs paramètres physiques important: la taille du récepteur, la longueur d'onde observée et la distance entre l'observateur et la source. Prenons par exemple la galaxie du tourbillon. Elle est située à une distance de 8 Mpc de la Voie Lactée. On veut observer son émission rotationnelle CO(2-1) qui émet dans le domaine radio millimétrique à 230.6 GHz (soit 1.3 mm en longueur d'onde), à l'aide d'une antenne de 30 m comme celle l'IRAM. La résolution angulaire est calculée à l'aide de l'expression énoncée par Lord Rayleigh qui nous dit que:

$$\theta \simeq 1.22 \frac{\lambda}{d}, \quad (7)$$

où  $\theta$  est la résolution angulaire,  $\lambda$  la longueur d'onde observée et  $d$  le diamètre du télescope. Dans notre exemple, la résolution angulaire est  $\theta \simeq 11$  arcsec. Elle peut finalement être convertie en taille physique  $l$

à partir de la distance  $D$  via l'expression suivante:

$$l = D \tan \theta . \quad (8)$$

Pour une distance de 10 Mpc, on trouve finalement  $l = 0.5$  kpc. Cela signifie donc concrètement que nos observations sont capables de décrire des structures au sein de la galaxie d'une taille minimale de 500 pc. A titre de comparaison, si on observe avec le même télescope et la même fréquence le Grand Nuage de Magellan situé à environ 50 kpc, on trouve une résolution spatiale de 2.5 pc. L'observation des nuages de gaz au sein de la Voie Lactée offre donc une vision totalement différente des observations de systèmes extragalactiques où la résolution descend rarement en dessous du kpc dans la grande majorité des longueurs d'onde.

#### 2.14.2 L'émission radio: le gaz atomique et le champ magnétique

Le domaine radio est un des plus vastes du spectre électromagnétique. Il couvre une plage de longueurs d'onde allant de quelques millimètres à plusieurs dizaines de centimètres. Deux principaux types de rayonnements radio sont observés dans les galaxies:

- **Le continuum radio:** Lorsqu'une particule chargée est accélérée ou décélérée, elle émet des ondes électromagnétiques. Les électrons qui se déplacent à des vitesses relativistes à travers les champs magnétiques subissent un effet de freinage qui émet un rayonnement dans le domaine radio appelé rayonnement synchrotron. Cette émission est particulièrement présente dans les galaxies actives, accompagnée par une forte polarisation. C'est une des sources principales du continuum radio que l'on associe en général aux rémanents de supernova, pulsars et quasars. L'autre source principale provient de l'émission créée au sein des régions très chaudes et tenues du milieu interstellaire appelées région HII où la matière est majoritairement ionisée. La présence de particules chargées positivement dans le plasma peut également engendrer des phénomènes d'accélération des électrons, et donc un rayonnement similaire aux effets synchrotron dans les champs magnétiques. Puisque ces différents phénomènes émettent dans des gammes de fréquences assez larges, le continuum radio peut être observé à différentes longueurs d'onde, comme par exemple à 6cm et 20cm pour les antennes du VLA au Nouveau-Mexique.
- **L'émission de raie:** Contrairement au continuum radio, l'émission de raie est spécifique à une fréquence ou longueur d'onde précise. Elle est généralement associée à une transition énergétique bien spécifique. Dans le domaine radio, l'émission la plus largement observée et étudiée est la raie à 21cm. Elle correspond à la transition hyperfine - changement de direction du spin de l'électron - de l'hydrogène atomique HI, la forme du gaz la plus largement répandue de l'Univers. L'étude de la raie à 21cm permet donc de tracer la distribution du gaz atomique dans les galaxies. Puisque que le gaz atomique trace en réalité des régions relativement peu denses, les cartes de gaz HI permettent dans les galaxies de mettre en évidence de potentielles interactions gaz-gaz, comme par exemple le balayage par la pression dynamique (ISM-ICM).

#### 2.14.3 Le domaine radio millimétrique: le gaz moléculaire

Comme l'émission de raie dans le domaine radio, le domaine millimétrique est principalement utilisé pour tracer la distribution de différentes espèces chimiques plus complexes. Dans les galaxies, il est majoritairement utilisé pour sonder la matière dense et mesurer les flux intégrés de différentes transitions spécifiques. Puisque la molécule de  $H_2$  représente la grande majorité de la quantité de gaz moléculaire dans

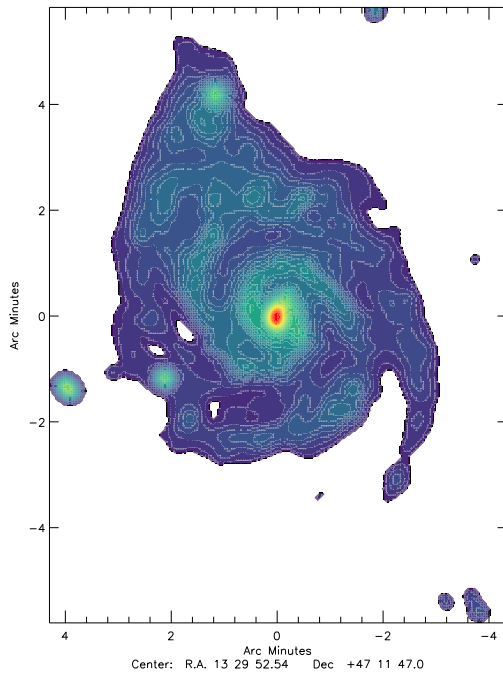


Figure 18: M51. Carte de l'émission continuum radio 20cm VLA

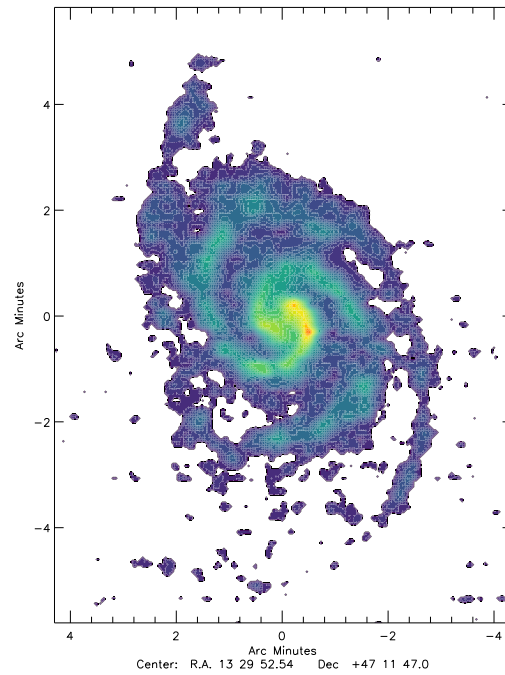


Figure 19: M51. Carte de l'émission moléculaire CO(2-1) IRAM.

les galaxies et est considéré comme le carburant principal de la formation stellaire, connaître sa distribution est primordiale. Elle est cependant invisible en observation directe dans les régions très froides de part son absence de moment dipolaire et son observation se fait donc indirectement via l'utilisation d'autres espèces appelées des traceurs. Le traceur le plus observé et utilisé est le monoxyde de carbone CO, dans sa transition rotationnelle du premier état excité à l'état fondamental  $J = 1 \rightarrow 0$ .

#### 2.14.4 L'infrarouge proche à lointain: les poussières

Tout corps chaud rayonne de la lumière. Plus la température d'un objet est élevée, plus il rayonne dans les petites longueurs d'onde et inversement. Dans l'Univers, certains objets peuvent être considérés comme des corps noirs, autrement dit des corps qui émettent du rayonnement électromagnétique infrarouge uniquement dépendant de leur température. C'est le cas des poussières qui - bien que ne contribuant que comme 1% de la masse totale de l'ISM dans les galaxies - ont un rôle primordial notamment dans la formation moléculaire. Selon la taille des grains et le champ de rayonnement environnant, ils peuvent émettre dans une gamme de longueur allant du proche infrarouge jusqu'à l'infrarouge lointain. Dans les galaxies, on peut ainsi mesurer le flux total infrarouge à différentes fréquences pour réaliser une SED ("Spectral Energy Distribution"). Le but est de tracer un profil d'émission multi-longueurs d'onde dont la forme donnera une information sur quel domaine spectral contribue le plus à la luminosité totale d'une galaxie. En règle général, le pic de luminosité infrarouge se situe autour de  $160\mu\text{m}$ . Une des informations principales que permet de dégager l'étude de l'émission des poussières est la mesure de l'extinction, primordiale pour connaître le taux de formation stellaire au sein d'un disque galactique. Dans une moindre mesure, les poussières peuvent également servir à tracer la distribution du gaz total d'une galaxie (Voir Section 6.1.5).

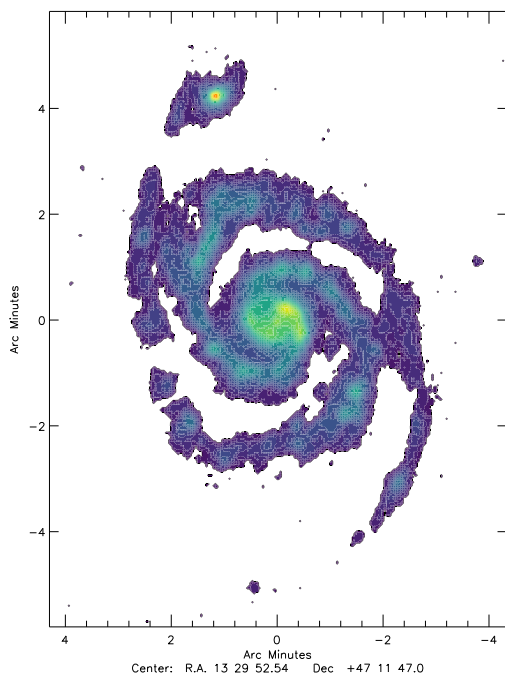


Figure 20: M51. Carte de l'émission infrarouge lointain  $160\mu\text{m}$  HERSCHEL

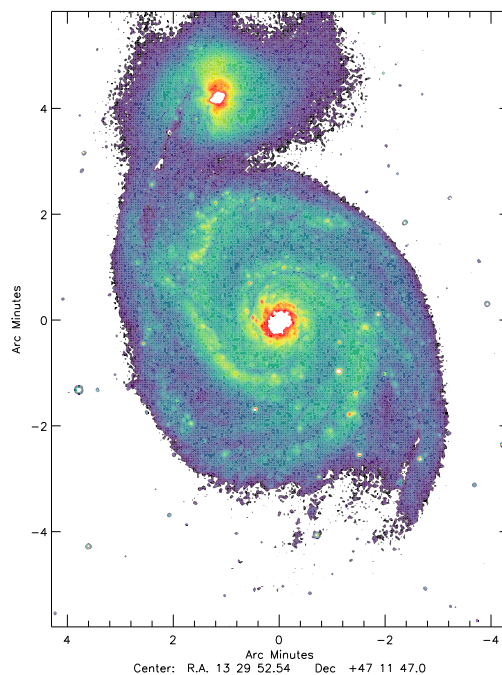


Figure 21: M51. Carte de l'émission infrarouge proche  $3.6\mu\text{m}$  SPITZER

#### 2.14.5 Le domaine visible et infrarouge proche: les étoiles

Les étoiles sont les premiers objets de l'Univers à avoir été observés par les Hommes. Rayonnant dans le domaine des longueurs d'onde visible, elles sont ainsi observables dans la Voie Lactée à l'oeil nu. Dans les galaxies proches, les étoiles émettent en réalité dans des longueurs d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge proche, avec un maximum d'émission qui pique dans le visible. Une des bandes principales utilisées pour tracer la distribution des étoiles au sein des disques galactiques est l'émission  $3.6\mu\text{m}$  observée à l'aide de l'instrument IRAC (InfraRed Array Camera) du télescope spatial SPITZER. Dans les galaxies spirales proches,  $z \sim 0$ , la résolution spatiale relativement fine des données  $3.6\mu\text{m}$  est suffisante pour observer l'étendue du disque stellaire voir bien souvent les sous-structures comme les bras spiraux et les barres. On peut également calculer à l'aide de ces données l'échelle de longueur du disque stellaire, qui donne une information sur la manière dont les étoiles sont distribuées radialement au sein de ce dernier.

Puisque les interactions entre galaxies altèrent bien souvent la distribution des étoiles au sein des disques, l'observation dans le domaine visible est un moyen efficace pour essayer d'identifier si le système que l'on observe a été perturbé gravitationnellement récemment ou non.

#### 2.14.6 Les ultraviolets et l'émission $H_\alpha$ : la formation stellaire

Les étoiles jeunes et massives sont particulièrement chaudes. Leur durée de vie est significativement moins grande que celle des étoiles moins massives, qui mettent plus de temps à consommer l'intégralité de leur hydrogène. Observer dans le domaine des ultraviolets, c'est donc faire le point sur la formation stellaire récente qui a lieu dans une galaxie. Les ultraviolets sont donc de manière générale utilisés en astrophysique pour déterminer les taux de formation stellaire des nuages de gaz qui composent le disque des galaxies pour des formations récentes de l'ordre de quelques centaines de millions d'années. A titre comparatif, l'émission visible est dominée par des étoiles formées depuis un à plusieurs milliards d'années. Pour réaliser une carte de la SFR d'une galaxie, il faut cependant bien souvent coupler les données UV

aux données infrarouges car les poussières absorbent une partie non-négligeable de l'émission UV produite par les étoiles jeunes (voir Section 3.8.3).

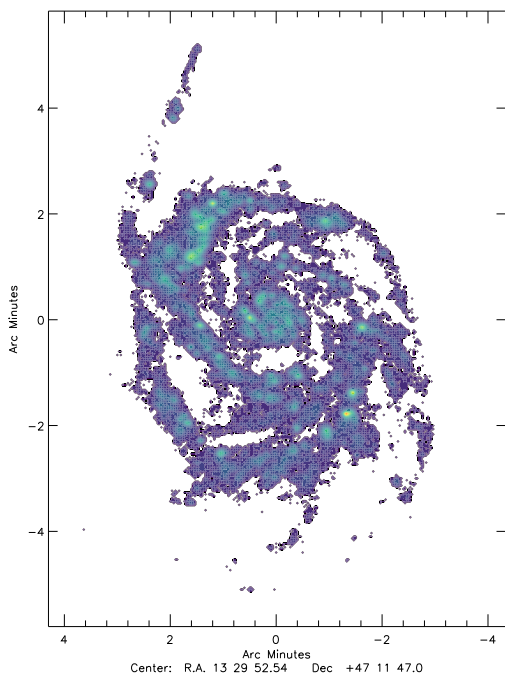


Figure 22: M51. Carte de l'émission ultra-violet lointain GALEX

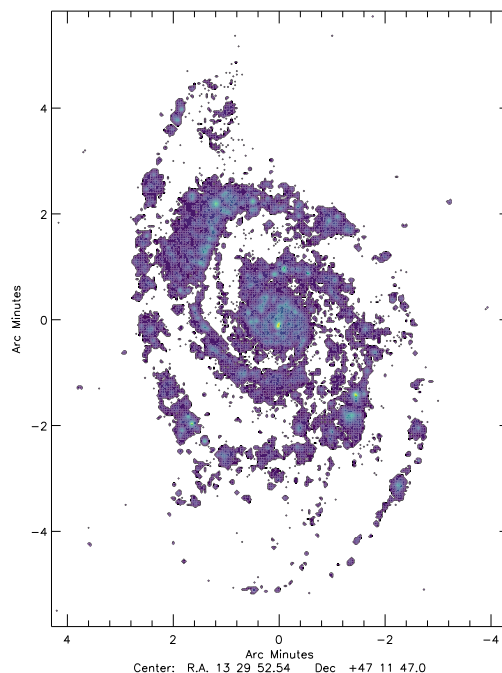


Figure 23: M51. Carte de l'émission  $H\alpha$  observée à l'aide du télescope WIYN 0.9-m

Un autre traceur fréquemment utilisé pour mesurer le taux de formation stellaire dans les galaxies est la raie  $H\alpha$ . Contrairement au flux UV, l'émission  $H\alpha$  est sensible aux faibles niveaux de formation d'étoiles, même dans les galaxies peu lumineuses et à faible brillance de surface. Elle est surtout émise par les étoiles de masse très élevée, et témoigne donc de la formation stellaire la plus récente, de l'ordre de la dizaine de millions d'années seulement.

#### 2.14.7 Les rayons X et Gamma: les phénomènes très énergétiques

A très hautes fréquences on retrouve uniquement les phénomènes les plus énergétiques qui ont lieu dans l'Univers. Une des principales sources de rayonnement X provient des régions où le gaz est chauffé à des températures dépassant les millions de degrés Kelvin. Pour atteindre de telles conditions physiques, il faut un environnement où la gravité et le champ magnétique sont particulièrement forts ou encore des événements ponctuels très énergétiques.

Un des principales sources d'émission de rayon X est la matière très ténue qui compose le milieu intra-amas au sein des amas de galaxies. Le gaz y est chauffé à la suite de différentes interactions et effondrements gravitationnels vécus par l'amas depuis sa formation. Les sources les plus intenses de rayons X restent cependant les trous noirs supermassifs présents au centre des quasars ou les coeurs actifs de galaxies plus proches appelés AGN pour "Active Galactic Nuclei". La particularité de ces centres galactiques est qu'une quantité énorme de matière tombe dans le trou noir comparé aux galaxies classiques, générant ainsi une énergie colossale qui rayonne dans le domaine des rayons X.

De manière encore plus rare, l'astronomie Gamma retrace uniquement les phénomènes les plus extrêmes et bien souvent ponctuels dans le temps de l'Univers. Un photon Gamma est plus de 10000 fois énergétique



qu'un photon dans le visible, rendant son observation uniquement possible via sa décomposition au sein de calorimètres. Comme les photons X, il est également produit par des objets astrophysiques comme les trous noirs supermassifs, les AGN, les étoiles à neutron ou encore les supernovae. Ils marquent la limite haute en terme de fréquence et d'énergie du spectre électromagnétique.

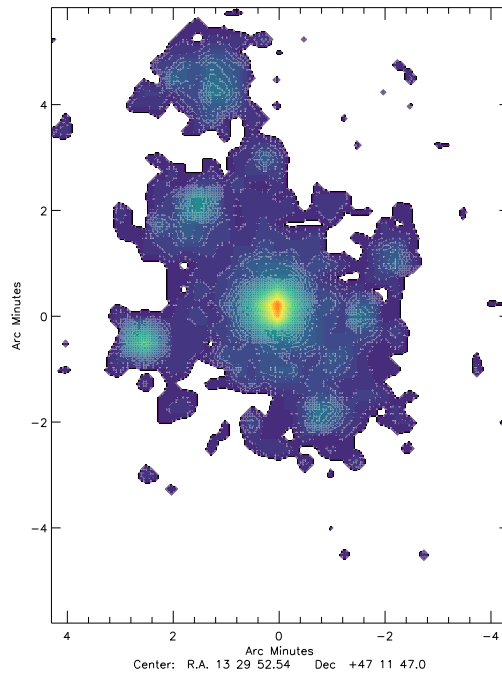


Figure 24: M51. Carte de l'émission X obtenue via les données Chandra



### 3 Physique du milieu interstellaire turbulent et formation stellaire

Le milieu interstellaire, souvent abrégé en ISM (InterStellar Medium), est le nom donné à la matière qui entoure les étoiles au sein des galaxies. La matière interstellaire est composée à 99% de gaz dont 90% est représenté par l'hydrogène sous ses formes moléculaires ( $H_2$ ), neutres (HI) et ionisées (HII). Les 1% restants sont occupés par la poussière, amas de molécules de taille variables allant de quelques nanomètres à plusieurs micromètres. Les poussières sont principalement composées de carbone, d'oxygène, de silicium et/ou de fer, bien souvent entourées par une couche de glace  $H_2O$ . Bien que représentant une portion très faible de la matière interstellaire, les poussières jouent un rôle essentiel dans la formation de molécules, le refroidissement et l'échauffement du gaz.

#### 3.1 Les différentes phases de l'ISM

Une des caractéristiques principales du milieu interstellaire est sa dimension multi-phasique. Du coeur des nuages jusqu'aux régions diffuses, les densités et températures varient considérablement et la matière interstellaire qui les compose est présente sous différents états stables. Le milieu interstellaire peut être scindé en cinq phases distinctes, nommées en fonction de l'état dominant dans lequel se trouve l'hydrogène. Par ordre croissant de température et décroissant en densité nous avons ainsi:

- *Hot Ionized Medium (HIM)*: Il s'agit des régions les plus chaudes et les plus ténues du milieu interstellaire. La matière y est presque totalement ionisée. La densité typique de ces régions est de l'ordre de  $10^{-3} \text{cm}^{-3}$  avec des température pouvant dépasser les  $10^5$  K. Elle occupe près de 50% du volume total du milieu interstellaire. Observable en ultraviolet et en rayon X, elle est principalement chauffée par des collisions engendrées par les supernovae et refroidie via l'émission de rayon X.
- *Warm Ionized Medium (WIM)*: En descendant en température, on trouve ensuite le milieu ionisé tiède. D'une densité un peu inférieure à l'unité, la température y est aux alentours de  $10^4$  K. Elle occupe également une grande partie du volume du milieu interstellaire total, environ 25% en moyenne. Son traceur principal est l'émission  $H\alpha$  dans le domaine visible. Elle concentre la grande majorité du gaz atomique ionisé HII d'une galaxie.
- *Warm Neutral Medium (WNM)*: Avec une densité moyenne de  $0.5 \text{cm}^{-3}$  et une température aux alentours de 5000 K, le milieu neutre tiède occupe 30% du volume total de la matière interstellaire. Le gaz y est majoritairement sous la forme d'atome d'hydrogène neutre (HI). Les principaux mécanismes d'échauffement dans ces régions sont l'échauffement par les photo-électrons provenant de la poussière et l'ionisation par le champ de rayonnement des étoiles ou par les rayons cosmiques. Le refroidissement quant à lui est causé par rayonnement dans le domaine visible ainsi que via l'émission de raie hyperfine à 21 cm de l'atome d'hydrogène observable en radio. Elle se trouve principalement dans les régions de photodissociation qui font la transition entre les régions HII et les nuages moléculaires.
- *Cold Neutral Medium (CNM)*: Composée majoritairement de gaz atomique neutre HI, le milieu neutre froid possède une densité de l'ordre de  $30 \text{cm}^{-3}$  et une température d'environ 100 K. Les mêmes mécanismes de refroidissement et d'échauffement que le milieu neutre chaud ont lieu dans ces régions. L'observation de cette phase est plus difficile compte-tenu de la température plus faible du milieu, la transition hyperfine de l'hydrogène étant principalement observable en absorption dans ces régions. Elle occupe moins de 5% du volume total de l'ISM et est bien souvent arrangée sous forme de filaments ou fines couches.

- *Molecular Medium (MM)*: Similaires au milieu neutre froid, ces régions présentent des densités allant de  $100 \text{ cm}^{-3}$  jusqu'à  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  pour les régions les plus denses. Bien que représentant moins de 1% du volume total du milieu interstellaire, elles comptent pour près d'un quart de sa masse totale. L'observation directe du gaz  $\text{H}_2$  étant impossible à de telles températures, elle se fait par l'intermédiaire d'un traceur - espèce chimique dont on connaît l'abondance relative au dihydrogène - dont le plus courant est le monoxyde de carbone  $\text{CO}$ . Les principaux mécanismes d'échauffement du gaz dans ces régions sont l'échauffement via les photo-électrons produits par les poussières ainsi que les rayons cosmiques de faible énergie qui traversent la matière interstellaire. Le refroidissement est majoritairement causé par l'émission de raies moléculaires, observables dans le domaine radio millimétrique.

Table 2: Propriétés des différentes phases du milieu interstellaire

Phase	T (K)	n ( $\text{cm}^{-3}$ )	$f_V$	$f_M$
Hot Ionized Medium (HIM)	$10^5 - 10^7$	$10^{-3} - 10^{-2}$	$\sim 50\%$	$< 1\%$
Warm Ionized Medium (WIM)	8000	0.5	$\sim 20\%$	$\sim 10\%$
Warm Neutral Medium (WNM)	5000	0.5	$\sim 30\%$	$\sim 30\%$
Cold Neutral Medium (CNM)	100	30	$\sim 3\%$	$\sim 40\%$
Molecular Medium (MM)	10 - 50	$10^2 - 10^6$	$< 1\%$	$\sim 20\%$

La masse totale de l'hydrogène atomique  $\text{HI}$  présent dans le milieu interstellaire est liée à la masse stellaire de la galaxie. A partir d'un grand nombre de galaxies observées, [Papastergis et al. \(2012\)](#) ont établis la relation suivante:

$$\log\left(\frac{M_{\text{HI}}}{M_{\star}}\right) = -0.43 \log\left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}}\right) + 3.75 . \quad (9)$$

Ainsi pour une masse stellaire typique  $M_{\star} = 10^{11} M_{\odot}$ , on trouve pour la masse de gaz atomique  $M_{\text{HI}} \sim 10^{10} M_{\odot}$ . [Wu et al. \(2015\)](#) ont également proposé une relation entre la masse stellaire et la fraction de gaz moléculaire d'une galaxie:

$$\log\left(\frac{M_{\text{H}_2}}{M_{\text{HI}}}\right) = 0.66 \log\left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}}\right) + 7.39 . \quad (10)$$

Pour une même masse  $M_{\star} = 10^{11} M_{\odot}$ , on trouve ainsi  $R_{\text{mol}} = M_{\text{H}_2}/M_{\text{HI}} \sim 0.75$

### 3.2 Champ de rayonnement interstellaire

La matière diffuse qui compose la grande majorité du volume du milieu interstellaire est soumise à un champ de rayonnement moyen causé par les étoiles et les nuages de gaz moléculaire appelé champ de rayonnement interstellaire, bien souvent abrégé en ISFR ("InterStellar Radiation Field"). Il est principalement causé par le rayonnement infrarouge proche ( $\lambda = 1\mu\text{m}$ ) des étoiles froides ainsi que l'émission UV générée par les étoiles jeunes et chaudes. L'échauffement thermique des poussières causé par l'absorption de photons stellaires émet dans le domaine des infrarouges lointain et contribue également à l'intensité totale de l'ISRF. Le fond diffus cosmologique agit également sur la valeur de l'ISRF, de manière plus en plus forte à mesure que l'on remonte dans le temps.

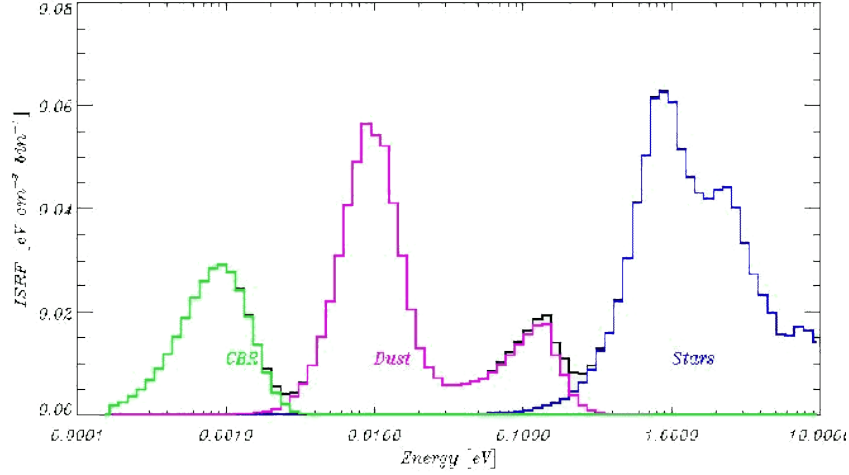


Figure 25: Diagramme représentant les différentes contributions énergétiques du champ de rayonnement interstellaire (Strong et al. 2000)

### 3.3 Turbulence interstellaire

Théorisée pour la première fois en 1951 par von Weizsäcker, la turbulence interstellaire est le nom donné aux mouvements fluides non-linéaires du gaz dans les galaxies. Elle est à l'origine de la formation de surdensités au sein de la matière interstellaire là où naissent les étoiles. Comprendre comment fonctionne la turbulence est donc une question essentielle dans l'étude de la formation stellaire dans les galaxies.

La turbulence est le nom donné aux mouvements désordonnés du gaz qui se propagent dans le milieu interstellaire, générant ainsi des chocs non-linéaires et de la compression au sein du gaz. La nature multi-échelle du milieu interstellaire est une conséquence directe de la turbulence qui est à l'origine de la formation des surdensités observables dans le disque des galaxies. Les travaux de Larson (1979) ont permis de montrer qu'il existait dans le milieu interstellaire une hiérarchie turbulente des mouvements du gaz. Au sein des nuages, la turbulence à petite échelle est ainsi produite à partir de la décomposition des vitesses turbulentes à plus grande échelles. Son rôle dans le processus de formation stellaire est donc de faire cascader l'énergie des grandes échelles spatiales vers les plus petites, compressant ainsi le gaz pour former des nuages surdensés. La formation stellaire s'enclenche alors suite à l'effondrement du nuage, permettant ainsi à l'énergie de se dissiper via rayonnement.

Si on considère la matière interstellaire comme un fluide quasi incompressible et non magnétisé, l'évolution temporelle du champ de vitesse du fluide est donnée par les équations Navier-Stokes via la formule suivante:

$$\frac{\partial \vec{u}(\vec{x}, t)}{\partial t} + \vec{u}(\vec{x}, t) \cdot \vec{\nabla} \vec{u}(\vec{x}, t) = \frac{\vec{\nabla} p(\vec{x}, t)}{\rho(\vec{x}, t)} + \nu \nabla^2 \vec{u}(\vec{x}, t) + \vec{F}(\vec{x}, t), \quad (11)$$

où  $\vec{u}$  correspond au champ de vitesse,  $p$  à la pression,  $\nu$  à la viscosité du milieu,  $\rho$  à la densité ( $\rho = \text{cte}$  si le fluide est incompressible) et  $\vec{F}$  est une force externe normalisée par la densité locale. Cette expression bien que déjà complexe car non-linéaire, reste cependant une description incomplète pour retranscrire le comportement réel de la turbulence dans les galaxies. On sait notamment qu'en réalité le champ magnétique a également une influence sur la turbulence interstellaire. La magnéto-hydrodynamique (MHD) nous dit que sous l'influence d'un champ magnétique externe uniforme, toute perturbation dans le champ de vitesse sera alors couplée au champ magnétique de la galaxie.

### 3.4 Rétroaction stellaire

La grande majorité de l'énergie qui est injectée dans le milieu interstellaire provient des étoiles. Les processus physiques engendrés par la formation et la mort des étoiles vont avoir pour incidence de réchauffer et disperser le gaz, baissant ainsi la formation stellaire localement. On parle alors de rétroaction stellaire (e.g. [Hopkins et al. 2012](#)). C'est le principal mécanisme qui vient en quelque-sortie réguler la formation stellaire dans les galaxies. Le premier phénomène de rétro-action stellaire qui survient dès la naissance de l'étoile est le rayonnement. Les étoiles jeunes en particulier émettent des photons qui vont venir réchauffer le milieu interstellaire proche et ioniser la matière, empêchant ainsi la formation de molécules et donc par extension de nuages pouvant former des étoiles. Aux alentours des étoiles jeunes, il est assez fréquent d'observer des structures de la forme de bulles très chaudes et ténues appelées régions HII (= hydrogène ionisé).

Le second mécanisme de rétroaction qui peut survenir à n'importe quel moment de la vie d'une étoile sont les vents stellaires. Le terme de vents stellaires désigne les phénomènes d'éjection de matière rapides qui surviennent dans certaines étoiles et dont la puissance dépend principalement de la masse de l'étoile considérée. Pour une étoile comme le Soleil, ces vents sont modérés, mais pour des étoiles massives, la quantité de matière ainsi éjectée peut parfois atteindre la moitié de la masse totale de l'astre initiale. Si d'un côté ce phénomène vient enrichir le milieu interstellaire en éléments plus lourds, contribuant ainsi à l'évolution chimique des galaxies, localement ils dispersent la matière et réchauffent également le gaz des alentours.

Enfin le dernier mécanisme, qui est également celui qui injecte le plus d'énergie dans le milieu interstellaire et qui génère les vents les plus puissants, sont les supernovae. Les supernovae se produisent lorsque les étoiles massives ont fini de consommer l'intégralité du carburant qui est à leur disposition. Le coeur de l'étoile finit alors par s'effondrer sur lui même, générant une quantité d'énergie énorme et expulsant de manière violente l'intégralité de ses couches externes dans le milieu interstellaire. Il existe deux types de supernovae différentes qui dépendent principalement de l'environnement et de la masse initiale des étoiles. Premièrement on retrouve les supernovae thermonucléaire de type Ia ou SNIa qui surviennent dans les systèmes binaires lorsqu'une naine blanche accrète la matière de son étoile compagnon souvent très massive jusqu'à finir par exploser. Ce sont ces supernovae qui sont parfois utilisées pour déterminer les distances en astrophysique, leur spectre typique étant bien connu et facilement identifiable: elles sont d'ailleurs souvent appelées les "chandelles cosmiques" (e.g. [Riess et al. 2016](#)). Le deuxième principal type de supernova est la supernova de type II. Elle se distingue par la présence d'hydrogène dans son spectre, avec une signature très différente d'un individu à l'autre. Ces supernovae ont lieu principalement dans les régions de forte formation stellaire et surviennent pour des étoiles massives isolées dont la masse est comprise en 10 et 50  $M_{\odot}$ . Bien qu'elles représentent un phénomène ponctuel par rapport à la majorité des grands événements galactiques, l'influence des supernovae sur la turbulence interstellaire est très importante et ne peut être négligée.

### 3.5 Lois d'échelles

A partir d'une grande collection d'observations de nuages de gaz moléculaires de la Voie Lactée, [Larson \(1981\)](#) a montré dans son célèbre papier que les caractéristiques principales des nuages de gaz comme leur masse et leur taille étaient corrélés avec la dispersion de vitesse. La première relation nous dit que plus un nuage de gaz est grand, plus il sera turbulent. L'expression qui relie la dispersion de vitesse du gaz à

la taille du nuage est la suivante:

$$\frac{v_{\text{turb,cl}}}{\text{km/s}} = 1.10 \left( \frac{l_{\text{cl}}}{\text{pc}} \right)^{0.38}. \quad (12)$$

La seconde loi d'échelle énoncée par [Larson \(1981\)](#) concerne la masse des nuages de gaz. Dans son papier, il considère que la plupart des nuages qui composent le milieu interstellaire des galaxies est à l'équilibre. Cela signifie que la pression thermique du gaz permet de contrebalancer la gravitation, empêchant ainsi aux nuages de gaz de s'effondrer. Selon le théorème du Viriel, cela signifie que l'énergie cinétique liée à la pression thermique du gaz équivaut à deux fois l'énergie potentielle gravitationnelle du nuage. La relation proposée par [Larson \(1981\)](#) qui relie la dispersion de vitesse d'un nuage à sa masse est alors:

$$\frac{v_{\text{turb,cl}}}{(\text{km/s})} = 0.42 \frac{M_{\text{cl}}}{(M_{\odot})}^{0.20}. \quad (13)$$

Considérant le nuage de gaz comme une simple sphère dont le volume serait  $V = R^3$  et à partir des deux premières relations, [Larson \(1981\)](#) définit une troisième et dernière loi d'échelle qui nous dit que la densité de gaz moléculaire d'un nuage est inversement proportionnelle à sa taille. L'expression finale devient alors:

$$\frac{n(H_2)}{\text{cm}^{-3}} = 3400 \left( \frac{l_{\text{cl}}}{\text{pc}} \right)^{-1.10} \quad (14)$$

Les différentes relations de [Larson \(1981\)](#) ont été ré-examinées et affinées par la suite grâce à des observations plus précises, avec de meilleures résolutions spatiales et des épaisseurs optiques plus fines.

### 3.6 Gaz moléculaire

L'hydrogène est l'élément le plus largement répandu dans l'Univers, représentant de ce fait la grande majorité de la matière baryonique présente dans les galaxies. Sa forme moléculaire, le dihydrogène  $H_2$ , est également la molécule qui domine la composition des nuages de gaz froids au sein desquels se forment les étoiles. A ce titre, le dihydrogène est considéré comme étant le carburant principal de la formation stellaire et son étude devient donc une question primordiale pour l'évolution des galaxies.

Les molécules de  $H_2$  qui composent le milieu interstellaire se forment majoritairement via un mécanisme d'adsorption à la surface des grains de poussière. Dans des conditions physiques favorables, deux atomes d'hydrogènes adsorbés par un grain de poussière peuvent migrer à sa surface et se rencontrer afin de former une molécule de dihydrogène. Lorsque la molécule se forme, la libération d'énergie qui l'accompagne permet au grain de se détacher de la surface et de venir enrichir le milieu interstellaire en gaz moléculaire. Ce mécanisme fonctionne principalement lorsque la poussière se situe à des température avoisinant les 20 K. Si le grain de poussière est trop chaud, l'atome absorbé s'évapore trop rapidement pour avoir le temps de rencontrer un autre atome. A l'inverse si la poussière est trop froide, l'énergie libérée n'est pas suffisante pour laisser la molécule s'échapper.

### 3.7 Mécanisme d'échauffement et de refroidissement du gaz

L'aspect multi-phasique du milieu interstellaire est causé par les différents mécanismes d'échauffement et de refroidissement du gaz. Les principaux mécanismes d'échauffement sont les suivants:

- La photoionisation des atomes de gaz ( $\Gamma_{\text{ion}}$ ). Lorsqu'un photon énergétique vient frapper un atome, il vient détacher un électron formant ainsi un ion.

- La collision des atomes de gaz par les rayons cosmiques ( $\Gamma_{\text{CR}}$ ). Un rayon cosmique vient frapper l'atome lui délivrant une grande quantité d'énergie.
- L'échauffement photoélectrique à la surface des grains de poussières ( $\Gamma_{\text{dust}}$ ). Un photon UV vient déposer son énergie à la surface d'un grain de poussière, détachant ainsi un électron initialement piégé sur la surface. Cet effet domine principalement dans les régions HI.
- L'échauffement causé par la formation du  $\text{H}_2$  à la surface des grains ( $\Gamma_{\text{H}_2}$ ). La formation des molécules de dihydrogène qui survient lorsque deux atomes d'hydrogène se rencontrent à la surface des grains de poussière libère de l'énergie et cause l'éjection du  $\text{H}_2$  dans le milieu interstellaire (Voir Section 3.6).

Chacun de ces mécanismes d'échauffement s'exprime comme un flux d'énergie par unité de volume en  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$ .

Table 3: Propriétés des différentes phases du milieu interstellaire

Mécanisme	Symbole	Valeur en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$
Photoionisation	$\Gamma_{\text{ion}}$	$8 \times 10^{-25} n_{\text{H}}^2$
Rayons cosmiques	$\Gamma_{\text{CR}}$	$3.8 \times 10^{-29} n_{\text{H}}$
Effet photoélectrique	$\Gamma_{\text{dust}}$	$2 \times 10^{-25} n_{\text{H}}$
Formation du $\text{H}_2$	$\Gamma_{\text{H}_2}$	$2 \times 10^{-29} n_{\text{H}}^2$

## 3.8 Formation stellaire

Les étoiles sont les objets astronomiques les plus étudiées depuis les débuts de l'astronomie. Elles sont la principale source de radiation dans l'univers, émettant dans différents domaines du spectre électromagnétique. Plus encore que les étoiles, la formation des étoiles est également un des sujets d'étude principaux de l'astronomie moderne. Dans cette thèse notre préoccupation n'est pas tant de comprendre comment elles se forment dans les galaxies, mais plutôt de comprendre pourquoi la formation stellaire varie d'une galaxie à une autre, mais aussi d'un nuage à un autre au sein d'un même disque galactique. Dans cette section, nous allons introduire brièvement les bases de la formation stellaire à l'échelle galactique ainsi que les différentes méthodes existantes permettant de l'estimer observationnellement.

### 3.8.1 Formation d'une étoile

Dans un état stable, la gravitation liée à la masse d'un nuage est contre-balançée par la pression majoritairement thermique du gaz. Si les forces de gravitation deviennent suffisamment importantes pour rompre l'équilibre, alors le nuage de gaz peut s'effondrer, former un cœur et démarrer ainsi le mécanisme de formation de l'étoile. Pour une densité et une température donnée, il est possible de définir une masse ou une taille critique au-delà de laquelle le nuage est capable de s'effondrer. On parle alors d'instabilité de Jeans, du nom du premier astronome à avoir théorisé ce phénomène (Jeans 1902). Plus un nuage de gaz est massif, plus sa taille est petite et plus sa température est basse, plus il est instable face à l'effondrement gravitationnel. La longueur de Jeans est ainsi définie comme:

$$\lambda_{\text{J}} = \sqrt{\frac{15 k_{\text{B}} T}{4\pi G m_{\text{p}} \mu \rho}}, \quad (15)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température du nuage,  $\mu$  la masse par particule dans le nuage,  $G$  la constante gravitationnelle,  $m_p$  la masse d'un proton et  $\rho$  la densité du nuage. Une des questions les plus usuelles de l'astrophysique concerne la répartition des différentes masses d'étoiles individuelles formées au sein d'une région de formation stellaire. Il en effet assez difficile de prédire au cas par cas quelle sera la masse de l'étoile nouvellement formée. Dès les années 50, avec les travaux de [Salpeter \(1955\)](#), des modèles ont été créés en se basant sur les observations de population d'étoiles dans la Voie Lactée afin de déterminer une distribution de probabilité des différentes masses stellaires pour les étoiles nouvellement formées: on parle de fonction de masse initiale (IMF). Si différents modèles existent, tous semblent converger vers le fait que la grande majorité des étoiles possèdent des masses légèrement inférieures à la masse solaire. Les étoiles de très faibles masses ( $M < 0.1 M_\odot$ ) sont moins nombreuses (ou alors non-détectées car pas assez lumineuses) tandis que les étoiles massives ( $M > 10 M_\odot$ ) ne représentent que 1% de la masse totale stellaire nouvellement formée bien que contribuant pour la majorité de la luminosité totale.

### 3.8.2 Lois de puissances de la formation stellaire

Plus on dispose de gaz, plus on peut former des étoiles. Si cette idée très basique peut sembler naturelle aux premiers abords quand on sait que le gaz est le carburant principal de la formation stellaire, il est important de bien préciser de quel gaz on parle en réalité. Aux grandes échelles spatiales, de l'ordre du kiloparsec, différentes études dont les plus connues de [Schmidt \(1959\)](#) et [Kennicutt \(1998\)](#) ont démontré qu'une loi de puissance relie la densité de surface du gaz total intégrée à la formation stellaire au sein des galaxies spirales classiques. A faible densité de surface cependant, là où le gaz est dominé par la phase atomique, la relation de Schmidt-Kennicutt change de pente et devient bien plus raide, la SFR chutant de manière dramatique. Pour former des étoiles, il faut certes du gaz, mais auto-gravitant. La formation des étoiles dans les galaxies est principalement liée en réalité à la quantité de gaz moléculaire disponible. La relation de Schmidt-Kennicutt qui était vérifiée pour des quantités de gaz intégrées, s'avère également vraie lorsqu'on observe des régions résolues, comme le montre notamment [Bigiel et al. \(2008\)](#). Dans leur papier, ils ont ainsi mis en évidence la relation quasiment linéaire qui existe entre le taux de formation stellaire  $\dot{\Sigma}_*$  et la densité de surface du gaz moléculaire  $\Sigma_{H_2}$ . Les deux relations "gaz total - SFR" et "gaz moléculaire - SFR" observées dans les galaxies sont données par les lois de puissances suivantes:

$$\dot{\Sigma}_* = \Sigma^{1.4 \pm 0.15} = \Sigma_{H_2}^{1.0 \pm 0.2} . \quad (16)$$

Cette relation est vérifiée dans la grande majorité des galaxies locales non-perturbées à l'échelle du kiloparsec où on observe une efficacité de formation stellaire ( $SFE = \dot{\Sigma}_*/\Sigma_{H_2}$ ) constante de l'ordre de  $500 \text{ Myr}^{-1}$ . Cependant à une échelle de l'ordre du parsec et donc uniquement observable à très courte distance dans les nuages de gaz de la Voie Lactée, le taux de formation stellaire est estimé en réalisant un comptage des étoiles jeunes (bien souvent appelées YSOs pour "Young Stellar Objects") dans les différents nuages de gaz ([Heiderman et al. 2010](#), [Lombardi et al. 2010](#)). Avec cette méthode, des valeurs d'efficacité de formation stellaire jusqu'à 17 fois plus importantes que dans les autres galaxies ont pu être mesurées selon les nuages considérés. La conclusion est donc que le taux de formation stellaire peut varier fortement selon l'échelle de taille et de densité à laquelle on se place.

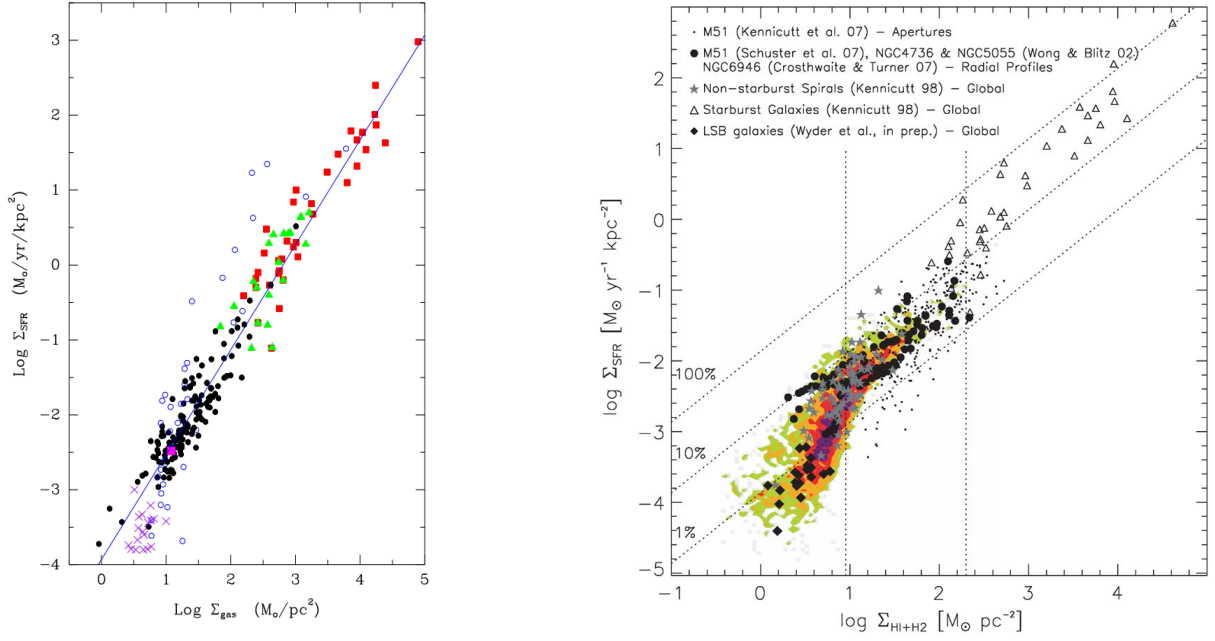


Figure 26: A gauche: relation entre la densité de surface du gaz total (valeurs intégrées) et du taux de formation stellaire dans les galaxies proches formant des étoiles (Kennicutt & Evans 2012). A droite: relation entre la densité de surface du gaz total (résolue) et du taux de formation stellaire par Bigiel et al. (2008).

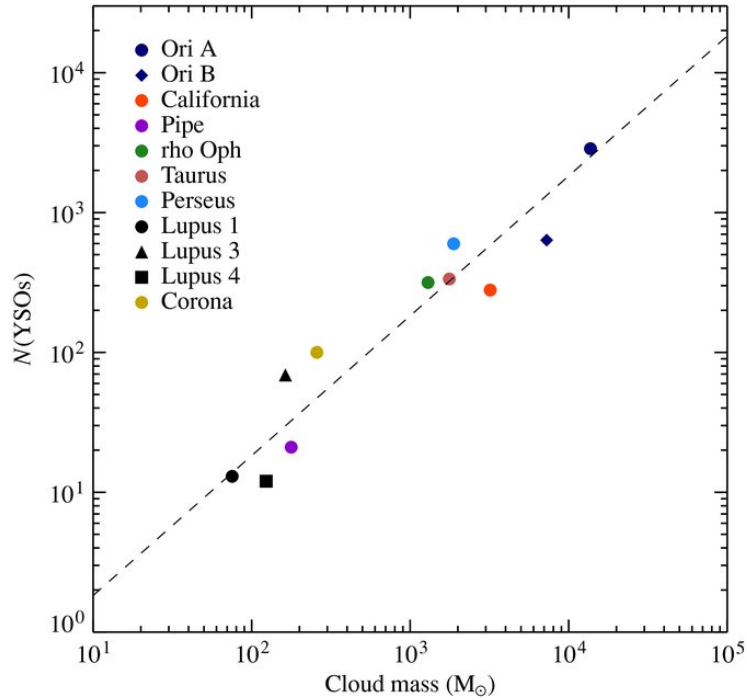


Figure 27: Relation entre la masse de différents nuages de gaz individuels et leur nombre d'étoiles jeunes (YSOs) présentée dans Lada et al. (2010).

### 3.8.3 Estimation observationnelle du taux de formation stellaire dans les galaxies

Le principe même de l'estimation du taux de formation stellaire au sein d'une galaxie ou d'un nuage de gaz individuel est basé sur des observations en lien avec des étoiles nouvellement formées. Lorsqu'on s'intéresse au taux de formation stellaire hors de la Voie Lactée, la technique de comptage d'étoiles jeunes et massives - dont on sait que la durée de vie est très courte comparé au reste des populations stellaires



- est impossible. La distance nous empêche d'observer avec une résolution spatiale suffisamment fine pour distinguer les étoiles individuelles. L'alternative principale consiste à observer les galaxies dans des longueurs d'onde directement en lien avec la formation récente d'étoiles, autrement dit des émissions qui font figure de traceur de la SFR. Chaque étoile étant de masse différente, avec de ce fait des durées de vie elles aussi différentes, va ainsi décrire des intervalles de temps qui varient selon la longueur d'onde utilisée pour estimer la SFR. Cependant compte-tenu de la courte échelle temporelle de la formation stellaire comparé à l'âge des galaxies, on peut considérer que les taux de formation stellaire donnés par les différentes méthodes sont comparables et décrivent l'état actuel de la formation d'étoiles dans la galaxie considérée.

La méthode usuelle la plus utilisée est la combinaison de différentes longueurs d'onde qui vont permettre de prendre en considération la totalité de l'émission provenant de ces étoiles jeunes. Les étoiles jeunes, massives et chaudes, produisent un rayonnement très important dans les ultraviolets. C'est donc ce domaine de longueur d'onde qui est bien souvent privilégié pour calculer les taux de formation stellaire dans les galaxies. Cependant l'émission UV est atténuée de manière importante par les poussières dans le milieu interstellaire. Les grains absorbent les rayons UV et chauffent, produisant ainsi un rayonnement thermique qui est observable dans le domaine infrarouge plus ou moins lointain. Pour restituer l'intégralité de l'émission des étoiles jeunes, il faut donc réaliser une combinaison entre les flux UV et infrarouges d'une galaxie. Si on raisonne en terme de luminosité totale, on doit donc se baser à la fois sur la luminosité UV notée  $L_{UV}$  et la luminosité totale issue des différentes longueurs d'onde infrarouges émises par les poussières  $L_{TIR}$  (= TIR, "Total InfraRed"). Le rapport entre  $L_{UV}$  et  $L_{TIR}$  est appelé excès infrarouge. Il est bien souvent utilisé pour corriger les mesures de la SFR basée sur les ultraviolets et tenir ainsi compte de l'émission perdue dans le chauffage des poussières.

Dans le cadre de cette thèse, les taux de formation stellaires sont calculées principalement à partir des flux FUV du relevé GALEX ou de l'émission  $H\alpha$  GOLDMINE pour tenir compte des étoiles jeunes et de l'émission infrarouges  $24\mu m$  SPITZER pour la contribution enfouie dans les poussières. Bien que l'émission  $24\mu m$  ne soit pas représentative du maximum de la distribution spectrale de l'énergie dans une galaxie (bien souvent abrégée en SED pour "Spectral Energy Distribution") qui consiste à calculer l'émission totale des différentes bandes et tracer un profil à partir de ces points de mesure unique, les études de Calzetti et al. (2007) ont montré que l'émission  $24\mu m$  combinée avec les données  $H\alpha$  présentait des résultats comparables pour le calcul de la SFR totale que des mesures basées sur des photons ionisants non-affectés par l'extinction (Paschen  $\alpha$ ). La SFR totale peut ainsi être calculée de la façon suivante:

$$SFR_{tot} = SFR_{H\alpha}^{directe}(H\alpha) + SFR_{H\alpha}^{enfouie}(24\mu m) = 5.3 \times 10^{-42} (L_{H\alpha} + 0.031 L_{24m}) . \quad (17)$$

Leroy et al. (2008) se sont basés sur les travaux de Calzetti et al. (2007) pour proposer une relation équivalente à partir de l'émission FUV, aboutissant à l'expression suivante:

$$SFR_{tot} = SFR_{FUV}^{directe}(FUV) + SFR_{FUV}^{enfouie}(FUV, 24\mu m) = 0.68 \times 10^{-28} (L_{FUV} + 2.14 \times 10^{-42} L_{24m}) . \quad (18)$$

Puisque nous travaillons en majeure partie dans cette thèse avec des cartes observationnelles 2D et donc des valeurs de densité de surface, l'expression finale que nous utilisons est:

$$\dot{\Sigma}_{\star} = 8.1 \times 10^{-2} I_{FUV} + 3.2 \times 10^{-3} I_{24\mu m} , \quad (19)$$

où les flux observationnels  $I_{FUV}$  et  $I_{24\mu m}$  sont exprimés en  $MJy sr^{-1}$  et  $\dot{\Sigma}_{\star}$  en  $M_{\odot} kpc^{-2} yr^{-1}$ .

### 3.9 Observation indirecte et facteurs de conversion

Composé de deux atomes identiques, le dihydrogène  $\text{H}_2$  ne possède cependant aucun moment dipolaire permanent, rendant son observation directe impossible en émission dans les régions les plus froides du milieu interstellaire. En effet son premier état excité est atteint à des températures de l'ordre de la centaine de Kelvin, là où la température typiques des nuages moléculaires est plutôt aux alentours de 10 à 30 K. Pour contourner ce problème la solution la plus couramment utilisée est de regarder d'autres espèces présentes dans les nuages de gaz et d'estimer via ces dernières la quantité de  $\text{H}_2$  disponible. La seconde molécule la plus représentée dans le milieu interstellaire est le monoxyde de carbone CO. Possédant une transition rotationnelle de base dont la température d'excitation est très faible,  $T_{\text{ex}} = 5.53 \text{ K}$ , couplée à une densité critique également très basse de l'ordre de  $n_{\text{crit}} = 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ , elle peut facilement être excitée même dans les milieux les plus froids. Toutes ces raisons font que le monoxyde de carbone est considéré comme le traceur principal du gaz moléculaire, devenant ainsi la molécule la plus observée en astrophysique. La première transition rotationnelle du CO qui correspond à la désexcitation du niveau  $J = 1 \rightarrow 0$ , notée également CO(1-0), est observable en radioastronomie millimétrique à une longueur d'onde de 2.6 mm.

Pour estimer la quantité de dihydrogène présent dans un nuage à partir de l'émission du monoxyde de carbone, on utilise un coefficient appelé facteur de conversion, habituellement noté  $X_{\text{CO}}$ . La relation linéaire qui lie la densité de colonne du dihydrogène à l'émission CO est la suivante:

$$\frac{N(\text{H}_2)}{\text{cm}^{-2}} = X_{\text{CO}} \frac{W_{\text{CO}(1-0)}}{\text{K km s}^{-1}}. \quad (20)$$

Pour les nuages de gaz qui composent le milieu interstellaire de la Voie Lactée, la valeur du facteur de conversion a été estimée comme étant  $X_{\text{CO}}^{\text{MW}} \approx 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ . Une version alternative de cette relation lie directement la densité de surface du gaz à l'émission intégrée CO via une autre expression du facteur de conversion noté  $\alpha_{\text{CO}}$  tel que:

$$\frac{\Sigma_{\text{H}_2}}{\text{M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}} = \alpha_{\text{CO}} \frac{W_{\text{CO}(1-0)}}{\text{K km s}^{-1}}. \quad (21)$$

Le facteur  $\alpha_{\text{CO}}$  peut être vu comme un rapport masse-lumière qui tient compte de la présence de l'hélium également impossible à déceler en observation directe. La valeur du facteur de conversion de la Voie Lactée dans ce second formalisme devient alors  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}} \approx 4.36 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2} (\text{K km s}^{-1})$  (Solomon et al. 1987). Le facteur de conversion évolue proportionnellement avec la densité du milieu considéré et inversement avec la température de brillance du CO mesurée, tel que  $\alpha_{\text{CO}} \propto \sqrt{n}/T_{\text{B}}$  (Dickman et al. 1986). Différentes études dont celle menée par Bolatto et al. (2013) ont pu mettre en évidence le fait que dans les galaxies proches la valeur du facteur de conversion était proche de celle trouvée dans les nuages de la Voie Lactée avec cependant une dispersion de valeur assez importante. A partir d'études sur les poussières, ils ont pu montrer que le facteur de conversion étant inversement proportionnel avec la métallicité du gaz, augmentant significativement pour les métallicité au dessous de  $Z \sim 1/3 - 1/2 Z_{\odot}$ . Leurs travaux ont également montré que les centres des galaxies semblent présenter des facteurs de conversion jusqu'à 10 fois inférieurs à ceux mesurés dans les disques. Ces deux résultats semblent suggérer que le facteur de conversion évolue radialement au sein du disque des galaxies spirales classiques, allant d'une valeur très faible au centre, jusqu'à des valeurs plus importantes au bord des disques où la métallicité décroît de manière conséquente.

D'autres traceurs plus profonds, sous-entendu basé sur des molécules présentes uniquement dans des régions encore plus denses comme les coeurs des nuages de gaz, sont également parfois utilisés. Dans cette thèse, le second facteur de conversion qui sera évoqué est le facteur entre le cyanure d'hydrogène (HCN) et

le H<sub>2</sub> dense. Dans ce cas précis, on considère que l'émission intégrée du HCN permet uniquement de décrire la densité de surface du gaz moléculaire dense, dont la limite du terme "dense" est souvent débattue mais usuellement considérée comme  $n > 10^4 \text{cm}^{-3}$  (Gao & Solomon 2004). L'estimation de valeur du facteur de conversion HCN-H<sub>2</sub> dense pour la Voie Lactée est de  $\alpha_{\text{HCN}} \approx 10 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ .

## 4 Modélisation analytique des disques de galaxies spirales proches

L'étude de l'évolution des galaxies et de la formation des étoiles à partir du gaz qui compose le milieu interstellaire ne passe pas uniquement par les observations. Pour mieux comprendre les différents mécanismes qui régissent la physique du milieu interstellaire et la formation stellaire associée, l'utilisation d'un modèle analytique est une solution adéquate. Il permet de faire le lien entre la physique à petite échelle observée dans les nuages de gaz présents dans notre galaxie et les lois à plus grandes échelles tirées dans les observations de galaxies proches. Le modèle analytique sur lequel nous avons travaillé et que nous présentons dans cette thèse a pour but de modéliser les propriétés physiques du milieu interstellaire dans les galaxies spirales. Pour chaque échelle spatiale, la turbulence permet de définir des lois qui diffèrent selon que le nuage de gaz soit auto-gravitant ou non. Le modèle prend en entrée deux paramètres libres principaux: la courbe de rotation de la galaxie qui permet de considérer le potentiel du disque en tenant compte de l'influence du halo, et le profil de densité de surface stellaire. Il permet de générer des profils radiaux de différentes observables comme la densité de surface du gaz, la fraction moléculaire, le taux de formation stellaire, le rayonnement infrarouge généré par la poussière ainsi que l'émission moléculaire de différentes espèces qui composent le MIS. Il est une extension du modèle présenté par [Vollmer & Beckert \(2003\)](#), amélioré par la suite à deux reprises par [Vollmer & Leroy \(2011\)](#) et [Vollmer et al. \(2017\)](#).

Le milieu interstellaire qui constitue la matière présente dans la galaxie peut être vu comme un disque de gaz turbulent et grumeleux, multi-phases et multi-échelles, dynamique et dans lequel se forme des étoiles. Le terme multi-phase signifie que le gaz qui compose le milieu interstellaire est présent dans le disque sous différentes formes qui dépendent principalement de sa densité et de sa température. On distingue ainsi les phases peu denses et chaudes où le gaz est ionisé, les phases moyennement denses où la température est de l'ordre de la centaine de Kelvin avec de l'hydrogène majoritairement représenté sous sa forme atomique neutre, ainsi que les phases les plus denses et froides où le gaz devient majoritairement moléculaire. Le terme multi-échelle signifie que les lois physiques qui permettent de décrire le disque varient selon la densité et la taille des nuages considérés.

Dans ce chapitre nous allons aborder en détail toutes celles qui nous permettent de modéliser un disque galactique en rotation multi-échelles et multi-phases. Dans un premier temps, nous nous focaliserons sur la partie dite à large-échelle dont le but est d'obtenir pour un rayon  $R$  donné différentes grandeurs qui pourront être comparées aux observations de galaxies proches (densité de surface du gaz total, taux de formation stellaire, métallicité, temps caractéristiques, etc...). Nous y définissons quatre lois de stabilité et d'équilibre principales qui, ensemble, donneront lieu au système d'équations analytiques du modèle. Dans un second temps, nous nous concentrerons sur la partie à petite-échelle dont l'intérêt principal est de calculer les émissions de raie moléculaires et des poussières en se basant sur les relations qui gouvernent la physique des nuages de gaz observées dans la Voie Lactée.

### 4.1 Description du modèle à large-échelle

La première grande partie de notre modèle a pour but de reproduire les propriétés physiques dites à large-échelle du disque des galaxies. Lorsqu'on observe une galaxie considérée comme proche, la réalité est qu'on observe un objet très éloigné de nous comparé aux nuages de gaz présents dans le disque de la Voie Lactée. La résolution de nos appareils de mesure ne nous permettent de voir que le résultat à l'échelle du kiloparsec des différents processus physiques qui ont lieu au sein des nuages à une échelle de taille de l'ordre du parsec. La partie à large-échelle du modèle est ainsi basée uniquement sur des lois et relations

de l'ordre du kiloparsec, décrivant ainsi les connaissances physiques connues à ce jour pour les systèmes extragalactiques.

#### 4.1.1 Formation stellaire

Dans une galaxie, les sources d'énergies qui alimentent la formation stellaire sont nombreuses et variées, allant des instabilités gravitationnelles, en passant par l'ionisation de la matière par les rayons UV jusqu'aux vents stellaires et supernovae. [Mac Low & Klessen \(2004\)](#) suggèrent que parmi toutes ces sources d'énergie, le mécanisme dominant pour injecter de l'énergie dans la turbulence sont les supernovae. Partant de cette hypothèse, il est possible de relier l'énergie injectée par les supernovae  $\dot{E}_{SN}$  par unité de surface  $\Delta A$  au taux de formation stellaire  $\dot{\Sigma}_*$  via l'expression suivante:

$$\frac{\dot{E}_{SN}}{\Delta A} = \xi \dot{\Sigma}_* . \quad (22)$$

A l'échelle locale, le facteur  $\xi$  relie l'injection d'énergie des supernovae au taux de formation stellaire. Il est considéré comme indépendant par rapport au rayon et sa valeur a été estimée à partir d'observations dans la Voie Lactée:  $\xi = \xi_{MW} = 4.6 \times 10^{-8} \text{ pc}^2 \text{ yr}^{-2}$ . Dans le modèle, nous adoptons l'hypothèse que le transport d'énergie entre les différentes échelles de taille et de densité s'effectue pratiquement sans perte d'énergie. Il est donc possible d'écrire la relation de conservation suivante:

$$\dot{E} = -\dot{E}_{SN} . \quad (23)$$

Le flux d'énergie transporté par la turbulence par unité de temps est défini au sein du modèle par l'expression suivante:

$$\dot{E} = -\frac{\rho\nu}{2} \int \frac{v_{\text{turb},3D}^2}{l_{\text{driv}}^2} dV \quad (24)$$

où  $\rho$  correspond à la densité volumique du gaz,  $\nu$  à la viscosité turbulente du gaz et  $l_{\text{driv}}$  à l'échelle caractéristique d'injection d'énergie de la turbulence (= taille physique des tourbillons formés par la turbulence). La viscosité est définie comme le produit de la vitesse turbulente 3D  $v_{\text{turb},3D}$  par  $l_{\text{driv}}$ , avec  $v_{\text{turb},3D} = \sqrt{3} v_{\text{turb}}$ . La densité volumique du gaz  $\rho$  est quant à elle reliée à la densité de surface  $\Sigma$  via la hauteur du disque  $H$ , telle que  $\Sigma = \rho H$ . En intégrant sur le volume l'équation (24) avec  $\int dV = V = AH$ , on peut ainsi écrire:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = -\frac{\Sigma\nu}{2} \frac{v_{\text{turb},3D}^2}{l_{\text{driv}}^2} \Delta A \quad (25)$$

En combinant les équations (22) & (25), on obtient une première expression qui permet de déterminer le taux de formation stellaire uniquement à partir des quatre inconnues du modèle, à savoir  $\rho$ ,  $H$ ,  $l_{\text{driv}}$  et  $v_{\text{turb}}$ :

$$\dot{\Sigma}_* = \frac{1}{2} \frac{\Sigma\nu}{\xi} \frac{v_{\text{turb},3D}^2}{l_{\text{driv}}^2} = \frac{3\sqrt{3}}{2} \frac{\rho H}{\xi} \frac{v_{\text{turb}}^3}{l_{\text{driv}}} . \quad (26)$$

Dans un scénario où le disque de la galaxie est affecté par un taux élevé d'accrétion de masse externe, l'injection d'énergie apportée par cette nouvelle source ne peut plus être négligée. L'expression 26 devient alors:

$$\frac{1}{2} \Sigma\nu \frac{v_{\text{turb},3D}^2}{l_{\text{driv}}^2} = \xi \dot{\Sigma}_* + \frac{1}{2\pi} \dot{M} \Omega^2 . \quad (27)$$

Ce terme additionnel a été gardé dans notre modèle pour l'ensemble des galaxies, jouant un rôle relativement négligeable dans la quasi totalité des galaxies modélisées. Ses limites ainsi que son réel impact sur les résultats seront discutés plus en détail dans la section 4.10.

Dans le milieu interstellaire, les nuages auto-gravitants peuvent être définis par leur densité  $\rho_{\text{cl}}$  et le temps caractéristique d’effondrement du nuage  $t_{\text{ff,cl}}$ . Durant le temps de vie d’un nuage, que l’on notera  $t_{\text{life,cl}}$ , une fraction de la masse du nuage  $\epsilon_*$  sera convertie en étoiles. On peut ainsi définir la relation suivante pour le taux de formation stellaire local  $\dot{\rho}_{*,\text{cl}}$ :

$$\dot{\rho}_{*,\text{cl}} = \epsilon_* \rho_{\text{cl}} t_{\text{life,cl}}^{-1} = \epsilon_* \epsilon_{\text{life}} \rho_{\text{cl}} t_{\text{ff,cl}}^{-1}, \quad (28)$$

où  $\epsilon_{\text{life}} = t_{\text{ff,cl}}/t_{\text{life,cl}}$ . La fraction du gaz qui sera convertie en étoiles sur une échelle de temps comparable au temps d’effondrement du nuage a été définie par [Krumholz & McKee \(2005\)](#) comme l’efficacité de formation stellaire noté  $\epsilon_{\text{ff,cl}}$ :

$$\epsilon_{\text{ff,cl}} = \epsilon_* \epsilon_{\text{life}}. \quad (29)$$

De nombreuses études ont tenté d’estimer à la valeur de cette efficacité de formation stellaire à partir d’observation de nuages de gaz galactiques et de régions denses dans les galaxies proches. [Dobbs et al. \(2014\)](#) proposent une valeur moyenne de ce facteur autour de  $\epsilon_{\text{ff,cl}} \sim 1/100$ . Le temps d’effondrement d’un nuage de gaz  $t_{\text{ff,cl}}$  est défini comme:

$$t_{\text{ff,cl}} = \sqrt{\frac{3\pi\phi_V}{32G\rho}}, \quad (30)$$

où  $\phi_V$  correspond à la surdensité des nuages de gaz auto-gravitant, tel que  $\phi_V^{-1} = \rho_{\text{cl}}/\rho$ . Ce facteur peut également être vu comme un facteur de remplissage qui permet de déterminer la densité moyenne du disque à partir de la densité des nuages de gaz individuels. [Vollmer et al. \(2017\)](#) ont démontré que pour des taux de formation stellaire comparable à ceux mesurés dans les galaxies spirales locales qui présentent des dispersions de vitesses autour de la valeur canonique de  $\sigma = 10$  km/s, le facteur  $\phi_V$  est relativement constant avec  $\phi_V \sim 1/1000$ . Dans une précédente version du modèle présentée dans [Vollmer & Leroy \(2011\)](#), le taux de formation stellaire par unité de volume  $\dot{\rho}_*$  est donné par l’expression suivante:

$$\dot{\rho}_* = \phi_V \rho t_{\text{ff,cl}}^{-1} = \sqrt{\phi_V} \rho t_{\text{ff,cl}}^{-1}, \quad (31)$$

où l’efficacité de formation stellaire  $\epsilon_{\text{ff}}$  est remplacée par la racine de  $\phi_V$ , donnant une solution variable mais du même ordre de grandeur que la valeur de [Dobbs et al. \(2014\)](#). Cette hypothèse est consistante avec les prédictions de [Ostriker & Shetty \(2011\)](#) qui considèrent qu’au sein des disques galactiques turbulents et auto-gravitants qui forment des quantités importantes d’étoiles, le taux de formation stellaire dépend des phénomènes de rétro-action des étoiles et de la turbulence qui en résulte. La valeur de l’efficacité de formation stellaire ne serait donc pas constante selon cette hypothèse, mais pourrait ainsi varier en fonction de la région observée. Afin de conforter cette hypothèse, nous proposons de calculer la valeur du facteur de remplissage volumique  $\phi_V$ , en nous plaçant dans le cas où les nuages de gaz deviennent auto-gravitants. Pour se faire, nous comparons le temps d’effondrement du nuage avec un second temps caractéristique essentiel pour la formation stellaire au sein d’un disque galactique: le temps de traversée de la turbulence, noté  $t_{\text{turb}}$ . Son expression est la suivante:

$$t_{\text{turb,cl}} = \frac{\sqrt{3} l_{\text{cl}}}{2 v_{\text{turb,cl}}}, \quad (32)$$

où  $l_{\text{cl}}$  et  $v_{\text{turb,cl}}$  sont respectivement la taille et la vitesse de dispersion 3D du nuage considéré. La loi de Larson nous permet de passer des caractéristiques d’un nuage isolé à celles du disque via l’expression suivante:

$$\frac{l_{\text{cl}}}{v_{\text{turb,cl}}} = \frac{l_{\text{driv}}}{v_{\text{turb}} \sqrt{\delta}}, \quad (33)$$



où  $\delta$  correspond au facteur qui relie l'échelle caractéristique de la turbulence  $l_{\text{driv}}$  à la taille des plus grandes structures auto-gravitantes  $l_{\text{cl}}$ . Dans le cas d'un nuage auto-gravitant, le temps caractéristique de traversée de la turbulence équivaut à deux fois le temps d'effondrement du nuage de gaz:

$$t_{\text{turb,cl}} = 2 t_{\text{ff,cl}} \quad (34)$$

En combinant les équations (30) & (32), on obtient donc:

$$\frac{\sqrt{3} l_{\text{driv}}}{2 v_{\text{turb}} \sqrt{\delta}} = 2 \times \sqrt{\frac{3\pi\phi_{\text{v}}}{32G\rho}}, \quad (35)$$

ce qui nous permet d'isoler  $\phi_{\text{v}}$  afin d'estimer sa valeur:

$$\phi_{\text{v}} = \left( \frac{\sqrt{3} l_{\text{driv}}}{4 v_{\text{turb}} \sqrt{\delta}} \sqrt{\frac{32G\rho}{3\pi}} \right)^2. \quad (36)$$

On injecte ensuite l'expression de  $\phi_{\text{v}}$  dans l'équation (31):

$$\dot{\rho}_{\star} = \phi_{\text{v}} \rho \sqrt{\frac{32G\rho}{3\pi\phi_{\text{v}}}} = \frac{8\sqrt{3} l_{\text{driv}} G \rho^2}{3\pi v_{\text{turb}} \sqrt{\delta}}. \quad (37)$$

Nous disposons désormais de deux expressions différentes pour le taux de formation stellaire. En posant  $\dot{\Sigma}_{\star} \equiv \dot{\rho}_{\star} l_{\text{driv}}$  et en combinant les équations (26) & (37), on obtient au final l'égalité suivante:

$$\dot{\Sigma}_{\star} = \frac{3\sqrt{3}}{2 \xi} \rho H \frac{v_{\text{turb}}^3}{l_{\text{driv}}} = \frac{8\sqrt{3} l_{\text{driv}}^2 G \rho^2}{3\pi v_{\text{turb}} \sqrt{\delta}}. \quad (38)$$

#### 4.1.2 Stabilité du disque face à la fragmentation

Pour résister à sa propre gravité, un disque galactique doit se maintenir en constante rotation. Son moment cinétique est proportionnel à sa vitesse angulaire qui dépend quant à elle de la masse de l'objet considéré. Supposons un disque galactique mince en rotation différentielle. Ce disque est considéré comme instable face aux perturbations axisymétriques si son paramètre de Toomre  $Q$ , comme décrit par [Toomre \(1964\)](#), est inférieur à 1. Le paramètre de Toomre  $Q$  peut se voir comme une mesure de l'équilibre entre la vitesse de dispersion qui tend à disloquer la matière et la gravitation qui cherche à l'agglutiner. Le paramètre de Toomre  $Q$  est donc un critère radial qui dépend de la vitesse turbulente totale du gaz  $\sigma$ , de la densité de surface du gaz  $\Sigma$  ainsi que de la fréquence épicyclique notée  $\kappa$  dérivée de la fréquence angulaire  $\Omega = v_{\text{rot}} R^{-1}$ . Son expression est la suivante:

$$Q = \frac{\sigma \kappa}{\pi G \Sigma} = \frac{\sigma \kappa}{\pi G \rho H}, \quad (39)$$

où la fréquence épicyclique est donnée par l'expression suivante:

$$\kappa = \sqrt{4\Omega^2 + R \frac{d\Omega^2}{dR}}. \quad (40)$$

Dans notre modèle, le paramètre de Toomre  $Q$  est principalement utilisé pour estimer la quantité de gaz ainsi que la fraction de masse présente à un pas d'espace donné. Si Toomre  $Q$  vaut 1, alors la quantité de gaz est maximale.

Les courbes de rotation des galaxies spirales présentent en règle générale une augmentation de la vitesse avec le rayon importante autour du centre galactique qui se stabilise ensuite vers l'extérieur du disque, formant un plateau de vitesses. D'un point de vue purement baryonique, ce résultat est contre-intuitif car on s'attendrait plutôt à ce que la courbe de vitesse décroisse proportionnellement avec la distance, la masse de gaz diminuant à mesure qu'on s'éloigne du centre de la galaxie. C'est face à ce constat qu'a été supposé l'existence d'un halo de matière noire très massif autour des galaxies qui compenserait la perte de masse baryonique et stabiliserait ainsi la courbe de vitesse aux grands rayons.

Pour reproduire la forme typique des courbes de rotations des galaxies, [Boissier et al. \(2003\)](#) ont défini une fonction exponentielle qui peut être ajustée grâce aux observations en mesurant la valeur de vitesse  $v_{\text{flat}}$  et la distance au centre  $l_{\text{flat}}$  partir de laquelle se forme le plateau de vitesse. Connaissant ces deux observables, on peut ainsi calculer la vitesse de rotation à chaque rayon via la formule suivante:

$$v_{\text{tot}} = v_{\text{flat}} \left( 1 - \exp \frac{-R}{l_{\text{flat}}} \right). \quad (41)$$

Le potentiel des étoiles peut également affecter la stabilité des disques gazeux. Différentes études dont celle de [Jog & Solomon \(1984\)](#) ou encore [Rafikov \(2001\)](#) définissent un critère de stabilité de Toomre stellaire, noté  $Q_*$ . L'expression de ce dernier prend en compte non pas la densité de surface et la dispersion du gaz mais bien les densités de surface stellaire  $\Sigma_*$  et la dispersion de vitesse radiale des étoiles  $\sigma_{*,r}$ .  $Q_*$  est ainsi défini comme:

$$Q_* = \frac{\sigma_{*,r} \kappa}{\pi G \Sigma_*}. \quad (42)$$

Un disque stellaire est ainsi considéré comme stable si et seulement si la valeur totale du paramètre de Toomre,  $Q_{\text{tot}}$ , qui prend en compte les deux contributions stellaires et gazeuses,  $Q_*$  et  $Q$ , tend vers 1. La condition d'instabilité du disque est alors donnée par l'expression suivante:

$$\frac{1}{Q_{\text{tot}}} = \frac{1}{Q_* + Q} = \frac{2}{Q_*} \frac{q}{1 + q^2} + \frac{2}{Q} \left( \frac{\sigma}{\sigma_{*,r}} \right) \frac{q}{1 + q^2 (\sigma/\sigma_{*,r})^2} > 1, \quad (43)$$

où  $q = k\sigma_{*,r}/\kappa$  avec  $k$  le nombre d'onde de l'instabilité considérée. Une approximation de cette expression est proposée par [Wang & Silk \(1994\)](#):

$$Q_{\text{tot}} \simeq \left( \frac{1}{Q} + \frac{1}{Q_*} \right)^{-1} = \frac{\kappa}{\pi G} \left( \frac{\Sigma}{\sigma} + \frac{\Sigma_*}{\sigma_{*,r}} \right)^{-1}. \quad (44)$$

En calculant la valeur de  $Q_{\text{tot}}$  avec  $\sigma = \text{cte} = 11 \text{ km s}^{-1}$  pour les galaxies couvertes par le relevé HI THINGS, [Leroy et al. \(2008\)](#) trouvent une Toomre total moyen de  $Q_{\text{tot}} = 1.6$  avec une dispersion des valeurs très faible sur l'ensemble de l'échantillon.

### 4.1.3 Équilibre hydrostatique vertical

La turbulence joue également un rôle dans la stabilité des disques gazeux des galaxies. Le phénomène principal qui vient contrebalancer la gravitation liée à la masse du disque est la pression. Il est possible de déterminer une pression turbulente  $P_{\text{turb}} = \rho \sigma_{\text{turb}}^2$  où  $\sigma_{\text{turb}}$  est la dispersion totale de vitesse qui prend en compte à la fois la dispersion de vitesse causée par la turbulence du modèle  $v_{\text{turb}}$  et une vitesse thermique constante du gaz  $c_s = 6 \text{ km s}^{-1}$  telle que  $\sigma_{\text{turb}} = \sqrt{v_{\text{turb}}^2 + c_s^2}$ . [Blitz & Rosolowsky \(2004\)](#) proposent une approche simplifiée de l'équilibre hydrostatique pour estimer la pression totale du gaz dans le plan médian basée sur une dispersion de vitesse du gaz unique et en considérant le potentiel gravitationnel comme étant

dominé par les étoiles et avec une hauteur d'échelle du disque stellaire indépendante du rayon. En suivant Elmegreen (1989) et Blitz & Rosolowsky (2004), on peut ainsi définir:

$$P_{\text{tot}} = \rho \sigma_{\text{turb}}^2 = \frac{\pi}{2} G \Sigma \left( \Sigma + \Sigma_{\star} \frac{\sigma_{\text{turb}}}{\sigma_{\text{disp},\star}} \right), \quad (45)$$

où  $\Sigma_{\star}$  est la densité de surface stellaire et  $\sigma_{\text{disp},\star}$  est la dispersion de vitesses stellaire verticale, dont l'expression est la suivante:

$$\sigma_{\text{disp},\star} = \sqrt{2\pi G \Sigma_{\star} H_{\star}} \quad (46)$$

où  $H_{\star} = l_{\star}/(7.3 \pm 2.2)$  est la hauteur du disque stellaire avec  $l_{\star}$  l'échelle de longueur caractéristique du disque (Kregel et al. 2002).

La troisième équation du système d'équations du modèle analytique est donc la suivante:

$$\boxed{\rho(v_{\text{turb}}^2 + c_s^2) = \frac{\pi}{2} G \rho H \left( \rho H + \Sigma_{\star} \frac{\sqrt{v_{\text{turb}}^2 + c_s^2}}{\sqrt{2\pi G \Sigma_{\star} (l_{\star}/7.3)}} \right)} \quad (47)$$

#### 4.1.4 Accretion du gaz

Sans carburant, impossible de former des étoiles. Au sein des nuages de gaz, le traceur principal de la formation stellaire est le gaz moléculaire  $\text{H}_2$ . Pour un système donné, la quantité de  $\text{H}_2$  disponible comparée au taux de formation stellaire permet de définir le temps qu'il faudrait pour convertir l'intégralité du gaz moléculaire en étoiles. On parle alors de temps d'épuisement ou déplétion du gaz, tel que  $t_{\text{depl}} = M_{\text{H}_2}/SFR$ . Prenons par exemple la Voie Lactée: sa masse de gaz moléculaire  $\text{H}_2$  totale est estimée à  $M_{\text{H}_2}^{\text{MW}} = 3 \times 10^8 M_{\odot}$  et son taux de formation stellaire est d'environ  $1 M_{\odot}/\text{yr}$ . On s'attendrait donc qu'au bout de 300 millions d'années, la formation stellaire s'arrête suite à l'épuisement du gaz disponible. Cependant ce n'est pas le cas: la Voie Lactée est active depuis plusieurs milliards d'années, formant toujours des étoiles de nos jours. C'est là qu'intervient le phénomène physique qui vient contrer l'épuisement du gaz: l'accrétion.

L'accrétion est le nom que l'on donne au phénomène de capture de matière que subit un objet sous l'effet de sa masse via la gravitation. L'accrétion du gaz est un des processus fondamentaux de l'évolution des galaxies, nécessaire pour maintenir la formation stellaire sur de grandes échelles de temps. Au sein d'une galaxie, on distingue différents mécanismes d'accrétion qui agissent à diverses échelles pour renouveler le gaz présent dans le milieu interstellaire. Un des premiers mécanismes connus est les fontaines galactiques. Il s'agit d'un phénomène de refroidissement et de condensation du gaz présent dans le halo des galaxies qui retombe dans le disque de la galaxie. Ce mécanisme est engendré par l'arrivée dans le halo de gaz chaud venant du disque, éjecté par les vents stellaires lors de la formation d'une étoile ou par l'explosion de ses dernières en supernovae à leur mort. Il s'agit donc d'un mécanisme de renouvellement du gaz entre le halo et le disque, causé par des phénomènes de retro-actions stellaires. Sancisi et al. (2008) ont estimé que l'accrétion du gaz froid HI au sein de la Voie Lactée est d'environ  $0.2 M_{\odot}/\text{yr}$ , soit seulement 1/5 de la masse des nouvelles étoiles formées par an.

Dans le modèle, on considère que la turbulence redistribue le moment angulaire du gaz dans le disque via la viscosité. Avec cette considération, on peut traiter la galaxie comme un disque d'accrétion où le moment cinétique est transféré vers l'extérieur du disque et la masse vers l'intérieur. On parle donc ici d'un

mécanisme d'accrétion radial. En tenant compte de toutes ces considérations, l'évolution de la densité de surface est ainsi donnée par l'expression suivante (Pringle 1981):

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{\frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dR})}{\frac{d}{dR} (R^2 \Omega)} \right) - \dot{\Sigma}_* + \dot{\Sigma}_{\text{ext}} \sim \frac{\nu \Sigma}{R^2} - \dot{\Sigma}_* + \dot{\Sigma}_{\text{ext}}. \quad (48)$$

Le premier terme de droite correspond à la théorie classique des disques d'accrétion et dépend de la viscosité du gaz. Le second terme reflète la consommation du gaz par la formation stellaire  $\dot{\Sigma}_*$ , il est donc compté négativement. Enfin le dernier terme, noté  $\dot{\Sigma}_{\text{ext}}$ , correspond à l'accrétion externe via tous les autres mécanismes.

Considérant le disque à l'équilibre, le taux d'accrétion de masse  $\dot{M}$  peut être défini comme:

$$\dot{M} = \frac{1}{v_{\text{rot}}} \frac{\partial}{\partial R} \left( 2\pi \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dR} \right) \quad (49)$$

Contrairement aux travaux de Vollmer & Leroy (2011), où on considérait que le taux d'accrétion externe était du même ordre de grandeur que la formation stellaire,  $\dot{\Sigma}_{\text{ext}} \simeq \dot{\Sigma}_*$  et donc  $\dot{M} = \text{cte}$ , le taux d'accrétion de masse varie maintenant avec le rayon dans notre modèle. Avec l'approximation  $\partial/\partial R \sim R$ , la quatrième et dernière équation qui sous-tend la physique à large-échelle du modèle devient donc:

$$\boxed{\nu \Sigma = \sqrt{3} v_{\text{turb}} l_{\text{driv}} \rho H = -\frac{\dot{M}}{2\pi R} \Omega \left( \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right)^{-1}} \quad (50)$$

## 4.2 Description du modèle à petite échelle

La physique du milieu interstellaire à l'échelle du parsec est principalement régie par la turbulence supersonique et compressible qui se propage dans la matière. Les mouvements chaotiques du gaz générés par la turbulence peuvent aboutir à des collisions entre particules, la formation de surdensités locales où se formeront potentiellement des étoiles ou encore la dissipation des nuages sur de grandes échelles de temps.

### 4.2.1 Lois d'échelles

Comme nous avons pu le voir dans la section 3.5 de cette thèse, des lois d'échelles lient les différents paramètres physiques des nuages de gaz au sein des galaxies. Dans le modèle on définit deux régimes différents pour les lois d'échelles selon si le nuage de gaz considéré est auto-gravitant ou non. Dans le cas d'un nuage de gaz non auto-gravitant, nous adoptons les lois d'échelles de Quiroga (1983) tel que  $\rho_{\text{cl}} \propto l_{\text{cl}}^{-2}$  et  $v_{\text{turb,cl}} \propto l^{1/3}$ . Pour les nuages auto-gravitants, on adopte cette fois les relations proposées par Lombardi et al. (2010) tel que  $\rho_{\text{cl}} \propto l_{\text{cl}}^{-1.4}$  et  $v_{\text{turb,cl}} \propto l^{1/2}$ .

### 4.2.2 Fraction de masse des nuages de gaz

Pour établir quelle proportion de la masse de gaz de la galaxie modélisée se trouve aux différentes échelles de densités du modèle, on définit la fraction de masse des nuages de gaz. Comme énoncé dans la section précédente, nous distinguons dans le modèle les nuages auto-gravitants et les nuages qui ne le sont pas. Pour chaque échelle de densité du modèle, on définit une densité de probabilité ainsi qu'un nombre de Mach, nécessaires pour calculer la fraction de masse de gaz du niveau considéré (Padoan et al. 1997). Pour une densité donnée  $\rho_i$ , on peut ainsi calculer la sur-densité  $x$  à partir de la densité moyenne du disque  $\rho$  tel que  $x = \rho_i/\rho$ . La densité de probabilité d'une sur-densité  $x$  donnée est définie comme:

$$p(x)dx = \frac{1}{x\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(\ln x + \sigma^2/2)^2}{2\sigma^2}\right) dx, \quad (51)$$

où l'écart-type est obtenu via le nombre de Mach  $\mathcal{M} = v_{\text{turb}}/c_s$ :

$$\sigma^2 \simeq \ln(1 + (\mathcal{M}/2)^2) . \quad (52)$$

La fraction de masse du gaz est finalement définie comme:

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{1}{2} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\sigma^2 - 2 \ln x}{2^{\frac{2}{3}} \sigma} \right) \right) . \quad (53)$$

### 4.2.3 Fractions moléculaires

La fraction moléculaire est le nom donné à la grandeur qui permet de quantifier la proportion du gaz moléculaire par rapport au gaz total. Dans notre modèle, elle est calculée de deux façon distinctes. La première manière de calculer la fraction moléculaire est basée sur les temps de vie des nuages de gaz. Cette hypothèse part du principe qu'un nuage de gaz est une structure éphémère, apparaissant et disparaissant sur une période d'environ un temps de traversée de la turbulence  $t_{\text{turb}}$ , soit deux fois le temps d'effondrement  $t_{\text{ff}}$  (voir Eq. 34). Dans le cas contraire, le nuage pourrait atteindre l'équilibre chimique même si le temps de formation du  $\text{H}_2$ , noté  $t_{\text{mol}}$ , est long par rapport à  $t_{\text{turb}}$ . A partir de ce postulat, on peut définir le ratio moléculaire  $R_{\text{mol}}$  comme le rapport entre le temps de vie d'un nuage ( $= t_{\text{turb}}$ ) par le temps de formation du  $\text{H}_2$ :

$$R_{\text{mol}} = \frac{t_{\text{turb}}}{t_{\text{mol}}} \equiv \frac{\Sigma_{\text{H}_2}}{\Sigma_{\text{HI}}} \quad (54)$$

La fraction moléculaire est alors définie comme:

$$f_{\text{mol}} = \frac{\Sigma_{\text{H}_2}}{\Sigma} = \frac{\Sigma_{\text{H}_2}}{\Sigma_{\text{HI}} + \Sigma_{\text{H}_2}} = \frac{R_{\text{mol}}}{1 + R_{\text{mol}}} . \quad (55)$$

Le temps de formation moléculaire pour un nuage de gaz donné peut-être défini via l'expression suivante:

$$t_{\text{mol}} = \frac{\alpha}{\rho_{\text{cl}}} , \quad (56)$$

où  $\alpha$  est la constante de formation des molécules, dépendante de la métallicité (Tielens & Hollenbach 1985) et de la température du nuage de gaz considéré (Draine & Bertoldi 1996). La constante de formation de molécule  $\alpha$  nous permet de déterminer la métallicité du gaz dans notre modèle via la relation suivante:

$$\frac{Z}{Z_{\odot}} = \left( \frac{\alpha}{\alpha_{\odot}} \right)^{-1} \quad (57)$$

Pour calculer la valeur de  $\alpha$  dans le modèle, nous considérons que la galaxie est un système isolé (modèle "closed-box") et que l'évolution de la métallicité est uniquement dépendante des densités de surface du gaz et des étoiles. L'expression du coefficient  $\alpha$  est ainsi calculée dans le modèle via l'expression suivante:

$$\alpha = \alpha_0 \left( \ln \frac{\Sigma_{\star} + \Sigma}{\Sigma} \right)^{-1} . \quad (58)$$

Nous avons choisi par défaut une valeur de  $\alpha_0 = \alpha_{\odot}$ , où  $\alpha_{\odot} = 2.2 \times 10^7$

### 4.2.4 Températures, échauffement, refroidissement du gaz et des poussières

Une des caractéristique principale du milieu interstellaire est sa dimension multi-phasique. Du coeur des nuages jusqu'aux régions diffuses, les densités et températures varient considérablement et la matière interstellaire qui les compose est présente sous différents états stables. Les mécanismes d'échauffement et de refroidissement du gaz jouent donc un rôle primordial dans la composition et la distribution des différentes phases du milieu interstellaire. Pour une région donnée, la température du gaz est ainsi définie par la balance entre ces mécanismes d'échauffement et de refroidissement. Présentons d'abord les différentes phases

qui composent le milieu interstellaire: Dans notre modèle, les deux mécanismes principaux d'échauffement du gaz considérés sont le chauffage mécanique causé par la turbulence qui génère des collisions entre les particules ( $\Gamma_{\text{turb}}$ ) et le chauffage radiatif via l'ionisation de la matière interstellaire par les rayons cosmiques ( $\Gamma_{\text{CR}}$ ). L'échauffement total du gaz est ainsi calculé à partir de l'expression suivante:

$$\frac{\Gamma_{\text{g}}}{(\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1})} = \Gamma_{\text{turb}} + \Gamma_{\text{CR}} = \frac{1}{3} \rho \frac{v_{\text{turb,cl}}^3}{r_{\text{cl}}} + \eta \rho \dot{\Sigma}_{\star}, \quad (59)$$

Le refroidissement du gaz s'effectue via l'émission de raies moléculaires, principalement des molécules de CO, H<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O.

$$\frac{\Lambda_{\text{g}}}{(\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1})} = L \left( \frac{n(\text{H}_2)}{\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{n(\text{M})}{\text{cm}^{-3}} \right) \quad (60)$$

Pour les poussières, le principal mécanisme d'échauffement est le chauffage des grains via le champ de rayonnement interstellaire et les photons UV produits par les étoiles jeunes.

$$\frac{\Gamma_{\text{d}}}{(\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1})} = 3.9 \times 10^{-24} \left( \frac{n(\text{H}_2)}{\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{F}{F_0} \right) \left( \frac{I}{I_0} \right) \quad (61)$$

Le principal mécanisme de refroidissement des poussières est l'émission thermique infrarouge produite par les grains:

$$\frac{\Lambda_{\text{d}}}{(\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1})} = 7.5 \times 10^{-31} \left( \frac{n(\text{H}_2)}{\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{Z}{Z_{\odot}} \right) \left( \frac{T_{\text{d}}}{\text{K}} \right)^{5.5} \quad (62)$$

Dans notre modèle, nous considérons que l'équilibre thermique du gaz et de la poussière est lié ensemble par des mécanismes de collisions gaz-poussière ( $\Lambda_{\text{gd}}$ ):

$$\frac{\Lambda_{\text{gd}}}{(\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1})} = 2 \times 10^{-33} \left( \frac{n(\text{H}_2)}{\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{\Delta T}{\text{K}} \right) \sqrt{\frac{T_{\text{g}}}{10\text{K}}} \quad (63)$$

La balance thermique du gaz et de la poussière est finalement obtenue en résolvant simultanément les deux équations suivantes:

$$\Gamma_{\text{g}} - \Lambda_{\text{g}} - \Lambda_{\text{gd}} = 0, \quad (64)$$

$$\Gamma_{\text{d}} - \Lambda_{\text{d}} + \Lambda_{\text{gd}} = 0. \quad (65)$$

On obtient ainsi des valeurs de température différentes

#### 4.2.5 Émission thermique des poussières

Pour calculer l'émission thermique des poussières pour un nuage d'une densité et d'une taille donnée, nous résolvons les équations 64 et 65 afin de déterminer la température des poussières notée  $T_{\text{dust}}$ . L'émission thermique des poussières  $I_{\text{dust}}$  est obtenue en calculant l'épaisseur optique de la poussière  $\tau_{\text{dust}}$  qui varie selon la longueur d'onde observée et dépend d'un facteur appelé coefficient d'absorption des poussières noté  $\kappa_{\lambda}$ . Le coefficient d'absorption des poussières est également dépendant de la longueur d'onde et est en général calculé à l'aide d'une valeur de référence  $\kappa_0$  pour une fréquence donnée tel que:

$$\kappa_{\lambda} = \kappa_0 \left( \frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^{\beta}. \quad (66)$$

De nombreuses études se sont intéressées à l'estimation de la valeur de  $\kappa_0$  résultant en une gamme de valeur relativement étendue. En prenant comme référence la bande infrarouge lointain à 250  $\mu\text{m}$ , [Li & Draine \(2001\)](#) proposent une valeur de  $\kappa_0 = 4.7 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , soit presque trois fois moins que la valeur de  $\kappa_0 = 12.4 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  trouvée en suivant [Gordon et al. \(2017\)](#). Dans ce papier, nous choisissons de travailler

avec une valeur de  $\kappa_0 = 4.8 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  proche de celle proposée par [Li & Draine \(2001\)](#). L'expression de l'épaisseur optique des poussières est ainsi obtenue pour un nuage donné via l'expression suivante:

$$\tau_{\text{dust}}(\lambda) = \frac{\kappa_\lambda \Sigma_{\text{cl}}}{\text{GDR}}, \quad (67)$$

où  $\Sigma_{\text{cl}}$  est la densité de surface du nuage et où le ratio entre l'émission du gaz et des poussières est noté GDR, tel que  $\text{GDR} \equiv \Sigma_{\text{gas}}/\Sigma_{\text{dust}}$ . Dans le voisinage solaire, la valeur typique de la GDR est  $\text{GDR}_\odot = 1/100$ .

#### 4.2.6 Émission de raies moléculaires

Pour observer les nuages de gaz moléculaires denses dans les galaxies proches, il faut réussir à sonder la matière froide et capter des signaux peu énergétiques: l'utilisation de radiotélescope devient alors nécessaire. L'émission de raies moléculaires des différentes espèces présentes dans les nuages de gaz denses est observable dans le domaine des longueurs d'onde millimétriques. Lorsqu'on observe à l'aide d'un radiotélescope, nous mesurons en réalité la différence de température de l'antenne lorsqu'elle est éteinte avec celle lorsqu'elle est allumée et calibrée à la fréquence souhaitée. Après correction du signal, la différence de température obtenue correspond à la brillance de surface du nuage observé. La température de brillance est le nom donné à la température du corps noir qui émettrait la même intensité que celle de l'objet observé pour une fréquence donnée. L'expression de la brillance de surface dépend donc de la molécule observée ainsi que de la quantité de matière traversée dans le nuage. Elle peut être définie via l'expression suivante:

$$\Delta T_{\text{A}}^* = (1 - e^{-\tau}) \frac{h\nu}{k_{\text{B}}} \left( \frac{1}{e^{h\nu/k_{\text{B}}T_{\text{ex}}} - 1} - \frac{1}{e^{h\nu/k_{\text{B}}T_{\text{bg}}} - 1} \right), \quad (68)$$

où  $\tau$  correspond à l'épaisseur optique,  $\nu$  à la fréquence observée,  $h$  et  $k_{\text{B}}$  respectivement aux constantes de Planck et Boltzmann,  $T_{\text{bg}}$  à la température du fond résiduelle (température du fond diffus cosmologique et de l'émission des poussières), et  $T_{\text{ex}}$  à la température d'excitation de la transition observée. La température d'excitation entre un niveau d'énergie bas  $l$  et un niveau d'énergie haut  $u$  pour un collisionneur unique est calculée via l'expression suivante:

$$\frac{1}{T_{\text{ex}}} = \left( \frac{1}{T_{\text{g}}} + \left( \frac{A_{ul}}{nq_{ul}} \frac{T_{\text{bg}}}{T_*} \right) \frac{1}{T_{\text{bg}}} \right) \left( 1 + \frac{A_{ul}}{nq_{ul}} \frac{T_{\text{bg}}}{T_*} \right)^{-1}, \quad (69)$$

où  $T_* = h\nu_{ul}/k_{\text{B}}$ ,  $n$  correspond à la densité du gaz,  $nq_{ul}$  est le taux de désexcitation collisionnelle, et  $A_{ul}$  est le coefficient d'Einstein de la transition  $ul$ .

Pour une molécule et une transition donnée, nous calculons l'épaisseur optique via l'expression dérivée de [Draine \(2011\)](#). Pour le CO par exemple, nous posons:

$$\tau_{(J+1),J}^{\text{CO}} = 393 n_3 R_{19} \left( \frac{2}{v_{\text{turb}}^{\text{cl}}} \right) \frac{Z}{Z_\odot} \left( 1 - e^{-B_0(J+1)(J+2)/k_{\text{B}}T_{\text{ex}}} \right) \left( \frac{(2J+1)e^{-B_0J(J+1)/k_{\text{B}}T_{\text{ex}}}}{(1 + (k_{\text{B}}T_{\text{ex}}/B_0)^2)^{\frac{1}{2}}} \right) \times \left( \frac{2(J+1)+1}{3(2J+1)} \right) \frac{A_{(J+1),J}^{\text{CO}}}{A_{1,0}^{\text{CO}}} \left( \frac{5.53 \text{ K}}{B_0(J+1)(J+2)/k_{\text{B}}} \right)^3, \quad (70)$$

où  $B_0/k_{\text{B}}$  correspond à la température de rotation, avec  $(B_0/k_{\text{B}})_{\text{CO}} = 2.77 \text{ K}$ . Nous avons adapté cette expression de l'épaisseur optique à d'autres molécules HCN,  $\text{HCO}^+$ , et CS. L'émission de raie intégrée pour une position donnée est finalement obtenue en sommant les contributions de toutes les échelles de densité via l'expression suivante:

$$\frac{W}{(\text{K km s}^{-1})} = 2.35 \sum_{i=1}^N (\Delta T_{\text{A}}^*)_i (\phi_{\text{A}})_i (v_{\text{turb,cl}})_i \left( \frac{\Delta M}{M} \right)_i, \quad (71)$$

où  $\Delta T_{\text{A}}^*$  est la température de brillance (voir Eq. 68),  $\Delta M/M$  est la fraction de masse du gaz (voir Eq. 53) et  $\phi_{\text{A}}$  est le facteur de remplissage de surface.



### 4.3 Modifications apportées au code

Durant cette thèse nous avons apporté bon nombre de modifications au code de [Vollmer et al. \(2017\)](#). La première modification a été de rendre le code entièrement modulaire. Nous avons transformé le code originel en différentes fonctions qui peuvent être appelées séparément les unes des autres, à condition de connaître les différents paramètres d'entrée pour chacune d'entre elle. Le code se décompose ainsi de la manière suivante:

- Le code possède une première partie indépendante qui permet de calculer la chimie des différentes molécules et qui génère des structures qui contiennent des informations propres à chaque transition (température d'excitation, coefficient d'Einstein, abondances, taux de collision, etc...). Ces structures seront ainsi par la suite appelées par les différentes parties du code en fonction de la molécule et de la transition pour laquelle on souhaite calculer l'émission intégrée finale.
- Les différents systèmes d'équations testés dans notre modèle sont rangés dans des fonctions indépendantes qui peuvent être appelées selon le cas spécifique que l'on veut tester. Nous avons ainsi la possibilité de calculer les paramètres à large-échelle du modèle ( $l_{\text{driv}}$ ,  $v_{\text{turb}}$ ,  $\rho$  et  $H$ ) à partir de l'ancien système d'équation de [Vollmer et al. \(2017\)](#), du nouveau système présenté en section 4.1 de cette thèse avec ou sans la vitesse thermique  $c_s$  dans le calcul de la dispersion de vitesse, ou encore d'un système d'équation avec une recette modifiée pour le taux de formation stellaire.
- Nous avons ensuite une fonction dont le but est de calculer l'épaisseur optique et la température de brillance pour un nuage donné à partir de sa densité, sa densité de surface, sa température, la chimie de la molécule et de la transition souhaitée, la largeur de raie ainsi que la température d'excitation de la raie considérée. L'expression utilisée pour le calcul de l'épaisseur optique est adaptée des travaux de [Draine & Bertoldi \(1996\)](#), mais peut également faire appel à la version offline de RADEX ([van der Tak et al. 2007](#)).
- Le premier des trois modules principaux du code a été également adapté sous la forme d'une fonction. Son but est de calculer les températures cinétiques des poussières et du gaz à partir des quatre inconnues du système d'équation. Ce module indépendant est appelé à chaque étage de densité et de taille.
- Le second module principal du code est une fonction qui prend en entrée les paramètres à large-échelle du modèle et dont le but est de calculer les flux infrarouges et la température effective de l'émission thermique des poussières. Ces deux paramètres supplémentaires sont nécessaires pour calculer l'émission de raie moléculaire.
- Le dernier module principal du code a pour but de calculer l'émission de raie pour une molécule et une transition donnée à partir des paramètres à large-échelle ainsi que des températures et flux infrarouges obtenus via le module précédent.
- La dernière partie du modèle est une fonction indépendante qui permet de réaliser une minimisation du  $\chi^2$  en faisant appel aux précédents modules. Elle prend en entrée les profils observationnels de la galaxie étudiée et calcule sur une grille de  $Q$  et  $\dot{M}$  - dont la taille peut-être choisie par l'utilisateur - les valeurs de  $\chi^2$  correspondantes.

Le seconde modification principale apportée au code de [Vollmer et al. \(2017\)](#) a été de s'affranchir de toutes les dépendances radiales présentes dans le modèle. A l'origine, chaque pas spatial dépendait directement

du pas précédent. Nous nous sommes arrangés pour supprimer toutes ces dépendances afin de pouvoir à la fois travailler pour un point de mesure donné et individuel, mais aussi pour permettre au code de tourner uniquement aux rayons pour lesquels nous disposons de mesures observationnelles. Cette modification nous permet de réduire considérablement le temps de calcul sans altérer la qualité de l’ajustement aux observations lors de la recherche des meilleurs modèles via le  $\chi^2$ .

#### 4.4 Adaptation du modèle aux galaxies proches

Suite aux adaptations apportées au modèle de [Vollmer et al. \(2017\)](#), nous avons choisi un échantillon de galaxies spirales proches, majoritairement non-perturbées, afin de comparer les profils générés par le modèle aux observations multi-longueurs d’onde de ces galaxies. L’échantillon final, qui rassemble toutes les galaxies pour lesquelles nous disposons de données dans chacune des longueurs d’onde souhaitées, comporte 16 galaxies présentées succinctement dans la Table 4.

Table 4: Propriétés principales des galaxies étudiées dans le modèle analytique

Galaxy <sup>1</sup>	Type	R <sub>25</sub> (kpc)	D (Mpc)	<i>i</i> (deg)	PA (deg)	log <i>M</i> <sub>★</sub> (10 <sup>8</sup> M <sub>☉</sub> )	R <sub>d</sub> (kpc)	<i>v</i> <sub>flat</sub> (km s <sup>-1</sup> )	<i>l</i> <sub>flat</sub> (kpc)
NGC 628	Sc	10.4	7.3	7	20	10.1	2.3	217	0.8
NGC 3184	SBc	12.0	11.1	16	179	10.3	2.4	210	2.8
NGC 3627	SBb	13.8	9.3	62	173	10.6	2.8	192	1.2
NGC 5055	Sbc	17.3	10.1	59	102	10.8	3.2	192	0.7
NGC 5194	SBc	9.0	8.0	20	172	10.6	2.8	219	0.8
NGC 6946	SBc	9.9	5.9	33	243	10.5	2.5	186	1.4
NGC 2841	Sb	14.2	14.1	74	153	10.8	4.0	302	0.6
NGC 3198	SBc	13.0	13.8	72	215	10.1	3.2	150	2.8
NGC 3351	SBb	10.6	10.1	41	192	10.4	2.2	196	0.7
NGC 3521	SBbc	13.0	10.7	73	340	10.7	2.9	227	1.4
NGC 4736	Sab	5.3	4.7	41	296	10.3	1.1	156	0.2
NGC 7331	SAb	19.5	14.7	76	168	10.9	3.3	244	1.3
NGC 925	SBcd	14.3	9.2	66	287	9.9	4.1	136	6.5
NGC 2403	SBc	7.4	3.2	63	124	9.7	1.6	134	1.7
NGC 2976	Sc	3.8	3.6	65	335	9.1	0.9	92	1.2
NGC 4214	Irr.	2.9	2.9	44	65	8.8	0.7	57	0.9

<sup>1</sup>Dans l’ordre d’apparition: (i) galaxies massives (log *M*<sub>★</sub> > 10) couvertes par le relevé EMPIRE; (ii) autres galaxies massives; (iii) galaxies de faible masse (*M*<sub>★</sub> < 10<sup>10</sup> M<sub>☉</sub>).

Les différentes données observationnelles comparées à notre modèle sont les suivantes:

- Les observations du gaz atomique tiède se basent sur la transition hyperfine de la raie d’Hydrogène à 21 cm. Les galaxies qui composent l’échantillon comparé à notre modèle ont toutes été observées à l’aide de l’interféromètre VLA (Very Large Array), répertoriées dans le relevé THINGS ([Walter et al. 2008](#)).
- Pour le monoxyde de carbone CO, nous comparons nos modèles avec les données HERACLES ([Leroy et al. 2009](#)). HERACLES est une mission d’observation de 48 galaxies proches (communes avec le relevé THINGS) observées à l’aide du radio-télescope millimétrique de l’IRAM 30m et de l’instrument

HERA. Il consiste en un mapping de la surface de ces différentes galaxies calibré sur la fréquence de la transition rotationnelle du CO(2-1).

- Le taux de formation stellaire est calculé en suivant la recette de [Leroy et al. \(2008\)](#) à partir des données infrarouges 24 $\mu$ m SPITZER et ultraviolet lointain GALEX:

$$\dot{\Sigma}_* = 8.1 \times 10^{-2} I_{\text{FUV}} + 3.2_{-0.7}^{+1.2} \times 10^{-3} I_{24\mu\text{m}} . \quad (72)$$

- Nous comparons également les flux infrarouges 100, 250 et 500  $\mu$ m du relevé HERSCHEL à notre modèle. Ces longueurs d’onde correspondent à l’émission thermique des poussières de la galaxie, proches d’un corps noir parfait, chauffées par le champ de rayonnement interstellaire et les étoiles jeunes.
- Pour 6 des 16 galaxies de l’échantillon (NGC 628, NGC 3184, NGC 3627, NGC 5055, NGC 5194 et NGC 6946), nous disposons également de données CO(1-0), HCN(1-0) et HCO<sup>+</sup>(1-0) issues du relevé EMPIRE ([Jiménez-Donaire et al. 2019](#)).

Nous avons récupéré l’ensemble de ces données, converties ces dernières en K km/s puis convolué toutes les données à la même résolution. Pour chacune des galaxies de l’échantillon nous avons donc défini des profils observationnels afin de les comparer au modèle et d’essayer de déterminer quel jeu de paramètres permet de reproduire au mieux les observations.

#### 4.5 Détermination du meilleur modèle à l’aide d’une minimisation du $\chi^2$

Dans le modèle de [Vollmer et al. \(2017\)](#), les paramètres libres étaient au nombre de trois:

- Le facteur d’échelle  $\delta$  reliant la taille de la turbulence à celle des nuages auto-gravitants, dont la valeur était fixée à l’aide des observations THINGS ([Vollmer & Leroy 2011](#)).
- Le taux d’accrétion de masse  $\dot{M}$  qui était déterminé en calculant la SFR totale obtenue dans le modèle et en la comparant à la valeur observée.
- Le paramètre de Toomre  $Q$  estimé à partir des données observationnelles ([Leroy et al. 2008](#))

Ces paramètres étaient fixés au départ et identiques pour tous les rayons, permettant de comparer en sortie uniquement les valeurs de flux intégrés. Durant cette thèse nous avons rendu les différentes étapes du code modulaires et nous nous sommes affranchis des dépendances radiales pour pouvoir calculer de manière indépendante les valeurs des observables à la fois à large et à petite échelle pour un rayon donné. Le modèle demande en entrée une valeur de masse totale stellaire et la courbe de rotation de la galaxie, puis pour chaque rayon cherche un couple de valeur de  $\dot{M}$ - $Q$  pour ajuster au mieux les profils observationnels du HI, de la SFR ainsi que de l’émission CO.

Afin de déterminer quel jeu de paramètres permet de reproduire aux mieux les observations de manière totalement neutre, nous avons mis en place une grille de base de 20 par 20 valeurs, avec un paramètre de Toomre  $Q$  qui varie entre 1 et 10 et un taux d’accrétion  $\dot{M}$  compris entre  $10^{-2}$  et  $1 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , puis nous avons effectué un test de minimisation du  $\chi^2$  sur cette grille. Le test du  $\chi^2$  que nous utilisons se présente de la façon suivante:

$$\chi_{\text{total}}^2 = \sum_{i=1}^R \left( \left[ \frac{(X_i^{\text{obs}} - X_i^{\text{model}})^2}{\sigma_i^2} \right]_{\text{HI}} + \left[ \frac{(X_i^{\text{obs}} - X_i^{\text{model}})^2}{\sigma_i^2} \right]_{\text{CO}} + \left[ \frac{(X_i^{\text{obs}} - X_i^{\text{model}})^2}{\sigma_i^2} \right]_{\text{SFR}} \right) = \chi_{\text{HI}}^2 + \chi_{\text{CO}}^2 + \chi_{\text{SFR}}^2 . \quad (73)$$

Les contributions du HI, de la SFR et du CO sont sommées pour chaque rayon, et contribuent de manière équivalente pour le  $\chi_{\text{total}}^2$ . Pour les galaxies qui sont couvertes par le relevé EMPIRE, la contribution du CO devient alors:

$$\chi_{\text{CO}}^2 = \sum_{i=1}^R \left( \frac{1}{2} \left[ \frac{(X_i^{\text{obs}} - X_i^{\text{model}})^2}{\sigma_i^2} \right]_{\text{CO}(2-1)} + \frac{1}{2} \left[ \frac{(X_i^{\text{obs}} - X_i^{\text{model}})^2}{\sigma_i^2} \right]_{\text{CO}(1-0)} \right). \quad (74)$$

Nous avons ensuite fait varier d'autres paramètres libres, fixés à la même valeur pour tous les rayons, aboutissant à chaque fois à une nouvelle grille soumise au test du  $\chi^2$ . Le premier paramètre libre qui avait déjà été testé par [Vollmer et al. \(2017\)](#) est le facteur  $\delta$ . Comme suggéré dans [Vollmer & Leroy \(2011\)](#), nous avons fait varier sa valeur autour 5, avec une grille de  $\delta = \llbracket 3, 5, 7, 9 \rrbracket$ . Le second paramètre libre ajouté au modèle est la constante de formation moléculaire notée  $\alpha_0$ . Elle est directement reliée à la métallicité via l'expression  $Z/Z_{\odot} = (\alpha/\alpha_{\odot})^{-1}$ . Nous avons donc testé 3 valeurs de ce coefficient:  $\alpha_0 = \alpha_{\odot} \times [0.5, 1, 2]$  avec  $\alpha_{\odot} = 2.2 \times 10^7 \text{ yr M}_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ . Nous avons également vu que la valeur du facteur  $\xi$  qui correspond à la quantité d'énergie injectée par les supernovae dans les supernovae avait une forte incidence sur les résultats. Nous avons décidé de tester différents modèles en faisant varier sa valeur comme pour  $\alpha$  autour de la valeur canonique observée dans la Voie Lactée:  $\xi = \xi_{\text{MW}} \times [0.5, 1, 2]$  avec  $\xi_{\text{MW}} = 4.6 \times 10^{-8} (\text{km s}^{-1})^{-2}$ . Un autre paramètre secondaire qui peut altérer les résultats est la dispersion de vitesse stellaire. Dans le code, nous définissons un facteur noté  $\gamma$  qui permet de modifier la valeur de la dispersion de vitesse stellaire. Comme pour les deux paramètres précédents, nous testons de diviser/multiplier le facteur par 2, autrement dit  $\gamma = [0.5, 1, 2]$ .

## 4.6 Résumé du papier sur le modèle analytique

Le papier [Lizee et al. 2021 \(in prep\)](#) fait suite directe aux travaux présentés par [Vollmer et al. \(2017\)](#). Notre nouveau modèle a pour but de générer les profils radiaux infrarouges (100, 250 et  $500 \mu\text{m}$ ), HI, SFR, CO(1-0), CO(2-1), HCN(1-0) et HCO<sup>+</sup>(1-0) de 16 galaxies spirales proches et de les comparer aux profils observationnels. Comparé à la version précédente, nous déterminons désormais pour chaque rayon une valeur de taux d'accrétion de masse de gaz  $\dot{M}$  et du paramètres de Toomre  $Q$  afin d'ajuster le mieux le modèle aux données. A partir des profils obtenus, nous étudions ensuite l'évolution radiale de l'efficacité de formation stellaire  $\text{SFE}_{\text{H}_2} = \dot{\Sigma}_{\star}/\Sigma_{\text{H}_2}$  ainsi que les facteurs de conversion  $\alpha_{\text{CO}}$  et  $\alpha_{\text{HCN}}$ . Nous traçons également les profils de dispersion de vitesse du gaz afin de vérifier la validité physique du couple  $Q$  et  $\dot{M}$  qui ajuste au mieux nos profils observationnels. L'objectif principal de ce papier est de tester si les différentes lois d'échelle et la physique basée sur les observations de nuages de gaz de la Voie Lactée permettent ou non de reproduire les observations à large-échelle dans les galaxies spirales proches.

La première partie du papier se concentre sur les principales modifications apportées au code de [Vollmer et al. \(2017\)](#) décrites en détail dans la Section 4.3 de cette thèse. Nous prenons ensuite la galaxie NGC 6946 en exemple afin de décrire les différents travaux réalisés pour l'ensemble des galaxies de notre échantillon. Nous généralisons ensuite les différents résultats obtenus pour toutes les galaxies en comparant les profils des grandeurs secondaires majeures de notre modèle: vitesse turbulente du gaz, facteurs de conversion  $\alpha_{\text{CO}}$  et  $\alpha_{\text{HCN}}$ , ainsi que les temps de déplétion du gaz moléculaire et temps visqueux. Nous discutons ensuite des principaux résultats et tentons d'expliquer les raisons pour lesquelles certaines galaxies ou certaines régions de leur disque sont partiellement voire totalement non-reproduites par le modèle.

Grâce à ce papier, nous avons pu montrer que notre modèle était capable de reproduire de manière satisfaisante les profils observationnels de l'ensemble des galaxies de notre échantillon. De manière générale,

les dispersions de vitesse ainsi générées sont du même ordre de grandeur que prédites par les observations. Le modèle est également capable de reproduire le flux HCN et HCO<sup>+</sup> de manière satisfaisante, à condition d'utiliser un taux d'ionisation relativement bas de l'ordre de  $\zeta_{\text{CR}} \sim 10^{-18} \text{ s}^{-1}$ . De plus nous avons pu montrer que le modèle aboutissait à des facteurs de conversion entre les émissions de raie CO et le gaz moléculaire comparables aux valeurs observées dans la Voie Lactée. L'étude comparative des temps de déplétion et temps visqueux nous a permis de mettre en évidence que dans les galaxies de faible masse la formation des étoiles peut être maintenue uniquement par l'accrétion de masse radiale au sein du disque jusqu'à leur rayon effectif. De manière plus générale, nos résultats semblent suggérer que les lois d'échelles telles que nous les connaissons à l'échelle du parsec dans la Voie Lactée permettent en effet d'expliquer les résultats observationnels mesurés à l'échelle du kiloparsec dans les galaxies proches.

#### **4.7 Predicting HCN, HCO<sup>+</sup>, multi-transition CO, and dust emission of star-forming galaxies: Constraining the properties of resolved gas and dust disks of local spiral galaxies**

# Predicting HCN, HCO<sup>+</sup>, multi-transition CO, and dust emission of star-forming galaxies

## Constraining the properties of resolved gas and dust disks of local spiral galaxies

T. Lizée<sup>1</sup>, B. Vollmer<sup>1</sup>, J. Braine<sup>2</sup>, P. Gratier<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Université de Strasbourg, CNRS, Observatoire astronomique de Strasbourg, UMR 7550, F-67000 Strasbourg, France

<sup>2</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Univ. Bordeaux, CNRS, B18N, allée Geoffroy Saint-Hilaire, 33615 Pessac, France

September 13, 2021

### ABSTRACT

Analytical models of resolved galactic gas disks have to take into account the turbulent, multi-scale, and multi-phase nature of the interstellar medium (ISM). These gas disks can be described as clumpy accretion disks. ISM turbulence is taken into account by applying Galactic scaling relations to the cold atomic and molecular gas phases. Turbulence is maintained through energy injection by supernovae. With the knowledge of the equilibrium gas temperature between turbulent heating and line cooling and the molecular abundances, the molecular line emission can be calculated for gas at each spatial scale. The resulting model radial profiles of IR, HI, CO, HCN, and HCO<sup>+</sup> emission are compared to THINGS, HERACLES, EMPIRE, SINGS, and GALEX observations of 16 local spiral galaxies. The model free parameters were constrained for each galactic radius independently. The Toomre parameter of gas and stars exceeds unity in the inner disk of a significant number of galaxies. In two galaxies it also exceeds unity in the outer disk. Therefore, in spirals galaxies  $Q_{\text{tot}} = 1$  is not mandatory. The model gas velocity dispersion is consistent with the observed HI velocity dispersion where available. Within our model HCN and HCO<sup>+</sup> is already detectable in relatively low-density gas ( $\sim 1000 \text{ cm}^{-3}$ ). CO and HCN conversion factors and the star formation efficiency with respect to the molecular gas were derived. Both conversion factors are consistent with values found in the literature. Whereas in the massive galaxies the viscous timescale greatly exceeds the star formation timescale, the viscous timescale is smaller than the star formation timescale for radii smaller than the effective radius in the low-mass galaxies. We suggest that massive spiral galaxies undergo starvation in the absence of gas accretion from the halo, whereas in low-mass galaxies the fuel for star-formation reaches the effective radius from outside via a thick gas disk component with a high radial infall velocity observable in the HI line.

**Key words.** galaxies: evolution - galaxies: ISM - galaxies: star-formation

## 1. Introduction

The ISM of spiral galaxies involves multiple scales, multiple densities and temperatures, and multiple phases (ionized, atomic, molecular). The observed gas velocity dispersions ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  in the atomic gas and several  $\text{km s}^{-1}$  in the molecular gas) indicate that the ISM is supersonically turbulent. Within the star-forming disk, turbulence is triggered by thermal instabilities and maintained by the energy injection through stellar feedback. Scaling relations for giant molecular clouds (GMCs) were first established by Larson (1981): power-law relationships between the velocity dispersion and the gas density on the one hand, and the size of the emitting regions on the other hand. The power-law indices were refined by, e.g., Heyer et al. (2009) and Lombardi et al. (2010). Galactic HI scaling relations were established by Larson (1979) and Quiroga (1983) and used in the two-phase HI model of the Galaxy by Wolfire et al. (2003).

The ability of the ISM to form stars depends on the gas properties on different scales: the large scales ( $\sim 1 \text{ kpc}$ )

characterized by the Kennicutt-Schmidt law (Kennicutt 1998b, Kennicutt 1998a), and the small scales ( $\sim 1 \text{ pc}$ ) characterized by the number counts of Young Stellar Objects (YSOs) (Heiderman et al. 2010; Lombardi et al. 2010). The star-formation efficiency per molecular gas mass,  $\text{SFE}_{\text{H}_2} = \text{SFR}/M_{\text{H}_2}$ , measured in large spiral galaxies is about constant with  $\text{SFE} \sim 0.5 \text{ Gyr}^{-1}$  (e.g., Bigiel et al. 2008, Leroy et al. 2008, Ellison et al. 2021). On the scale of Galactic giant molecular clouds (GMCs), a constant star formation efficiency up to 17 times higher than that of nearby galaxies (Heiderman et al. 2010) or broken power laws (Retes-Romero et al. 2017) were found.

The determination of the star formation efficiency is hampered by the uncertainty of the conversion between the observed line emission (mostly CO, but also HCN and HCO<sup>+</sup> for the dense gas) and the mass of molecular hydrogen. Whereas the Galactic CO conversion factor is well established ( $\alpha_{\text{CO}} = M_{\text{H}_2}/L_{\text{CO}} = 4.3 \text{ (K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ ; Bolatto et al. 2013) and can be regarded as canonical, the widely used HCN conversion factor of  $\alpha_{\text{HCN}} =$



$10 M_{\odot} \text{pc}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$  was derived by Gao & Solomon (2004) assuming virialized (self-gravitating) optically thick dense gas cores with a gas density of  $n \sim 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  and constant brightness temperatures of 35 K. Wu et al. (2010) found a twice higher HCN conversion factor of  $\alpha_{\text{HCN}} \sim 20 M_{\odot} \text{pc}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$ .

The theory of clumpy gas disks of Vollmer & Beckert (2003) provides analytic expressions for large-scale and small-scale properties of galactic gas disks. The large-scale properties considered are the gas surface density, volume density, disk height, turbulent driving length scale, velocity dispersion, gas viscosity, volume filling factor, and molecular fraction. Small-scale properties are the mass, size, density, turbulent crossing time, free-fall time, and molecular formation timescale of the most massive self-gravitating gas clouds. These quantities depend on the stellar surface density, the angular velocity, the disk radius  $R$ , and three free parameters, which are the Toomre parameter  $Q$  of the gas, the mass accretion rate  $\dot{M}$ , and the ratio  $\delta$  between the driving length scale of turbulence and the cloud size. Vollmer & Leroy (2011) determined these free parameters using three independent measurements of the radial profiles of the atomic gas (HI), molecular gas (CO), and SFR (FUV +  $24 \mu\text{m}$ ). A sample of 18 mostly spiral galaxies from Leroy et al. (2008) was used in the analysis. The fits of radial profiles were acceptable for all galaxies except NGC 5194 (M 51). It was found that the model star formation efficiency is very sensitive to the description of local pressure equilibrium in the disk midplane. The model-derived free-fall timescales of self-gravitating clouds were in good agreement with expectations from observations. Only low-mass galaxies ( $M_{*} < 10^{10} M_{\odot}$ ) can balance the gas loss due to star formation by radial gas inflow within the galactic disk.

Vollmer et al. (2017) significantly extended the Vollmer & Leroy (2011) model by introducing ISM scaling relations into the model. The extended model simultaneously calculated the total gas mass, HI/H<sub>2</sub> mass, the gas velocity dispersion, IR luminosity, IR spectral energy distribution, CO spectral line energy distribution (SLED), HCN(1-0) and HCO<sup>+</sup>(1-0) emission of a galaxy given its size, integrated star formation rate, stellar mass radial profile, rotation curve, and Toomre  $Q$  parameter. The model was applied to the integrated properties of local spiral galaxies, ultra-luminous infrared galaxies (ULIRGs), high- $z$  star-forming galaxies, and submillimeter galaxies. The model reproduced the observed CO luminosities and SLEDs of all sample galaxies within the model uncertainties ( $\sim 0.3$  dex). The model CO and HCN conversion factors had uncertainties of a factor of two. Both the HCN and HCO<sup>+</sup> emissions trace the dense molecular gas to a factor of approximately two for the local spiral galaxies, ULIRGs and smm-galaxies.

In the present article we used the Vollmer et al. (2017) model to calculate the IR, HI, CO, HCN, and HCO<sup>+</sup> emission radial profiles and compare them to observations of 16 local spiral galaxies from Leroy et al. (2008). Compared to Vollmer & Leroy (2011), the assumption of a radially constant mass accretion rate  $\dot{M}$  was dropped and the Toomre parameter  $Q$  was self-consistently determined at each galactic radius. The new model allowed us to compare the star formation rate based on the FUV and  $24 \mu\text{m}$  emission to the IR radial profile and to calculate the radial variations of (i) the CO and HCN conversion factors and (ii) the star formation efficiency.

The structure of this article is the following: the observations from the literature are described in Sect. 2. Our model of a turbulent clumpy accretion disk is outlined in Sect. 4. The search for the best-fit model is explained in Sect. 5. The results and the results are presented in Sect. 7, followed by the discussion (Sect. 8) and our conclusions (Sect. 9).

## 2. Observations

In this section, we present all the available observational data to compare them to the quantities obtained from our models. All multi-wavelength data were convolved to the same spatial resolution and were converted to the same unit, i.e. K km s<sup>-1</sup> for the atomic and molecular line data and MJy/sr for the infrared data.

### 2.1. Atomic hydrogen HI

The 21-cm HI radial profiles used in this paper were extracted from the VLA THINGS data survey presented in Walter et al. (2008). The spatial resolution is about 7" with a spectral resolution of 5 km s<sup>-1</sup> per channel. With an average of 7 hr of observations on source, they reached a typical rms noise of 0.4 mJy/beam (which corresponds to 5 K).

### 2.2. Carbon monoxide CO(2-1)

The HERACLES survey is presented in detail in (Leroy et al. 2009). The data were collected using the HERA multipixel receiver from the single dish IRAM 30m telescope (Pico Veleta, Spain). HERA was tuned near 230 GHz to observe the CO(2-1) rotational transition. OTF maps were produced, giving a spatial resolution of 12", a spectral resolution of 2.6 km s<sup>-1</sup> and a rms noise about 0.7 K. The HERACLES survey focused on targets that were part of the THINGS galaxy sample.

### 2.3. Carbon monoxide CO(1-0), Hydrogen cyanide HCN(1-0), and Formylium HCO<sup>+</sup>(1-0)

The CO, HCN, and HCO<sup>+</sup> radial profiles are taken from the EMPIRE survey (Jiménez-Donaire et al. 2019). The EMPIRE observations were carried out at the IRAM 30m telescope using the dual-polarization EMIR receiver. The spectral resolution is about 0.5 km s<sup>-1</sup> per channel, with an rms noise about 2-3 mK for the dense gas observations. Spatial resolutions are respectively 26", 33" and 33" for the CO(1-0), HCN(1-0) and HCO<sup>+</sup>(1-0) data. In contrast to the other data presented in this paper, Jiménez-Donaire et al. (2019) used a stacking method to recover the emission from the regions with low signal-to-noise ratio.

### 2.4. Star-Formation Rate

Star-formation rate profiles were computed by Leroy et al. (2009) using the FUV GALEX data (Gil de Paz et al. 2007) with the  $24 \mu\text{m}$  infrared data from the SPITZER SINGS survey (Kennicutt et al. 2003). Their spatial resolutions are respectively 6" and 5". The linear combination used to compute the SFR is the following:

$$\dot{\Sigma}_{*} = (8.1 \times 10^{-2} I_{\text{FUV}} + 3.2 \times 10^{-3} I_{24\mu\text{m}}) \times \cos i, \quad (1)$$



where  $I_{\text{FUV}}$  and  $I_{24\mu\text{m}}$  are respectively the ultraviolet and infrared fluxes in MJy sr<sup>-1</sup> and  $i$  is the inclination angle of the galaxy. The star-formation rate surface density  $\dot{\Sigma}_*$  has units of M<sub>⊙</sub>kpc<sup>-2</sup>yr<sup>-1</sup>.

### 2.5. Far-infrared data profiles and temperature maps

We worked with four far-infrared bands from the PACS (100μm) and SPIRE (250, 350, and 500μm) instrument on the Herschel satellite. Their spatial resolution are respectively 7, 18, 25, and 35". The far-infrared maps were converted to the same spatial resolution of 35", which corresponds to the resolution of the 500μm data. For each galaxy we produced averaged azimuth profiles.

## 3. Sample of galaxies

Our sample comprises 16 star-forming galaxies that are present in the overlap of most of the surveys presented in the previous section. This galaxy sample is composed of four low-mass ( $M_* < 10^{10}$  M<sub>⊙</sub>) galaxies and 12 nearby large spiral galaxies. The general properties of these galaxies are presented in Table 1. The rotation curves of the model galaxies were computed using the following expression (Boissier et al. 2003):

$$v_{\text{rot}} = v_{\text{flat}} \left( 1 - \exp\left(\frac{-R}{l_{\text{flat}}}\right) \right), \quad (2)$$

where  $v_{\text{flat}}$  and  $l_{\text{flat}}$  were determined by performing a polynomial fit on the observational curves.

## 4. The model

Our model is a slightly modified version of the analytical model presented by Vollmer et al. (2017), itself derived from previous versions presented in Vollmer & Beckert (2003) and Vollmer & Leroy (2011). The analytical model describes galaxies as clumpy and turbulent accretion disks. In the model, the interstellar medium (ISM) is considered as a single turbulent gas gathering hot, cold and molecular phases. This gas is assumed to be in vertical hydrostatic equilibrium, with the mid-plane pressure balancing the weight of the gas and the stellar disk. The model gas is described as "clumpy", which means that the local density depends on the variations of the average density of the disk. The model also relies on several empirical calibrations: for example, the relationship between the SFR and the energy injected into the ISM by supernovae, the H<sub>2</sub> formation timescale, which is related to the gas metallicity, and the turbulent dimension of the ISM. The model is considered as multi-scale, separated into two distinct parts (large- and small-scale) that allow the reproduction of different observables. The small-scale part includes scaling relations for the density and velocity dispersion of the gas clouds. The model simultaneously calculates (i) for the large-scale part: the total gas profiles, the gas velocity dispersion, the star formation rate, the volume filling factor, and the molecular fraction of the gas; (ii) for the small-scale part: infrared profiles and SED and molecular line profiles of different molecules such as CO(1-0), CO(2-1), HCN(1-0) and HCO<sup>+</sup>(1-0) for those presented in this paper. The new code was modified to allow independent treatment of each of the

comparison points with the observations. The input of a given radial profile of the Toomre parameter  $Q$  and the assumption of a constant mass accretion rate  $\dot{M}$ , which were required to produce the molecular line profiles in Vollmer & Leroy (2011), are no longer necessary. The radial profiles of the stellar surface density and velocity dispersion and the rotation curve are used as inputs of the model. With the Toomre  $Q$  parameter and the mass accretion rate  $\dot{M}$  as open parameters the model yields the radial profiles of the molecular and molecular line, infrared emission, and gas velocity dispersion.

### 4.1. Large-scale part

In this subsection we describe in details the physical considerations that govern the large-scale part of the model.

#### 4.1.1. Hydrostatic equilibrium

In the model the ISM is considered as a single turbulent gas in vertical hydrostatic equilibrium. We assume that this pressure is the only phenomenon which counterbalances gravitation in the vertical direction. The turbulent pressure is defined as  $P_{\text{turb}} = \rho\sigma_{\text{disp}}^2$ , where  $\sigma_{\text{disp}}$  is the total velocity dispersion that takes into account both, the velocity dispersion caused by turbulence  $v_{\text{turb}}$  and a constant thermal velocity  $v_{\text{therm}} = c_s = 6$  km s<sup>-1</sup> such as  $\sigma_{\text{disp}} = \sqrt{v_{\text{turb}}^2 + c_s^2}$ . Following Elmegreen (1989), we can establish the first main equation of the model:

$$P_{\text{turb}} = \rho\sigma_{\text{disp}}^2 = \frac{\pi}{2}G\Sigma \left( \Sigma + \Sigma_* \frac{\sigma_{\text{disp}}}{\sigma_{\text{disp}}^*} \right), \quad (3)$$

where  $\Sigma$  is the total gas surface density,  $\Sigma_*$  is the stellar surface density and  $\sigma_{\text{disp}}^*$  is the vertical stellar velocity dispersion. Given the stellar surface density and the stellar length scale of the disk  $l_*$ , the vertical stellar velocity dispersion can be computed following Kregel et al. (2002):

$$\sigma_{\text{disp}}^* = \sqrt{2\pi G\Sigma_* \frac{l_*}{7.3}}. \quad (4)$$

#### 4.1.2. Energy transfer by turbulence

In galaxies, ISM turbulence is mainly maintained by energy inputs such as supernovae, ionizing radiation or stellar winds (Mac Low & Klessen 2004, Elmegreen & Scalo 2004). In the model, we consider supernovae as the dominant source of energy. The turbulence is expected to form eddies with a typical size  $l_{\text{driv}}$  (the turbulent driving length scale) at the origin of the formation of the densest gas clouds. The SNe energy is cascaded from the largest scales to the smallest, supplying practically without loss the densest regions to fuel star formation. The energy per unit time which is carried by turbulence is:

$$\dot{E} \simeq -\dot{E}_{\text{SN}} = -\frac{\rho\nu}{2} \int \frac{v_{\text{turb},3\text{D}}^2}{l_{\text{driv}}^2} dV, \quad (5)$$

where  $\nu$  is the viscosity of the gas defined as  $\nu = v_{\text{turb},3\text{D}}l_{\text{driv}}$  with the 3D turbulent velocity dispersion  $v_{\text{turb},3\text{D}} = \sqrt{3}v_{\text{turb}}$ . If we define the surface density of the gas as  $\Sigma = \rho H$  and assume the integration over the volume

Table 1: Galaxy properties

Galaxy <sup>1</sup>	Type	RA J2000	DEC J2000	R <sub>25</sub> (kpc)	D (Mpc)	<i>i</i> (deg)	PA (deg)	log <i>M</i> <sub>∗</sub> (10 <sup>8</sup> M <sub>⊙</sub> )	R <sub>d</sub> (kpc)	<i>v</i> <sub>flat</sub> (km s <sup>-1</sup> )	<i>l</i> <sub>flat</sub> (kpc)
NGC 628	Sc	01 36 41.772	+15 47 04.6	10.4	7.3	7	20	10.1	2.3	217	0.8
NGC 3184	SBc	10 18 16.985	+41 25 27.77	12.0	11.1	16	179	10.3	2.4	210	2.8
NGC 3627	SBb	11 20 15.026	+12 59 28.64	13.8	9.3	62	173	10.6	2.8	192	1.2
NGC 5055	Sbc	13 15 49.274	+42 01 45.73	17.3	10.1	59	102	10.8	3.2	192	0.7
NGC 5194	SBc	13 29 52.698	+47 11 42.93	9.0	8.0	20	172	10.6	2.8	219	0.8
NGC 6946	SBc	20 34 52.332	+60 09 13.24	9.9	5.9	33	243	10.5	2.5	186	1.4
NGC 2841	Sb	09 22 02.655	+50 58 35.32	14.2	14.1	74	153	10.8	4.0	302	0.6
NGC 3198	SBc	10 19 54.990	+45 32 58.88	13.0	13.8	72	215	10.1	3.2	150	2.8
NGC 3351	SBb	10 43 57.733	+11 42 13.00	10.6	10.1	41	192	10.4	2.2	196	0.7
NGC 3521	SBbc	11 05 48.568	-00 02 9.23	13.0	10.7	73	340	10.7	2.9	227	1.4
NGC 4736	Sab	12 50 53.148	+41 07 12.55	5.3	4.7	41	296	10.3	1.1	156	0.2
NGC 7331	SAb	22 37 04.102	+34 24 57.31	19.5	14.7	76	168	10.9	3.3	244	1.3
NGC 925	SBcd	02 27 16.913	+33 34 43.97	14.3	9.2	66	287	9.9	4.1	136	6.5
NGC 2403	SBc	07 36 51.396	+65 36 09.17	7.4	3.2	63	124	9.7	1.6	134	1.7
NGC 2976	Sc	09 47 15.458	+67 54 58.97	3.8	3.6	65	335	9.1	0.9	92	1.2
NGC 4214	Irr.	12 15 39.174	+36 19 36.80	2.9	2.9	44	65	8.8	0.7	57	0.9

<sup>1</sup>In order of appearance: massive galaxies (log *M*<sub>∗</sub> > 10) with EMPIRE data, massive galaxies without EMPIRE data, low mass galaxies (*M*<sub>∗</sub> < 10<sup>10</sup> M<sub>⊙</sub>) without EMPIRE data.

∫ dV = V = AH, we can connect the energy input into the ISM by SNe directly to the SFR with the assumption of a constant initial mass function as:

$$\frac{\dot{E}_{SN}}{\Delta A} = \frac{\Sigma \nu v_{\text{turb},3D}^2}{2 l_{\text{driv}}^2} = \xi \dot{\Sigma}_*, \quad (6)$$

where  $\dot{E}_{SN}$  is the energy injected by the supernovae,  $\Delta A$  is the unit area and  $\dot{\Sigma}_*$  is the star-formation rate. The factor  $\xi$  relates the energy injection of supernovae to the star formation rate. It is considered as radially independent and its canonical value was estimated from observations in the Milky Way, given  $\xi = 4.6 \times 10^{-8} \text{ pc}^2/\text{yr}^2$  (Vollmer & Beckert 2003). In the presence of high disk mass accretion rate, the energy injection through the gain of potential energy can be important. In this case, Eq. 6 becomes:

$$\frac{\Sigma \nu v_{\text{turb},3D}^2}{2 l_{\text{driv}}^2} = \xi \dot{\Sigma}_* + \frac{1}{2\pi} \dot{M} \Omega^2, \quad (7)$$

where  $\dot{M}$  is the mass accretion rate and  $\Omega$  is the angular velocity.

#### 4.1.3. Viscosity and accretion

The model is based on the assumption that the turbulence redistributes the angular momentum in the disk via the viscosity of the gas. With this consideration, one can treat the galaxy as an accretion disk where angular momentum is moved from the inside of the disk to its outside permitting the gas to move inwards. Assuming a continuous and non-zero external gas mass accretion  $\dot{\Sigma}_{\text{ext}}$ , the simplified time evolution of the disk surface density is given by:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} \sim \frac{\nu \Sigma}{R^2} - \dot{\Sigma}_* + \dot{\Sigma}_{\text{ext}}. \quad (8)$$

The mass accretion rate within the disk is:

$$\dot{M} = -2\pi R \Sigma v_{\text{rot}} = \frac{1}{v_{\text{rot}}} \frac{\partial}{\partial R} \left( 2\pi \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dR} \right). \quad (9)$$

With the approximation  $\partial/\partial R \sim R$  and  $v_{\text{rot}} = \Omega R$ , one obtains:

$$\nu \Sigma = -\frac{\dot{M}}{2\pi R} \Omega \left( \frac{d\Omega}{dR} \right)^{-1}, \quad (10)$$

where the viscosity of the gas  $\nu$  is defined as:

$$\nu = \sqrt{3} v_{\text{turb}} l_{\text{driv}}. \quad (11)$$

Contrary to Vollmer & Leroy (2011), where it was assumed that  $\dot{\Sigma}_{\text{ext}} = \dot{\Sigma}_*$  and thus  $\partial \Omega / \partial t = 0$ , and  $\dot{M} = cte$ , the mass accretion derived from the observational profiles varies with radius. We are mostly interested in the viscous timescale  $t_{\text{vis}} \sim R^2/\nu$  (see Sect. 7.1).

#### 4.1.4. Self-gravitating clouds and star-formation

The clumpiness of the model implies that the density of a single gas cloud  $\rho_{\text{cl}}$  depends directly on the average density of the disk  $\rho$ . In the model, these two quantities are linked by the volume filling factor  $\phi_v$ , such that  $\rho_{\text{cl}} = \phi_v^{-1} \rho$ . Following Vollmer & Leroy (2011) and Vollmer et al. (2021a), the star formation rate per unit volume is given by:

$$\dot{\rho}_* = \phi_v \rho t_{\text{ff},\text{cl}}^{-1} \quad (12)$$

For self-gravitating clouds with a Virial parameter of unity, the turbulent crossing time  $t_{\text{turb},\text{cl}}$  equals twice the free-fall time  $t_{\text{turb},\text{cl}}$  (Vollmer et al. 2021b):

$$t_{\text{turb},\text{cl}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{l_{\text{cl}}}{v_{\text{turb},\text{cl}}} = 2t_{\text{ff},\text{cl}} = \sqrt{\frac{3\pi\phi_v}{32G\rho}}, \quad (13)$$

where  $l_{\text{cl}}$  and  $v_{\text{turb,cl}}$  are respectively the size and the turbulent 3D velocity dispersion of a single gas cloud. Following Larson's law (Larson 1981), we can simplify the expression of the turbulent crossing time:

$$\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{l_{\text{cl}}}{v_{\text{turb,cl}}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{l_{\text{driv}}}{v_{\text{turb}}\sqrt{\delta}}, \quad (14)$$

where  $\delta$  is the scaling between the driving length scale and the size of the largest self-gravitating structures, such as  $\delta = l_{\text{driv}}/l_{\text{cl}}$ . All these considerations lead us to the second expression of the SFR in the model:

$$\dot{\rho}_* = \frac{4\sqrt{\delta}}{\sqrt{3}} \phi_v \rho \frac{v_{\text{turb}}}{l_{\text{driv}}} \quad (15)$$

and  $\dot{\Sigma}_* = \dot{\rho}_* l_{\text{driv}}$ . This SFR recipe is close to the prescription suggested by Krumholz et al. (2012)

$$\dot{\Sigma}_* = f_{\text{H}_2} \epsilon_{\text{ff}} \frac{\Sigma}{t_{\text{ff}}}, \quad (16)$$

where  $\epsilon_{\text{ff}}$  is the star formation efficiency per free-fall time. The relevant size scale for the density entering  $t_{\text{ff}}$  is that corresponding to the outer scale of the turbulence that regulates the SFR, which corresponds to  $l_{\text{driv}}$  in our model. For a consistency check we directly compared the two SFR prescriptions and found that both have comparable slopes (Fig. A.1). We calculated the star formation efficiency per free-fall time by injecting our model SFR into Eq. 16 for each galaxy and found  $\langle \epsilon_{\text{ff}} \rangle = 0.8\%$  for our sample, which is consistent with the values measured by Utomo et al. (2018) and Jiménez-Donaire et al. (2019).

#### 4.1.5. Metallicity

One of the main assumptions of the model is that molecular clouds are relatively short-lived, appearing and disappearing in a cloud crossing time. Otherwise, they are expected to reach chemical equilibrium even when the H<sub>2</sub> formation time is long compared to the free fall time. We defined the characteristic time of H<sub>2</sub> formation as follows:

$$\tau_{\text{mol}} = \frac{\alpha}{\rho_{\text{cl}}}, \quad (17)$$

where  $\alpha$  is the constant of molecule formation that depends on the gas metallicity and temperature (Draine & Bertoldi 1996). The metallicity of the model is estimated using a closed box model based on the gas fraction:

$$\alpha = \alpha_0 \times \left( \ln \left( \frac{\Sigma_* + \Sigma}{\Sigma} \right) \right)^{-1} \quad (18)$$

where  $\alpha_0 = 3.6 \times 10^7 \text{ yr } M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ . The relation between the metallicity and the constant of molecule formation is the following:

$$\frac{Z}{Z_{\odot}} = \frac{\alpha_{\odot}}{\alpha}, \quad (19)$$

where  $\alpha_{\odot} = 2.2 \times 10^7 \text{ yr } M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$  (Hollenbach & Tielens 1997). The metallicity can be linked to the effective yield  $y_{\text{eff}}$  defined as  $y_{\text{eff}} = Z/\ln(1/f_{\text{gas}})$ , where  $f_{\text{gas}}$  is the gas fraction.

#### 4.1.6. Gas fragmentation and Toomre parameter Q

One of the main parameters of the model is the Toomre parameter  $Q$  (Toomre 1964). It describes the stability of the gas disk regarding radial gas fragmentation:

$$Q = \frac{\sigma_{\text{disp}} \kappa}{\pi G \Sigma}, \quad (20)$$

where  $\kappa$  is the epicyclic frequency

$$\kappa = \sqrt{4\Omega^2 + R \frac{d\Omega^2}{dR}}. \quad (21)$$

The Toomre  $Q$  parameter is used as a measure of the gas content of the disk, with  $Q = 1$  for the maximum disk gas mass.

#### 4.2. Small-scale part

In this subsection we will describe in details the physical considerations that govern the small-scale part of the model. It implies scaling relations for the density and velocity dispersion of the gas clouds.

##### 4.2.1. Mass fraction

The small-scale is itself divided into two distinct subscales, non-self-gravitating and self-gravitating gas clouds. For each density, the mass fraction of the gas is determined by a lognormal probability distribution function and the Mach number (Padoan et al. 1997). For a given density  $\rho_i$ , we calculate the overdensity  $x$  knowing the midplane gas density  $\rho$  such as  $x = \rho_i/\rho$ . The density probability distribution function of a given  $x$  is defined as:

$$p(x)dx = \frac{1}{x\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(\ln x + \sigma^2/2)^2}{2\sigma^2}\right) dx, \quad (22)$$

where the standard deviation  $\sigma$  is determined using the Mach number  $\mathcal{M} = v_{\text{turb}}/c_s$ :

$$\sigma^2 \simeq \ln(1 + (\mathcal{M}/2)^2). \quad (23)$$

The mass fraction of gas with overdensities exceeding  $x$  is thus defined as:

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{1}{2} \left( 1 + \text{erf} \left( \frac{\sigma^2 - 2 \ln x}{2^{3/2} \sigma} \right) \right). \quad (24)$$

Based on the results of Battisti & Heyer (2014), who found that the fraction of the GMC mass residing within regions with densities higher than  $n \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$  is about 10%, and following Pety et al. (2017), the mass fraction of self-gravitating cloud is decreased by a constant factor of 0.6. The inclusion of this factor is necessary to fit the observed integrated CO, HCN and HCO<sup>+</sup> line fluxes (Vollmer et al. 2017).

##### 4.2.2. ISM scaling relations

We assume different scaling relations for the two density regimes: (i) for non-self-gravitating clouds, we adopt the scaling relations found for galactic HI by Quiroga (1983):  $\rho_{\text{cl}} \propto l^{-2}$ ,  $v_{\text{turb,cl}} \propto l^{1/3}$ , and thus  $v_{\text{turb,cl}} = v_{\text{turb}}(\rho_{\text{cl}}/\rho)^{-1/6}$ , where  $v_{\text{turb}}$  and  $\rho$  are the turbulent velocity and the density of the disk, respectively. Since the

minimum density considered in this work is  $100 \text{ cm}^{-2}$ , the maximum turbulent velocity of diffuse clouds is  $\sim v_{\text{turb}}/2 \sim 5 \text{ km s}^{-1}$ . (ii) For self-gravitating clouds, we adopt the scaling relations of [Lombardi et al. \(2010\)](#):  $\rho_{\text{cl}} \propto l^{-1.4}$ ,  $v_{\text{turb,cl}} \propto l^{1/2}$ . As described in Sect. 4.1.4, the scale of the largest self-gravitating clouds  $l_{\text{cl}}$  is smaller than the turbulent driving length scale  $l_{\text{driv}}$  by a factor  $\delta = l_{\text{driv}}/l_{\text{cl}}$ . We assume that the turbulent velocity dispersion of the largest self-gravitating clouds of density  $\rho_{\text{sg}}$  is  $v_{\text{turb,cl}} = v_{\text{turb}}/\sqrt{\delta}$ , where  $v_{\text{turb}}$  is the velocity dispersion of the disk. Furthermore, we assume  $\rho_{\text{cl}} \propto l^{-1}$  and  $v_{\text{turb,cl}} = v_{\text{turb}}/\sqrt{\delta}(\rho_{\text{cl}}/\rho_{\text{sg}})^{-1/2} \propto l^{1/2}$  ([Solomon et al. 1987](#)).

#### 4.2.3. Molecule abundances from chemical network

For the determination of the  $\text{H}_2$  column density of a gas cloud, we take into account (i) photo-dissociation of  $\text{H}_2$  molecules and (ii) the influence of the finite cloud lifetime on the  $\text{H}_2$  formation. For the photo-dissociation of  $\text{H}_2$  molecules, we follow the approach of [Krumholz et al. \(2008\)](#) and [Krumholz et al. \(2009\)](#). In a second step, we take into account the molecular fraction due to the finite lifetime of the gas cloud  $f_{\text{mol}}^{\text{life}} = t_{\text{ff}}^{\text{cl}}/t_{\text{mol}}^{\text{cl}}/(1 + t_{\text{ff}}^{\text{cl}}/t_{\text{mol}}^{\text{cl}})$ . The total molecular fraction of a cloud is  $f_{\text{mol}} = f_{\text{mol}}^{\text{life}} \times f_{\text{mol}}^{\text{diss}}$ . The molecular fraction due to the finite lifetime  $f_{\text{mol}}^{\text{life}}$  has the highest influence on  $f_{\text{mol}}$  at large galactic radii.

The abundances of the different molecules are determined using the gas-grain code NAUTILUS presented in [Hersant et al. \(2009\)](#). This code computes the abundances of chemical species as a function of time by solving the rate equations for a network of reactions. The input parameters are time, density, gas temperature, UV flux, cosmic ray ionization rate, and the initial elemental abundances.

#### 4.2.4. Heating and cooling mechanisms

Gas heating and cooling mechanisms of the dense gas are taken into account by the code, allowing the determination of dust and gas temperatures. The heating is provided via two distinct mechanisms: (i) mechanical heating via collisions induced by turbulence; (ii) radiation heating via cosmic rays ionization. For the gas cooling, the main mechanisms are CO, and  $\text{H}_2$  line emission.

The thermal balance of gas and dust is coupled together by the gas-dust collisions in the model. To determine this balance, we solved simultaneously the two equations:

$$\Gamma_{\text{g}} - \Lambda_{\text{g}} - \Lambda_{\text{gd}} = 0 \quad (25)$$

and

$$\Gamma_{\text{d}} - \Lambda_{\text{d}} + \Lambda_{\text{gd}} = 0, \quad (26)$$

where  $\Lambda_{\text{d}}$  is the dust cooling rate,  $\Lambda_{\text{g}}$  corresponds to the molecular line cooling,  $\Gamma_{\text{d}}$  is the radiative heating of dust grains,  $\Gamma_{\text{g}}$  refers to the heating via turbulence and cosmic rays,  $\Lambda_{\text{gd}}$  is the dust cooling energy transfer between dust and gas due to collisions.

#### 4.2.5. Brightness temperatures and molecular line emission

The molecular line emission is computed using the brightness temperature formalism. The difference in brightness

temperature between on- and off- positions is given by

$$\Delta T_{\text{A}}^* = (1 - e^{-\tau}) \frac{h\nu}{k} \left( \frac{1}{e^{h\nu/kT_{\text{ex}}} - 1} - \frac{1}{e^{h\nu/kT_{\text{bg}}} - 1} \right) \quad (27)$$

where  $\tau$  is the optical depth of the line,  $\nu$  the frequency of the observations,  $h$  and  $k$  the Planck and Boltzmann constants, and  $T_{\text{ex}}$  and  $T_{\text{bg}}$  the excitation and background brightness temperatures.

Considering only a single collider ( $\text{H}_2$ ) for simplicity, the excitation temperature is

$$\frac{1}{T_{\text{ex}}} = \left( \frac{1}{T_{\text{g}}} + \left( \frac{A_{ul}}{nq_{ul}} \frac{T_{\text{bg}}}{T_*} \right) \frac{1}{T_{\text{bg}}} \right) / \left( 1 + \frac{A_{ul}}{nq_{ul}} \frac{T_{\text{bg}}}{T_*} \right), \quad (28)$$

where  $T_* = h\nu_{ul}/k$ ,  $n$  is the gas density,  $nq_{ul}$  the collisional de-excitation rate, and  $A_{ul}$  the Einstein coefficients of the transition  $ul$ . The background brightness temperature  $T_{\text{bg}}$  is the sum of the effective emission temperatures of the galaxy's dust  $T_{\text{eff dust}}$  and the cosmic background at the galaxy redshift  $T_{\text{CMB}}$  (see Eq. 17 of [da Cunha et al. 2013](#)). For optically thin transitions, the ratio of the radiative and collisional rates is the ratio of the density to the critical density for the transition

$$n_{\text{crit}} = \frac{A_{ul}}{q_{ul}}. \quad (29)$$

We consider two-level molecular systems in which the level populations are determined by a balance of collisions with  $\text{H}_2$ , spontaneous decay and line photon absorption, and stimulated emission with  $\tau > 1$ . The molecular abundances were calculated using the chemical network (see Sect. 4.2.3). For simplicity, we neglected the hyperfine structure of HCN.

The rotation constants, Einstein coefficients, and collision rates were taken from the Leiden Atomic and Molecular Database (LAMDA; [Schoeier et al. 2005](#)). The CO collision rates were provided by [Yang et al. \(2010\)](#). The HCN collision rates were taken from the He–HCN rate coefficients calculated by [Dumouchel et al. \(2010\)](#), scaled by a factor of 1.36 to go to HCN– $\text{H}_2$  (see [Green & Thaddeus 1976](#)). The  $\text{HCO}^+$  collision rates were taken from [Flower \(1999\)](#).

We compared this approximate method of brightness temperature computation with the one obtained using the statistical equilibrium radiative transfer code RADEX from [van der Tak et al. \(2007\)](#). RADEX is a one-dimensional radiative transfer code without local thermodynamic equilibrium (non-LTE) that uses the escape probability formulation. RADEX is assuming an isothermal and homogeneous medium without large-scale velocity fields. In the continuation of this work, we systematically specify when the results presented are obtained using RADEX.

The integrated line emission, in  $\text{K km s}^{-1}$ , is computed using the following expression:

$$W = 2.35 \sum_{i=1}^N (\Delta T_{\text{A}}^*)_i (\phi_{\text{A}})_i (v_{\text{turb,cl}})_i \left( \frac{\Delta M}{M} \right)_i, \quad (30)$$

where  $T_{\text{A}}^*$  is the brightness temperature,  $\phi_{\text{A}}$  is the surface filling factor,  $\frac{\Delta M}{M}$  is the mass fraction as defined in Eq. 24, and  $v_{\text{turb,cl}}$  is the turbulent velocity of the cloud at a given density. The factor 2.35 links the turbulent velocity to the linewidth. CO photodissociation is taken into account following [Wolfire et al. \(2010\)](#).



#### 4.2.6. Interstellar radiation field and cosmic ray ionization

The stellar radiation field is constrained by the observed IR radial profiles. The density and temperature structure of the clumpy gas disk is constrained by the observed HCN(1-0) and multi-transition CO emission. The normalization of the cosmic ray ionization rate is constrained by the observed HCO<sup>+</sup>(1-0) emission.

#### 4.2.7. Thermal dust emission

The dust temperature  $T_d$  of a gas cloud of given density and size illuminated by a local mean radiation field is calculated by solving Eq. 26. With the dust mass absorption coefficient of  $\kappa(\lambda) = \kappa_0(\lambda_0/\lambda)^\beta$ , the dust optical depth is

$$\tau(\lambda) = \kappa(\lambda) \Sigma_{\text{cl}} (GDR)^{-1}, \quad (31)$$

where  $\Sigma_{\text{cl}}$  is the cloud surface density in g/cm<sup>2</sup>. We used  $\kappa_0(250 \mu\text{m}) = 4.8 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . The infrared emission at a given wavelength at a given galactic radius  $R$  is calculated in the following way:

$$I_{\text{dust}}(\lambda) = \sum_{i=1}^N (\Phi_A)_i \left( \frac{\Delta M}{M} \right)_i (1 - \exp(-\tau(\lambda)))_i B(\lambda, T_d)_i, \quad (32)$$

where  $B(\lambda, T_d)$  is the Planck function and  $\Phi_A = 1.5 (\Delta M/M) (\Sigma/\Sigma_{\text{cl}})$  the area filling factor. The factor 1.5 takes into account that the mean cloud surface density is 1.5 times lower than the surface density in the cloud center  $\Sigma_{\text{cl}} = \rho_{\text{cl}} l_{\text{cl}}$ .

#### 4.3. Model parameters

Taking into account these definitions, three main free parameters are varying inside the model: (i) the Toomre parameter  $Q$  of the gas, which provides information on the stability ( $Q > 1$ ) of a gas cloud against fragmentation; (ii) the mass accretion rate  $\dot{M}$ , which gives the amount of external gas supplied to the system for a unit of time; (iii) the ratio  $\delta$  which links the driving length scale of the turbulence and the size of the cloud.

Contrary to the last version of the model, we decided to set as free three other parameters which were previously constants. These three parameters present large uncertainties and have been identified as having a significant impact on the results. The first parameter,  $\xi$ , corresponds to the energy injected into star formation by supernovae. The second,  $\alpha_0$ , corresponds to the molecule formation constant. This parameter can be directly related to the gas metallicity of the galaxy. The last parameter is a coefficient to modify the vertical component of the stellar velocity dispersion,  $\gamma$ , which can be physically linked to the height of the disk that varies according to the heating of the disk (e.g. following a gravitational interaction). For each of these parameters, given their high uncertainty and for computation time issues, we limited ourselves to the galactic value of each of these parameters, together with half and two times the latter.

In addition, different values of the cosmic ray ionization rate have been tested. The value that was assumed in previous versions of the model was  $\zeta_{\text{CR}} = 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ , which correspond to standard value for GMC (Dalgarno 2006).

Additionally, we used  $\zeta_{\text{CR}} = 3 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}$  and  $1 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}$ . We also tested the impact of a constant gas thermal velocity  $c_s = 6 \text{ km s}^{-1}$  on the resulting radial profiles.

### 5. Determination of the best-fit model using $\chi^2$ minimizations

For each galaxy, we performed a  $\chi^2$  minimization at each radius independently to find the best-fit  $Q$  and  $\dot{M}$ . The contributions from the different radial profiles (SFR, HI, CO(1-0), CO(2-1)) were summed to obtain a total  $\chi^2$ :

$$\chi_{\text{tot}}^2 = \sum_i \frac{(X_i^{\text{obs}} - X_i^{\text{model}})^2}{\sigma_i^2} = \chi_{\text{HI}}^2 + \chi_{\text{SFR}}^2 + \chi_{\text{CO}}^2. \quad (33)$$

For the vast majority of galaxies,  $\chi_{\text{CO}}^2 = \chi_{\text{CO}(2-1)}^2$  with the CO(2-1) data from the HERACLES survey. For galaxies observed by the EMPIRE survey, we set  $\chi_{\text{CO}}^2 = \chi_{\text{CO}(2-1)}^2/2 + \chi_{\text{CO}(1-0)}^2/2$  to take into account the two observed CO emission lines in the determination of the best-fit model.  $\chi_{\text{HCN}}^2$  and  $\chi_{\text{HCO}^+}^2$  were also calculated but are not included in the  $\chi_{\text{tot}}^2$  calculation.

We worked within a parameter grid of twenty values of Toomre parameter  $Q = [1 : 10]$  and twenty values of the accretion rate  $\dot{M} = [10^{-3} : 1]$  for each radius. The outer radius of the model is set by the noise level of the CO observations. We then individually varied each of the following parameters: the constant of molecule formation  $\alpha_0 = [0.5 \alpha_{\odot}, \alpha_{\odot}, 2 \alpha_{\odot}]$ , the energy input by SNe into star formation  $\xi = [0.5 \xi_0, \xi_0, 2 \xi_0]$ , and the vertical stellar velocity dispersion by a factor  $\gamma = [0.5, 1, 2]$  (see coefficient factor in Eq. 3).

The best-fit models for each galaxy are listed in Table 2 for galaxies with EMPIRE data and Table 3 for the rest of the sample. The models presented in the two tables correspond to the models that present a  $\chi_{\text{tot}}^2 \in [\chi_{\text{tot}, \text{min}}^2, \chi_{\text{tot}, \text{min}}^2 + 0.1 \chi_{\text{tot}, \text{min}}^2]$ . In Table 2, the values in grey correspond to the  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  that are not taken into account in the  $\chi_{\text{CO}}^2$  calculations.

A second  $\chi^2$  minimization was performed on the best-fit models to determine the value of  $\beta$  and GDR to fit the 100, 250, and 500  $\mu\text{m}$  infrared radial profiles. The values of  $\beta$  and GDR for each galaxy are presented in Table 4. A third  $\chi^2$  minimization is finally performed to find which cosmic ray ionization rate reproduce the best the HCN and HCO<sup>+</sup> radial profiles, with three different value of  $\zeta_{\text{CR}} = [10^{-18}, 3 \times 10^{-18}, 10^{-17}]$ . The  $\zeta_{\text{CR}}$  best-fit values are presented in detail in Table 5.

### 6. Degeneracies between free parameters and general observations

The study of the different models revealed several degeneracies between the different input parameters that we were varying and important observations that require discussion. Most of the results stated here have been discussed in our previous work (Lizée et al. 2021).

- The exact value of  $\delta$  never appears as decisive to determine the best-fit model.
- Increases in Toomre parameter  $Q$  and accretion rate  $\dot{M}$  both lead to an increase in the turbulent velocity dispersion  $v_{\text{turb}}$ .

Table 2: Best-fit models of the EMPIRE galaxies

Galaxy	$\delta$	$\xi$	$\alpha_0$	$\gamma$	$\chi_{\text{HI}}^2$	$\chi_{\text{SFR}}^2$	$\chi_{\text{CO}(2-1)}^2$	$\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$	$\chi_{\text{tot}}^2$	
NGC 628	5	-	0.5×	-	32	22	79	401	294	
	3	-	0.5×	-	31	19	62	468	315	
	9	2×	-	-	26	18	65	1074	614	
	5	-	-	0.5×	6	10	7	2285	23	
	7	-	-	0.5×	6	5	12	2147	23	
	5	-	-	-	4	8	13	2714	24	
	9	-	-	-	5	6	12	2132	24	
	NGC 3184	9	-	0.5×	-	34	108	27	107	209
		9	2×	-	-	24	49	30	254	214
5		2×	-	-	14	74	26	234	218	
7		-	0.5×	-	27	129	29	105	224	
7		2×	-	-	52	57	31	200	224	
5		2×	-	-	5	7	9	1261	20	
9		2×	-	-	5	7	8	1258	20	
3		2×	-	-	12	5	9	1738	26	
NGC 3627		9	-	0.5×	-	19	101	46	126	206
	7	-	0.5×	-	21	135	48	103	232	
	5	-	0.5×	-	32	167	51	113	281	
	7	-	0.5×	-	2	3	29	26189	35	
	9	-	0.5×	-	3	3	29	25719	35	
	3	-	0.5×	-	2	2	33	40230	37	
	5	-	0.5×	-	3	3	31	27328	37	
	NGC 5055	3	2×	-	-	42	50	211	353	374
5		2×	-	-	25	75	220	368	394	
7		2×	-	-	39	59	202	410	404	
7		2×	-	-	41	45	91	1450	177	
9		2×	-	-	36	52	91	1443	179	
3		2×	-	-	42	39	99	1206	181	
5		2×	-	-	35	59	89	1756	182	
NGC 5194		9	-	0.5×	-	152	247	80	626	752
	9	2×	-	-	128	176	95	807	755	
	7	2×	-	-	114	245	98	889	853	
	5	-	0.5×	-	4	14	56	63573	74	
	3	-	0.5×	-	16	12	53	100098	80	
	7	2×	-	-	18	20	51	64745	89	
	NGC 6946	9	-	0.5×	-	182	1355	97	1033	2102
7		-	0.5×	-	281	1523	94	893	2297	
5		-	0.5×	-	820	1572	97	438	2659	
7		-	0.5×	-	7	7	25	224629	40	
9		-	0.5×	-	6	10	26	209394	42	
5		-	0.5×	-	7	10	26	248890	43	

Table 3: Best-fit models of the THINGS galaxies without EMPIRE data

Galaxy	$\delta$	$\xi$	$\alpha_0$	$\gamma$	$\chi_{\text{HI}}^2$	$\chi_{\text{SFR}}^2$	$\chi_{\text{CO}(2-1)}^2$	$\chi_{\text{tot}}^2$
NGC 2841	7	-	-	0.5×	5	2	2	9
	3	-	0.5×	-	3	3	4	10
	5	-	0.5×	-	2	4	5	11
NGC 3198	9	0.5×	-	-	2	8	16	26
	7	0.5×	-	-	4	8	14	26
	9	-	-	-	8	9	10	27
NGC 3351	5	0.5×	-	-	13	45	39	96
	9	0.5×	-	-	22	27	48	97
	7	0.5×	-	-	29	43	36	108
NGC 3521	9	2×	-	-	83	135	52	270
	7	2×	-	-	97	111	67	275
	5	2×	-	-	108	124	69	300
NGC 4736	3	-	2×	-	4	8	6	18
	5	-	2×	-	5	6	10	21
	9	-	2×	-	2	9	12	24
NGC 7331	9	-	-	2×	31	11	23	65
	5	-	-	2×	32	16	34	81
	7	-	-	2×	37	19	24	79
NGC 925	3	-	0.5×	-	499	313	6939	7530
	5	-	0.5×	-	461	304	7079	7608
	7	-	0.5×	-	466	309	7126	7655
NGC 2403	3	-	0.5×	-	2859	1231	4186	6390
	3	2×	-	-	5992	614	7857	9554
	5	2×	-	-	6297	808	8353	10380
NGC 2976	3	-	0.5×	-	390	500	2059	2950
	5	-	0.5×	-	390	564	2186	3141
	7	-	0.5×	-	321	377	2630	3328
NGC 4214	3	-	0.5×	-	70	425	2985	3480
	5	-	0.5×	-	61	479	3215	3754
	7	-	0.5×	-	66	517	3287	3869

- Increasing the value of  $\xi$  by a factor of lead to similar model results than dividing the value of  $\alpha_0$  by a factor of two.
- Increasing the value of  $\alpha_0$  by a factor of two lead to similar model results than multiplying the stellar velocity dispersion by a factor of two.

The two degeneracies are illustrated in Table 2 and Table 3. In the remainder of the paper, we favor models that require a variation in  $\alpha_0$  rather than  $\xi$  because the parameter  $\alpha_0$  is supposed to depend on star formation history of the galactic disk. Different star formation histories naturally lead to different values of the effective yield or  $\alpha_0$ . For this reason, we will assume  $\xi = 4.6 \times 10^{-8} \text{ pc}^2/\text{yr}^2$  (Vollmer & Beckert

2003) for all galaxies, except NGC 5055, NGC 3351, and NGC 3521.

## 7. Results

In addition to the model presented in Vollmer et al. (2017), the current model is able to produce the radial profiles of the infrared fluxes and molecular line emission. In this way we can directly compare the observational radial profiles to our models. In this section we first focus on the results of NGC 6946 as an example, the same plots for each of the other galaxies are available in the Appendix B. The best-fit models presented in Table 2 are computed using our molecular emission recipe to fix the values of  $\xi$ ,  $\alpha_0$  and



Table 4: Infrared profile parameters

Galaxy	$\beta^a$	GDR <sup>a</sup>
NGC 628	2	300
	2	300
NGC 3184	2	500
	2	400
NGC 3627	2	300
	2	200
NGC 5055	2	100
	2	200
NGC 5194	1.5	400
	1.5	200
NGC 6946	2.5	200
	2.5	200
NGC 2841	2	200
NGC 3198	2.5	100
NGC 3351	2	500
NGC 3521	2	200
NGC 4736	2	600
NGC 7331	2	200
NGC 925	2.5	100
NGC 2403	1	200
NGC 2976	2	100
NGC 4214	0.5	300
$\bar{x}$	$1.9 \pm 0.5$	$260 \pm 140$

a: upper line: with  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  in the  $\chi^2$  calculations.

Lower line: without  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$ .

$\gamma$ , and to produce the  $Q$  and  $\dot{M}$  radial profiles. We then injected these parameters into the code and used RADEX to produce the final plots. For NGC 6946 we integrated molecular line emission directly with RADEX for the  $Q$ - $\dot{M}$  grid. The best-fit model yields a better fit to the CO(1-0) and CO(2-1) line emission, a less good fit to the SFR in the inner disk, a lower  $Q$  parameter ( $Q = 1$ ), a comparable  $\dot{M}$ , and a somewhat lower gas velocity dispersion compared to the model where RADEX was used a posteriori. Since these changes are within the uncertainties of the model, we are confident that our derived model parameters are meaningful.

### 7.1. NGC 6946

The best-fit models for NGC 6946 obtained with our approximate molecular emission calculation recipe are presented in Fig. 1(c) and Fig. 1(d). We compare the best-fit model with and without CO(1-0) in the  $\chi^2$  minimization using RADEX for the molecular line emission, respectively Fig. 1(a) and Fig. 1(b). The total  $\chi_{\text{tot}}^2$  without  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  is

40 which is much lower than the one obtained with  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  ( $\chi_{\text{tot}}^2 = 2102$ ; see Table 2). The very small errors on the CO(1-0) EMPIRE data obtained via stacking tend to favor the CO(1-0) profile over the other quantities and lead to larger  $\chi_{\text{tot}}^2$  values. The  $\chi_{\text{HI}}^2$  with  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  is 182 compared to  $\chi_{\text{HI}}^2 = 7$  without  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  in the  $\chi^2$  minimization. The difference is mainly due to the central part of the galaxy ( $R \lesssim 2$  kpc) that is not well reproduced by the model. Likewise,  $\chi_{\text{SFR}}^2 = 7$  is much lower in the model without  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  than with  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  ( $\chi_{\text{SFR}}^2 = 1355$ ) because of the poor fit in the central 2 kpc. Both HI gas and SFR are however reproduced within the error bars from 2 kpc to the edge of the disk for both  $\chi_{\text{tot}}^2$ . For the CO(2-1), the best-fits remains fairly comparable with or without  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  ( $\chi_{\text{CO}(2-1)}^2 = 97$  instead of 25).

The comparison of the model and observed infrared profiles shows that the model without  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  is much better at reproducing the center of the galaxy. Beyond 2 kpc, the 250 and 500  $\mu\text{m}$  profiles are also well reproduced by the model without  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$ . The profile of the 100  $\mu\text{m}$  emission, on the other hand, is not well reproduced by the model for both  $\chi_{\text{tot}}^2$ . The slopes of the model 250 and 500  $\mu\text{m}$  profiles are somewhat steeper than the observed slopes in the model including  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$ . The two free parameters  $\beta$ , which alters the ratio between the profiles of the different wavelengths, and the GDR, which modifies the normalization of the profiles, do not modify the slope of the profiles.

The main improvement provided by the use of the  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  in the  $\chi^2$  minimization is the better fit the CO(1-0), which is obvious, and the HCN(1-0) and HCO<sup>+</sup>(1-0) profiles with a  $\chi_{\text{dense}}^2 = \chi_{\text{HCN}}^2 + \chi_{\text{HCO}^+}^2$  decreasing significantly, from 20430 to 5524 (see Table 5). However, the  $\chi_{\text{HI}}^2$  and  $\chi_{\text{SFR}}^2$  increase by a factor of about 25 and 200, respectively, when  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  is included in  $\chi_{\text{tot}}^2$ . The model is therefore not able to reproduce the infrared (and thus the SFR) and the dense molecular line emission simultaneously in the central part of the galaxy.

The physical parameters  $Q$  and  $\dot{M}$  associated with the best-fit models are presented in Fig. 2(a) and Fig. 2(b). The Toomre parameter  $Q$  increases from a value around unity near the galaxy center to  $Q = 2 - 3$  towards the outside of the disk in both  $\chi^2$  calculations. The accretion rate  $\dot{M}$  increases monotonically from 1 to 6 kpc by a factor of  $\sim 10$  from the center to the edge of the disk. The combination of these two parameters leads to a dispersion velocity  $\sigma_{\text{disp}}$  that increases slightly from the canonical value of 10  $\text{km s}^{-1}$  at 1 kpc to more 13  $\text{km s}^{-1}$  at 6 kpc (Fig. 2(c) and Fig. 2(d)). The model without  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  in  $\chi_{\text{tot}}^2$  shows velocity dispersions higher than 15  $\text{km s}^{-1}$  at radii larger than 6 kpc.

We compared the model velocity dispersion profiles to the observed profiles based on THINGS and HERACLES data presented by [Caldú-Primo et al. \(2013\)](#). [Ianjamasi-manana et al. \(2015\)](#) who also studied the HI velocity dispersion profile of NGC 6946, found a constant velocity dispersion around the canonical value of 10  $\text{km s}^{-1}$  up to  $R_{25}$ . The model velocity dispersion profile including  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  in the  $\chi^2$  minimization is consistent with the observed profile Fig. 2(c) and Fig. 2(d). The model without  $\chi_{\text{CO}(1-0)}^2$  in  $\chi^2$  significantly overestimates the velocity dispersion for

Table 5: Determination of the HCN and HCO<sup>+</sup> best-fit models for different CR ionization rates  $\zeta_{\text{CR}}$ 

Galaxy	with $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$			without $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$		
	$10^{-17} \text{ s}^{-1}$	$3 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}$	$10^{-18} \text{ s}^{-1}$	$10^{-17} \text{ s}^{-1}$	$3 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}$	$10^{-18} \text{ s}^{-1}$
NGC 628	710	121	<b>74</b>	2485	490	<b>202</b>
NGC 3184	16781	3594	<b>3348</b>	10373	<b>2032</b>	2217
NGC 3627	1877	<b>977</b>	1146	2333	<b>1069</b>	1200
NGC 5055	8468	1264	<b>257</b>	74241	16433	<b>6849</b>
NGC 5194	16339	9640	<b>8902</b>	<b>8294</b>	14713	14672
NGC 6946	175271	<b>5524</b>	6751	<b>20430</b>	37300	41532

$R > 6$  kpc. We conclude that this increase of the model velocity dispersion of the order of  $8 \text{ km s}^{-1}$  is not physical. This issue is further discussed in Sect. 7.3.3.

The profiles of the gas depletion and viscous timescales of the best-fit models are presented in Fig. 2(e) and Fig. 2(f). The gas depletion time corresponds to the time that a galaxy takes to locally convert its gas into stars. The timescale of radial gas transport is given by the viscous timescale. By comparing these two times, it is possible to estimate whether or not a galaxy can maintain its star formation via radial gas transport without external accretion. For the best-fit models with and without  $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$  in calculations the gas depletion time is almost constant beyond 2 kpc with  $t_{\text{dep}} \sim 1$  Gyr, which is consistent with the average value for spiral galaxies (Bigiel et al. 2008, Leroy et al. 2008, Ellison et al. 2021). The viscous timescale is up to 10 times higher than the gas depletion time for all radii. Therefore there must be external accretion onto the galactic disk to maintain the observed star-formation rate for more than a few Gyr.

We computed the CO and HCN conversion factor profiles of NGC 6946 (Fig. 2(g) and Fig. 2(h)). For both  $\chi^2$  calculations, the CO-to-H<sub>2</sub> conversion factors are increasing from the galaxy center to the edge of the CO emission distribution, with a mean  $\alpha_{\text{CO}}$  close to the Galactic value of  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}} = 4.36 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$  (Bolatto et al. 2013). The HCN-to-dense gas conversion factor, defined as the ratio between the flux  $I_{\text{HCN}}$  and the molecular gas formed in clouds with density over  $n = 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , is about a factor of two higher than the value of  $\alpha_{\text{HCN}} = 10 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$  (Gao & Solomon 2004) and consistent with the value found by Wu et al. (2010). Beyond 2 kpc it is roughly  $\alpha_{\text{HCN}} = 20 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$  for the model with  $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$  and  $\alpha_{\text{HCN}} = 15 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$  for the model without  $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$  in the  $\chi^2$  calculations. In both  $\chi^2$  calculations,  $\alpha_{\text{HCN}}$  is significantly lower than the galactic value for radii smaller than 1 kpc.

## 7.2. The galaxy sample

In this section we review the results obtained for the other galaxies of the sample. The discussed  $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$  and  $\chi^2_{\text{CO}(2-1)}$  are those calculated with excitation temperatures obtained from the method outlined in Sect. 4.2.5. The corresponding figures, which show the integrated line emis-

sion based on the results of RADEX, are available in Appendix B, ordered in the same way as in Table 2 and Table 3.

NGC 628 is one of galaxies showing the lowest  $\chi^2_{\text{tot}} = 294$  with  $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$  in the  $\chi^2$  calculations. The model requires a cosmic ray ionization rate of  $\zeta_{\text{CR}} = 10^{-18} \text{ s}^{-1}$  to properly fit the HCN and HCO<sup>+</sup> molecular line emission. In contrast to NGC 6946, the Toomre parameter  $Q_{\text{gas}}$  is quite high in the inner disk, with an average value of  $Q_{\text{gas}} \sim 8$ . The accretion rate  $\dot{M}$  is similar to that of NGC 6946, increasing by a factor of 10 from the center to the outside of the disk. The model velocity dispersion is about constant around  $10 \text{ km s}^{-1}$  for  $R < 3.5$  kpc in both models. As for NGC 6946, the model without  $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$  in  $\chi^2_{\text{tot}}$  shows a sharp increase of the model velocity dispersion for  $R > 3.5$  kpc, which is not observed. The velocity dispersion of the model with  $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$  in  $\chi^2_{\text{tot}}$  is consistent with observations. The CO conversion factor of NGC 628 is fairly constant and about twice as high as the Galactic value. The HCN conversion factor is somewhat lower than the Gao & Solomon value. The viscous time is close to the depletion time up to  $R \sim 3$  kpc, with  $t_{\text{dep}} \sim t_{\text{vis}} \sim 5$  Gyr. The IR profiles are reasonably reproduced by the models.

NGC 3184 has similar properties and fitting results as NGC 628. It has a comparable mass, a low  $\chi^2_{\text{tot}}$ , and requires an ionization rate of  $\zeta_{\text{CR}} = 10^{-18} \text{ s}^{-1}$ . The HI, SFR, and CO radial profiles are reproduced in a satisfactory way in both models. However, the model with  $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$  in the  $\chi^2$  calculations leads to an overestimation of the model HCN and HCO<sup>+</sup> radial profiles. The Toomre parameter  $Q_{\text{gas}}$  is high ( $Q \sim 3-4$ ) with a monotonic increase of the accretion rate. The velocity dispersion is approximately constant up to 6 kpc and consistent with observations. Both conversion factors,  $\alpha_{\text{CO}}$  and  $\alpha_{\text{HCN}}$ , are constant. The CO conversion factor is twice Galactic and the HCN conversion factor is somewhat smaller than the Gao & Solomon value. The inclusion of  $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$  leads to a smaller  $\chi^2_{\text{IR}}$ , i.e. a better reproduction of the infrared profiles in the central part of the galaxy.

NGC 3627 has the lowest  $\chi^2_{\text{tot}} = 206$  including  $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$ . The model well reproduces the HI, SFR, CO(1-0), CO(2-1), and HCO<sup>+</sup>(1-0) radial profiles. However, the HCN(1-0) profile is underpredicted by the model by a factor of 2 to 8. The IR radial profiles are significantly better reproduced by the model including  $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$  in the  $\chi^2$  calculations. This

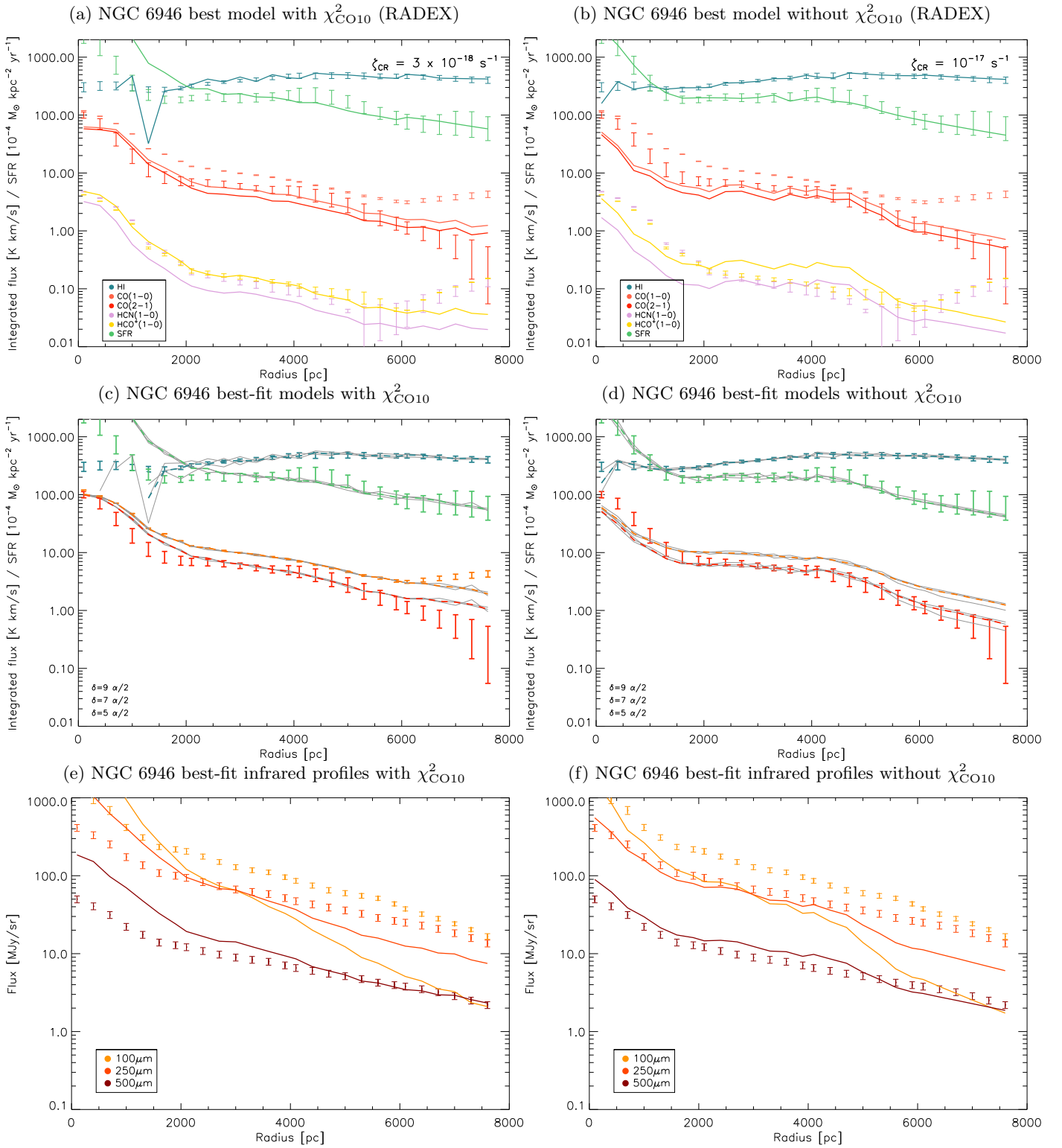


Fig. 1: NGC 6946. Errors bars correspond to the observations. Solid lines correspond the median results of the best-fit models, thin grey lines to the the best-fit models. (a) Best-fit model including  $\chi^2_{\text{CO10}}$  using RADEX; (b) best-fit model without  $\chi^2_{\text{CO10}}$  using RADEX; (c) best-fit models including  $\chi^2_{\text{CO10}}$ ; (d) best-fit models without  $\chi^2_{\text{CO10}}$ ; (e) infrared profiles of the best-fit model including  $\chi^2_{\text{CO10}}$ ; (f) infrared profiles of the best model without  $\chi^2_{\text{CO10}}$ .

model is thus the preferred model. The Toomre parameter  $Q_{\text{gas}}$  is close decreases from  $Q_{\text{gas}} = 5$  in the galaxy center to  $Q_{\text{gas}} = 2$  at  $R = 6$  kpc. The mass accretion rate increases from  $\dot{M} = 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  in the center to  $10^{-1} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  at 3.5 kpc and decreases again at larger radii. The resulting

velocity dispersion is about  $10 \text{ km s}^{-1}$  up to 4 kpc and then slightly decreases. The viscous time exceeds the gas depletion time for  $R > 0.5$  kpc and is higher than 10 Gyr for  $R > 2$  kpc. Whereas the CO conversion factor is close to Galactic, the HCN conversion factor is  $\sim 2$ -3 times higher

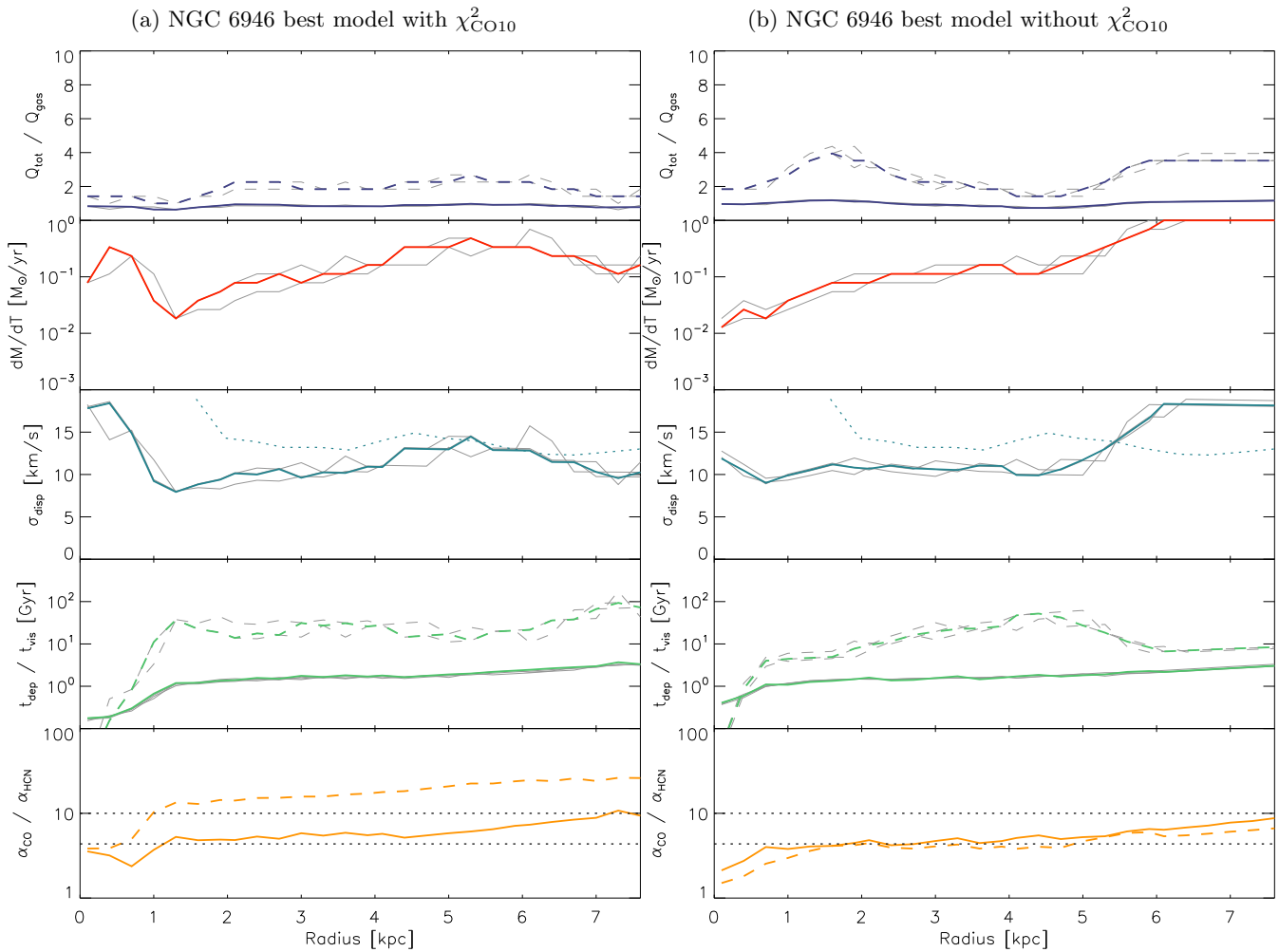


Fig. 2: NGC 6946. Radial profiles of the main physical quantities with and without  $\chi^2_{\text{CO}}$  in calculations. First panels (dark blue): total (solid) and gaseous (dashed) Toomre  $Q$  parameter. Second panels (red): mass accretion rate. Third panels (blue): velocity dispersion profiles (solid) with the observed HI moment 2 linewidth (Caldú-Primo et al. 2013; dotted). Fourth panels (green): depletion (solid) and viscous (dashed) timescales. Fifth panel (yellow): CO-to-H<sub>2</sub> (solid) and HCN-to-dense gas (dashed) conversion factors. Dotted lines correspond to the Galactic value of  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}} = 4.36 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^2 (\text{K km s}^{-1})^{-1}$  and the Gao & Solomon value  $\alpha_{\text{HCN}}^{\text{MW}} = 10 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^2 (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ .

than the Gao & Solomon value. For  $R > 4$  kpc the CO conversion factor increases to twice its value at  $R = 6$  kpc.

NGC 5055. The model reproduces all available observations in a satisfactory way. The somewhat high  $\chi^2_{\text{tot}}$  is caused by a less good fit in the central part of the galaxy. Whereas the observed IR radial profiles in the inner half of the galactic disk are well reproduced, the slopes of the model IR profiles of the outer disk are too steep compared to observations. The model yields a Toomre parameter, which decreases from  $Q_{\text{gas}} = 9$  in the center to  $Q_{\text{gas}} = 2$  at 3 kpc. The mass accretion rate is somewhat lower than  $\dot{M} = 0.1 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . The resulting about constant gas velocity dispersion is  $\sigma_{\text{disp}} = 10 \text{ km s}^{-1}$ . As for NGC 3627, the viscous timescale greatly exceeds the gas depletion time for  $R > 1.5$  kpc. Both conversion factors are close to their nominal values and show a slight monotonic increase with radius.

NGC 5194. As in NGC 6946, the observed radial profiles in the inner 2 kpc are better reproduced by the model in the absence of  $\chi^2_{\text{CO}(1-0)}$  in the  $\chi^2$  calculations. For  $R > 2$  kpc, the models reproduce all radial profiles in a satisfactory

way. The model yields a Toomre parameter, which decreases from  $Q_{\text{gas}} = 3$  in the center to  $Q_{\text{gas}} = 1$  at 2 kpc. The mass accretion rate is somewhat lower than  $\dot{M} = 0.1 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . The resulting gas velocity dispersion is  $\sigma_{\text{disp}} \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ . The viscous timescale greatly exceeds the gas depletion time for  $R > 1$  kpc. In the inner 1.5 kpc both conversion factors are somewhat smaller, further out somewhat higher than their nominal values.

For the rest of the massive galaxies ( $M_* > 10^{10} \text{ M}_{\odot}$ ), where no EMPIRE data are available, the model is able to fit the observational profiles in a satisfactory way. The  $\chi^2_{\text{tot}}$  of NGC 2841, NGC 3198 and NGC 4736 are the lowest of all galaxies, with values below 30. With a value of 270, NGC 3521 shows the highest  $\chi^2_{\text{tot}}$  (including only  $\chi^2_{\text{CO}(2-1)}$ ) of the whole galaxy sample. This is mainly due to an underestimation of the model CO(2-1) integrated line emission. Nevertheless, we consider that this is still an acceptable fit. The resulting radial profiles of  $Q_{\text{gas}}$  and  $\dot{M}$  are similar to those described above.

The model velocity dispersion profiles are approximately flat except for those of NGC 3521 and NGC 7331



where the velocity dispersion suddenly increases by  $\sim 8 \text{ km s}^{-1}$  in the outer disk. We think that this is a limitation of the model which needs to significantly increase the value of  $\dot{M}$  in the regions where the SFR changes from a molecular gas dominated regime to an atomic gas dominated one (i.e. where the CO flux becomes negligible compared to the HI flux) to fit the observational profiles satisfactorily. The viscous timescales are significantly higher than the gas depletion times in all galaxies. The CO conversion factors are approximately constant around one half and twice the Galactic value. Only NGC 3351 shows a CO conversion factor that exceeds twice the Galactic value.

For the low-mass galaxies ( $M_* < 10^{10} M_\odot$ ) where no EMPIRE data are available, the  $\chi_{\text{tot}}^2$  are considerably higher than those found for the high-mass galaxies, with values ranging from about 3000 for NGC 2976 to more than 7000 for NGC 925. For each of the four low-mass galaxies, the fit of the CO(2-1) and SFR profiles becomes worse in the outer galactic disk. A high Toomre parameter  $Q_{\text{gas}} \sim 8$  is found in the inner disks of NGC 2403, NGC 2967, and NGC 4214, decreasing to  $Q_{\text{gas}} \sim 1.5$ -2 in the outer disks. The observed IR profiles of all low-mass galaxies are well reproduced by the model. In contrast to the high-mass galaxies, the radial profiles of the model gas velocity dispersion slightly decrease with radius. Where measured, the model profiles are consistent with the observed profiles. The viscous timescales exceed the gas depletion time in NGC 2403, NGC 2967, and NGC 4214 beyond the effective radius. The CO conversion factors all increase with radius. In the outer disks they are significantly higher than the Galactic value.

### 7.3. General results

In this section we summarize and generalize the results obtained for all galaxies.

#### 7.3.1. Ionization rate $\zeta_{\text{CR}}$

Without any source of ionization, the network of reactions responsible for the great richness of the interstellar medium cannot be initiated, either in the regions of diffuse or dense gas. The dominant mechanism responsible for the ionization of molecules in dense clouds is cosmic ray ionization. The cosmic ray ionization rate  $\zeta_{\text{CR}}$  was estimated by many studies, resulting in a wide range from more than  $10^{-16} \text{ s}^{-1}$  for diffuse regions to a few  $10^{-18} \text{ s}^{-1}$  for the densest gas clouds (e.g. Spitzer & Tomasko 1968, van Dishoeck & Black 1986, Indriolo et al. 2007). Indriolo & McCall (2012) investigated the value of  $\zeta_{\text{CR}}$  in diffuse regions and found that the rate varies around the average value of  $\zeta_{\text{CR}} = 3 \times 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ . Within dense molecular clouds, the cosmic ray ionization rates cover a range of about two orders of magnitude ( $10^{-18} - 10^{-16}$ ) and are subject to considerable uncertainties (Padovani et al. 2009). Dalgarno (2006) suggested that  $\zeta_{\text{CR}} = 10^{-17} \text{ s}^{-1}$  corresponds to the lower limit of the ionization rate in dense regions. In our model the  $\text{HCO}^+$  abundance is determined by  $\zeta_{\text{CR}}$ . In addition, a decrease of  $\zeta_{\text{CR}}$  leads to a slight decrease of the CO emission and a slight variation of the HCN line emission. The ratio between  $\text{HCO}^+$ -to-CO emission is approximately proportional to  $\zeta_{\text{CR}}$ . NGC 628 shows the lowest  $\text{HCO}^+$ -to-CO ratio. The comparison of the best-fit models for NGC 628 with the different values of  $\zeta_{\text{CR}}$  is presented

in Fig. 3. We found that only the model using an ionization rate of  $\zeta_{\text{CR}} = 10^{-18} \text{ s}^{-1}$  is able to reproduce the observed  $\text{HCO}^+$ -to-CO and HCN-to- $\text{HCO}^+$  ratio. This value is at the lower end of the range given by Padovani et al. (2009).

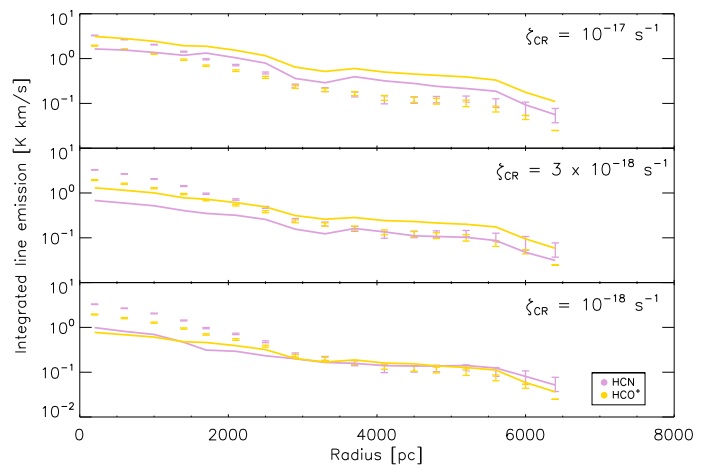


Fig. 3: NGC 628. Best-fit models of HCN and  $\text{HCO}^+$  integrated line emission with different ionization rate  $\zeta_{\text{CR}}$ .

For all galaxies included in the EMPIRE survey, we varied the value of  $\zeta_{\text{CR}}$  to determine the CR ionization rate that provides the best fit to the observed emission line profiles. We calculated  $\chi_{\text{dense}}^2 = \chi_{\text{HCN}}^2 + \chi_{\text{HCO}^+}^2$  for the different ionization rates  $\zeta_{\text{CR}} = 10^{-17}$ ,  $3 \times 10^{-18}$  and,  $10^{-18} \text{ s}^{-1}$  in Table 5. For most galaxies, a cosmic ray ionization rate smaller than  $\zeta_{\text{CR}} = 10^{-17} \text{ s}^{-1}$  is needed in our models.

#### 7.3.2. Molecular line emission as a function of density

Star formation in a galaxy occurs in the densest regions of the ISM, within giant molecular clouds (GMCs). In general the SFR correlates with the amount of molecular gas available, whose main tracer is CO emission (Schmidt 1959). CO emission traces gas with densities  $n \gtrsim 100 \text{ cm}^{-3}$ . Gas of higher densities can be detected in the HCN and  $\text{HCO}^+$  lines (e.g. Gao & Solomon 2004). Gao & Solomon (2004) defined the dense gas fraction as the ratio between the gas mass with densities  $n(\text{H}_2) > 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  and the total gas mass. These authors found a linear relationship between the infrared and HCN luminosities, which they interpreted as a linear relation between the star-formation rate and the dense gas mass. Mangum & Shirley (2015) and Kauffmann et al. (2017) questioned the hypothesis that HCN is mainly emitted by dense gas. Based on observations of the Orion A cloud, they found that HCN is already emitted from regions with a density of approximately  $n(\text{H}_2) \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ . For the calculations of the HCN-to-dense gas model conversion factor, we used the definition of the dense gas fraction of Gao & Solomon (2004). To investigate at which densities most of the HCN is emitted, we show the brightness temperatures as a function of gas density for the CO(2-1), HCN(1-0) and  $\text{HCO}^+(1-0)$  lines in Fig. 4.

In the model, the CO(2-1) brightness temperature reaches its maximum at a few  $100 \text{ cm}^{-3}$ . The CO brightness temperature exceed 1 K for densities higher than  $\sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ , those of HCN and  $\text{HCO}^+$  at densities higher

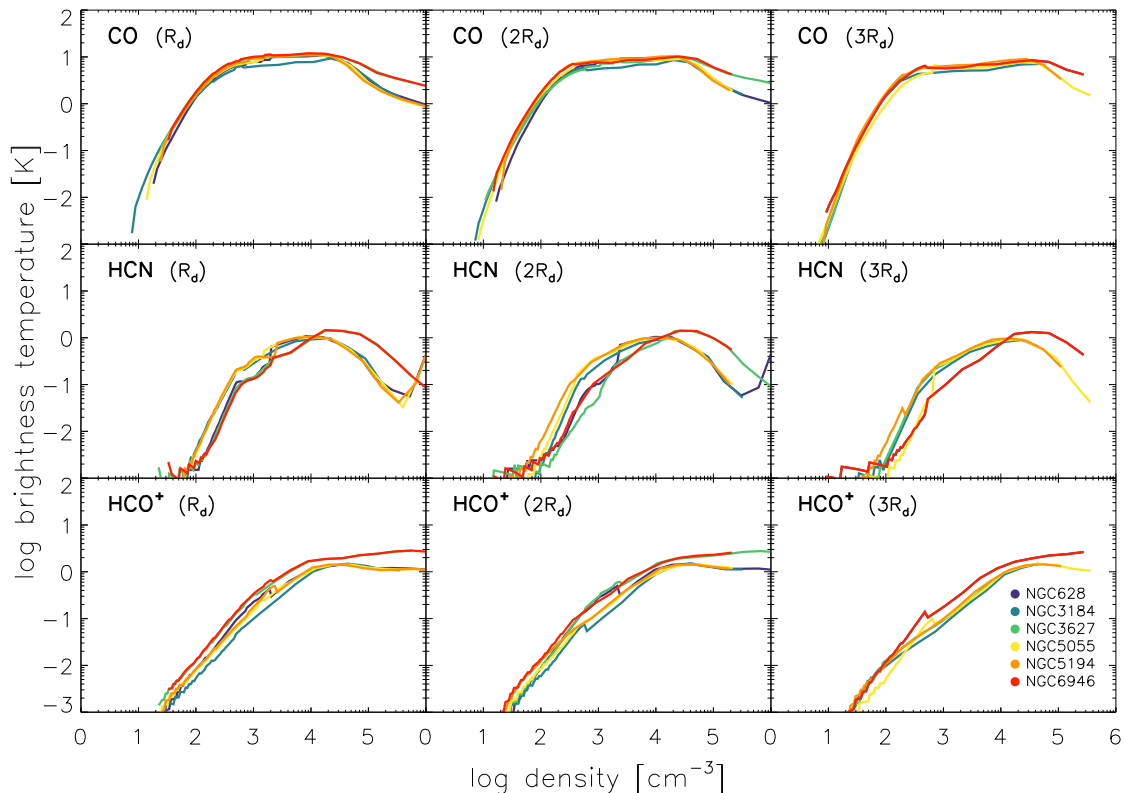


Fig. 4: CO(2-1), HCN(1-0), and HCO<sup>+</sup>(1-0) brightness temperature as a function of gas density. From left to right, the panels correspond to 1 to 3 times the characteristic length scale of the stellar disk  $R_d$ .

than  $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ . The HCN brightness temperature increases for density from  $10^2$  to  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  and then stays constant at about 1 K. The HCO<sup>+</sup> increases gradually from  $10^2$  to  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

In a second step, we calculated the integrated line emission using Eq. 30. The resulting integrated line emission as a function of density is presented in Fig. 5. The peak of the integrated line emission around  $n \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$  occurs close to the transition between the diffuse and self-gravitating gas in our analytical model. The additional factor of 0.6 (Sect. 4.2.1) decreases the integrated line emission of self-gravitating clouds. In the inner part of the galaxy ( $R \sim R_d$ ) the CO line emission mostly originates in diffuse, i.e. non self-gravitating, gas of density  $n < 1000 \text{ cm}^{-3}$ . A non-negligible fraction of the HCN and HCO<sup>+</sup> emission originates from gas at these densities as well.

By integrating the line intensities of Fig. 5, we determined the density at which half of the line flux is emitted. At  $R = R_d$ , we found average values of  $n_{(1/2)} \sim 400\text{--}500 \text{ cm}^{-3}$  for CO(2-1),  $n_{(1/2)} \sim 2000\text{--}4000 \text{ cm}^{-3}$  for HCN(1-0), and about  $n_{(1/2)} \sim 4000\text{--}6000 \text{ cm}^{-3}$  for HCO<sup>+</sup>. All mid-flux density do not change significantly with radius. The HCN and HCO<sup>+</sup> mid-flux density thresholds are low compared to the thresholds usually assumed in the literature in dense gas clouds. These high densities are based on assumed HCN and HCO<sup>+</sup> brightness temperature of about 30 K (Gao & Solomon 2004). However, Liszt & Pety (2016) showed that these lines can be excited and detected in diffuse gas because the emission brightness at the limit of detectability is independent of the critical density and varies only as the  $n(H)\text{--}N(\text{HCN})$  product.

Pety et al. (2017) studied the ratio of the molecular line fluxes originating from the dense gas within Orion B for several molecules. They found that the fraction of the total flux emitted from the densest regions with  $n > 7.3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  corresponds to 8% for the CO, 18% for the HCN, and 16% for the HCO<sup>+</sup>. We calculated the flux ratios based on the model profiles with the same density thresholds. The results are presented in Table 7. Our CO and HCN flux ratios at  $R = 3 \times R_d$  are comparable whereas our HCO<sup>+</sup> flux ratio is about twice as high as that of Pety et al. (2017).

### 7.3.3. Toomre parameters $Q$ , accretion rate $\dot{M}$ and turbulent velocity dispersion $v_{\text{turb}}$

The radial profiles of the Toomre parameters of the gas  $Q_{\text{gas}}$  generally decrease with radius. We found  $Q_{\text{gas}} > 5$  in the central parts of five galactic disks. In the outer parts of the disks  $Q_{\text{gas}}$  rarely exceeds  $Q_{\text{gas}} = 3$ . An exception is NGC 2841, where  $Q_{\text{gas}} > 4$  in the entire gas disk. The total (gas and stars) Toomre parameter  $Q_{\text{tot}}$  exceeds unity in the inner disk of a significant number of galaxies  $Q_{\text{tot}}$  is close to unity in the outer disks, except for NGC 628 and NGC 2841.  $Q_{\text{tot}} = 1$  is therefore not mandatory within galactic disks.

In all massive galaxies but NGC 3351, the mass accretion rate increases with increasing radius from  $\dot{M} \sim 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  in the center to  $\dot{M} \sim 10^{-1} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  at the edge of the CO distribution. Three low-mass galaxies show the opposite trend. In addition, NGC 925 has a constant mass accretion rate.

The Toomre parameter  $Q$  and the accretion rate  $\dot{M}$  are partially degenerated: an increase in either parameter leads

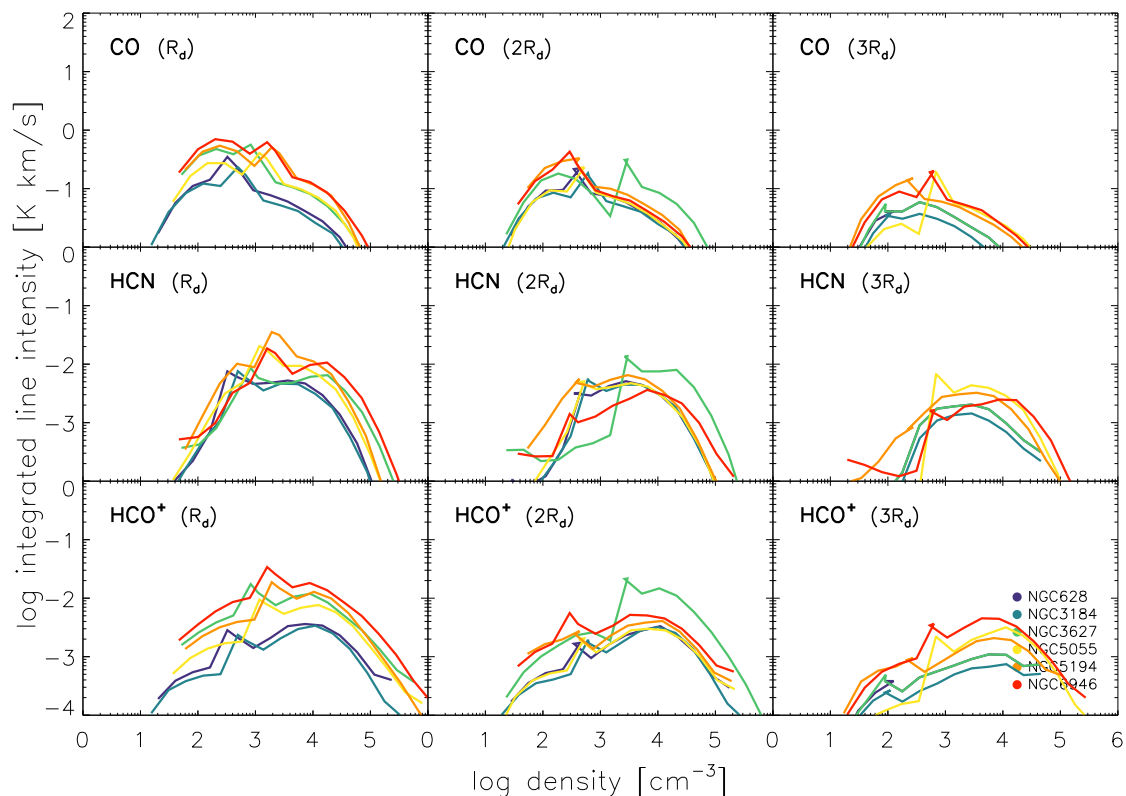


Fig. 5: CO(2-1), HCN(1-0) and HCO<sup>+</sup>(1-0) integrated line intensity as a function of gas density. From left to right, panels correspond to 1 to 3 times the characteristic length scale of the disk  $R_d$ .

Table 6: Density thresholds where 50% of the total flux is emitted, in  $\text{cm}^{-3}$ .

Galaxy	$R_d$			$2 R_d$			$3 R_d$		
	CO(2-1)	HCN(1-0)	HCO <sup>+</sup> (1-0)	CO(2-1)	HCN(1-0)	HCO <sup>+</sup> (1-0)	CO(2-1)	HCN(1-0)	HCO <sup>+</sup> (1-0)
NGC628	458	1831	3662	346	2763	5525	346	2763	5525
NGC3184	462	2751	5501	632	2526	5052	632	2526	5052
NGC3627	361	4484	4484	1045	5286	5286	1045	5286	5286
NGC5055	511	3114	6227	426	1701	3402	426	1701	3402
NGC5194	418	2604	5208	328	1496	2991	328	1496	2991
NGC6946	401	4404	4404	361	6532	3266	361	6532	3266

to an increase in the turbulent velocity dispersion of the gas. In the massive galaxies, an increase of the accretion rate is accompanied by a decrease of the Toomre parameter, leading to a relatively constant velocity dispersion around the canonical value of  $v_{\text{turb}} \sim 10 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 7). The slight increase in the velocity dispersion profiles close to the edge of the CO distribution can be explained by the difficulty of the model to fit regions with very low molecular gas surface densities where the gas is dominated by the atomic phase. To fit the HI and SFR observational profiles, the accretion rate has to be significantly increased within the model, resulting in an increase of the velocity dispersion. However, this result is contradictory to observations (Caldú-Primo et al. 2013, Ianjamasimanana et al. 2015). We observe the strongest discrepancy between our velocity dispersion profiles and the observed profiles for NGC 3521,

and NGC 7331. In these galaxies, the velocity dispersion increases sharply at  $R \sim 6-7 \text{ kpc}$ .

This behavior is caused by a change in the regime of the energy injection. Whereas in the inner disk the energy injection by SNe dominates, the energy injection through accretion (Eq. 7) is comparable to that of SNe in the outer disks of NGC 3521, and NGC 7331. Indeed, model calculations without the additional term of the energy injection due to accretion show no sudden increase of the gas velocity dispersion in the outer disk. The sudden increase of the velocity dispersion can also be avoided by a decrease of the gravitational potential of the galactic disk. This can be achieved by a local increase of the stellar velocity dispersion by a factor of two compared to our best fit models. Since NGC 7331 already needs an increase of the stellar velocity dispersion to fit the available data, a further in-



Table 7: Percentage of total flux originating from dense clouds ( $n > 7.3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , Pety et al. 2017).

Galaxy	R <sub>d</sub>			2 R <sub>d</sub>			3 R <sub>d</sub>		
	CO(2-1)	HCN(1-0)	HCO <sup>+</sup> (1-0)	CO(2-1)	HCN(1-0)	HCO <sup>+</sup> (1-0)	CO(2-1)	HCN(1-0)	HCO <sup>+</sup> (1-0)
NGC628	9%	29%	50%	6%	20%	40%	5%	17%	35%
NGC3184	6%	20%	44%	8%	23%	46%	5%	18%	36%
NGC3627	7%	45%	38%	14%	47%	45%	5%	17%	35%
NGC5055	8%	20%	41%	5%	16%	34%	10%	22%	47%
NGC5194	8%	22%	42%	5%	16%	33%	4%	16%	31%
NGC6946	8%	46%	38%	4%	35%	29%	8%	47%	41%
Orion B							8%	18%	16%

crease might not be realistic. Alternatively, it is expected that an increase of the metallicity in the outer disk also leads to a decrease of the gas velocity dispersion. However, this would flatten the metallicity gradient of these galaxies, which is not consistent with the observed metallicity gradient (Moustakas et al. 2010). As a third possibility the star-formation timescale could be locally increased in the outer disk as it was done in Vollmer & Leroy (2011). All these modifications decrease the star-formation rate per molecular gas.

We note that it is mandatory to take into account the finite lifetime of molecular clouds ( $f_{\text{mol}}^{\text{life}}$ ) for the molecular gas fraction (Sect. 4.2.3). Models without the finite lifetime lead to radially increasing profiles of the gas velocity dispersion, which is contrary to observations.

We compared the profiles of the Toomre parameter  $Q$  and the mass accretion rate  $\dot{M}$  of the model with the values presented by Vollmer & Leroy (2011) where the gas velocity dispersion was included in the  $\chi^2$  calculations and the radial profile of  $Q$  was given as input and  $\dot{M}$  was constant for the entire disk. In addition, Vollmer & Leroy (2011) assumed a Galactic CO conversion factor. The mass accretion rate was determined by the total star-formation rate of the galactic disks. In particular, our model of NGC 5194 led to a significantly better fit to the available observations than the Vollmer & Leroy (2011) model.

The models of 6 out of 16 galaxies have more than three times lower mass accretion rates than those of the Vollmer & Leroy (2011) model. In NGC 5055, NGC 4736, and NGC 7331 Vollmer & Leroy (2011) used the observed HI velocity dispersions of (Tamburro et al. 2009), which are more than  $5 \text{ km s}^{-1}$  higher than those obtained by our model. Given that the observed velocity dispersions are upper limits because of the beam smearing of non-circular motions, we are confident that our model yields realistic mass accretion rates for these galaxies. NGC 3351 shows a particularly low mass accretion rate. Whereas our model preferred  $Q_{\text{gas}} \sim 2.5$ , Vollmer & Leroy (2011) set  $Q = 8$ . Again, our gas velocity dispersion is significantly smaller than that of Vollmer & Leroy (2011). The same observation is true for NGC 925 and NGC 2976. We conclude that  $Q_{\text{gas}}$ ,  $\dot{M}$ , and thus  $\sigma_{\text{disp}}$  might have been overestimated by Vollmer & Leroy (2011).

#### 7.3.4. Conversion factors

In most galaxies the radial profiles of the CO conversion factor increase monotonically with radius. The conversion factors range between half and twice the Galactic value in most of the galaxies. Notable exception are NGC 3351 and the outer disks of NGC 2976 and NGC 4214 where the CO conversion factor are higher than twice the Galactic value. The models suggest that the conversion factors are slightly sub-Galactic in the center and exceed the Galactic value by up to a factor of 2 at the edge of the CO-emitting disk. For the HCN-to-dense gas conversion factor, the model yields values between half and twice the Gao & Solomon value. As for  $\alpha_{\text{CO}}$ , the radial profiles tend to slightly increase from the galaxy center to the edge of the molecular disk.

#### 7.3.5. Gas depletion and viscous timescale

The radial profiles of the gas depletion and viscous timescale are presented in Fig. 9. The viscous timescale is defined as:

$$t_{\text{vis}}(R) = \frac{R^2}{\sqrt{3}v_{\text{turb}}l_{\text{driv}}} \quad (34)$$

For all massive galaxies, except NGC 628, the viscous timescales exceed the depletion timescales for  $R > R_d$  by a factor of about 10. For NGC 628,  $t_{\text{vis}}$  is particularly small in the inner 2.5 kpc, and close to the gas depletion timescale of 2 Gyr.

For the low-mass galaxies, with  $M_* < 10^{10} M_{\odot}$ , the model yields  $t_{\text{vis}} < t_{\text{dep}}$  up to  $R \sim R_{\text{eff}}$  for NGC 4214 and NGC 2403 and up to  $R \sim R_d$  for NGC 2976. This result suggests that for low-mass galaxies, star formation can be maintained by radial gas accretion within the disk from the center to the effective radius (see also Vollmer & Leroy 2011). For massive galaxies ( $M_* > 10^{10} M_{\odot}$ ) on the other hand, external gas accretion is needed to supply star-formation with fresh gas. In the absence of external gas accretion, the gas surface density of the inner disk will significantly decrease within a few Gyr in these galaxies leading to a high  $Q_{\text{gas}}$  and to a  $Q_{\text{tot}}$  exceeding unity (see Sect. 7.3.3).

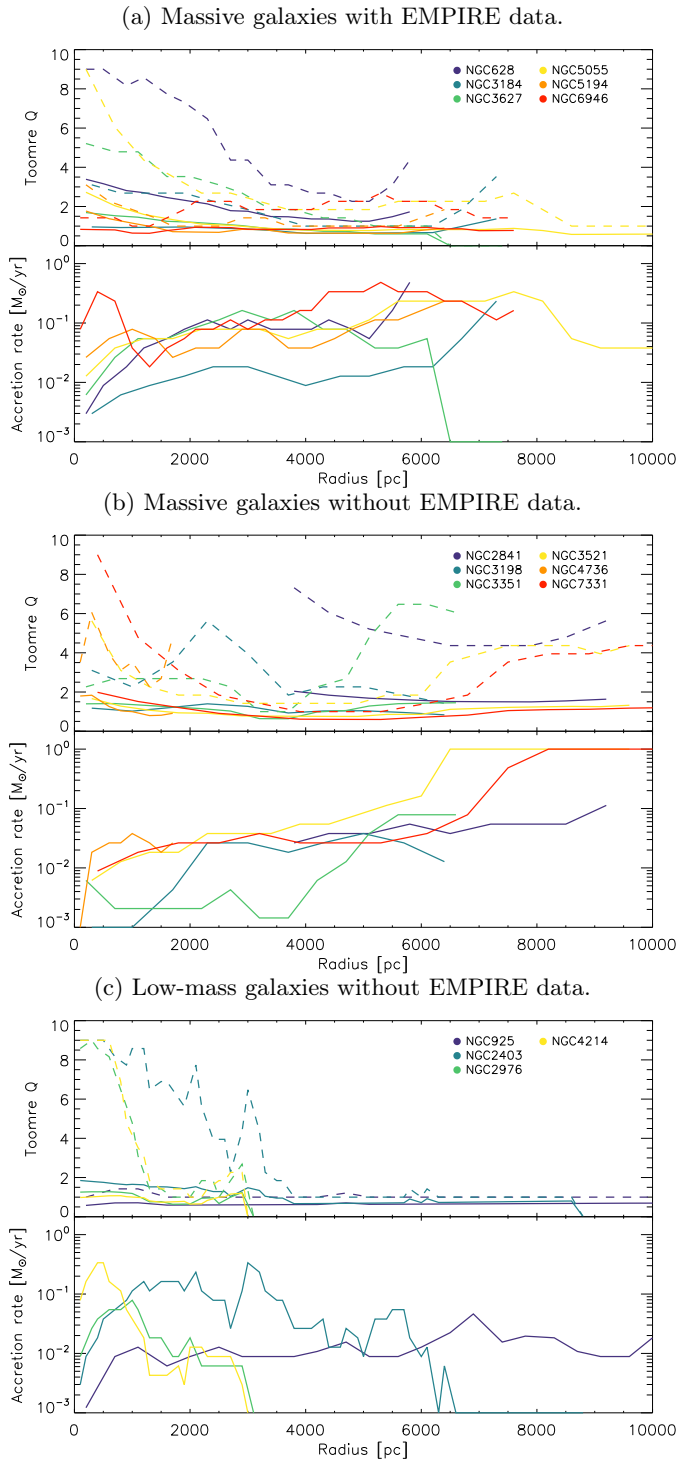


Fig. 6: Toomre parameter  $Q$  (solid:  $Q_{\text{tot}}$ ; dashed:  $Q_{\text{gas}}$ ) and mass accretion rate  $\dot{M}$  of the high-mass galaxies with EMPIRE data (upper panel), high-mass galaxies without EMPIRE data (middle panel), and low-mass galaxies (lower panel;  $M_* < 10^{10} M_{\odot}$ ).

## 8. Discussion

### 8.1. Low cosmic ray ionization rates $\zeta_{\text{CR}}$

As discussed in Sect. 7.3.1, our model requires particularly low ionization rates to reproduce the observed  $\text{HCO}^+$  radial profiles. Our initial assumption of  $\zeta_{\text{CR}} = 10^{-17} \text{ s}^{-1}$  corre-

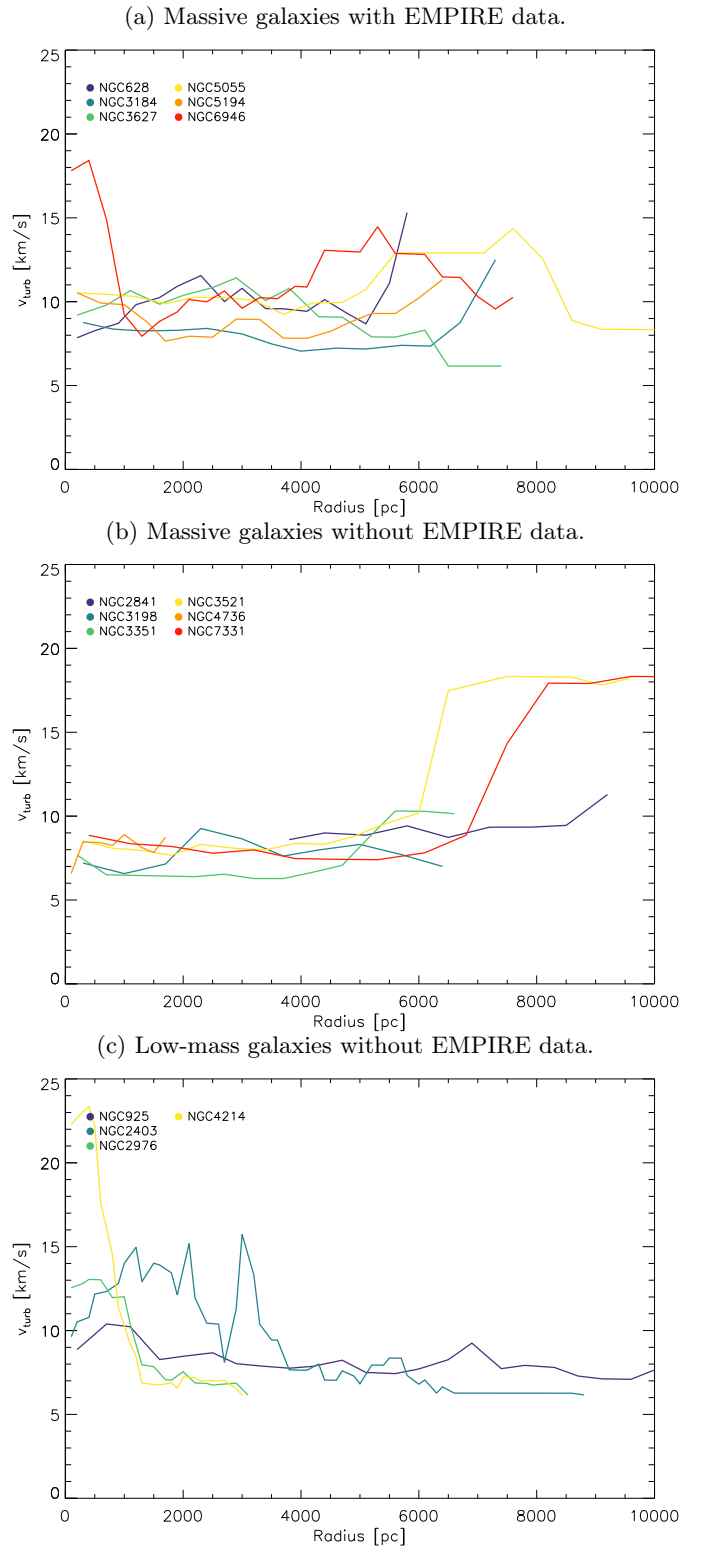


Fig. 7: Gas velocity dispersion profiles of the high-mass galaxies with EMPIRE data (upper panel), high-mass galaxies without EMPIRE data (middle panel), and low-mass galaxies (lower panel;  $M_* < 10^{10} M_{\odot}$ ).

sponds already to the lower limit suggested by Dalgarno (2006). In general, lower CR ionization rates are derived in gas of higher densities (Padovani et al. 2009, Neufeld & Wolfire 2017). For four out of six galaxies (NGC 628,

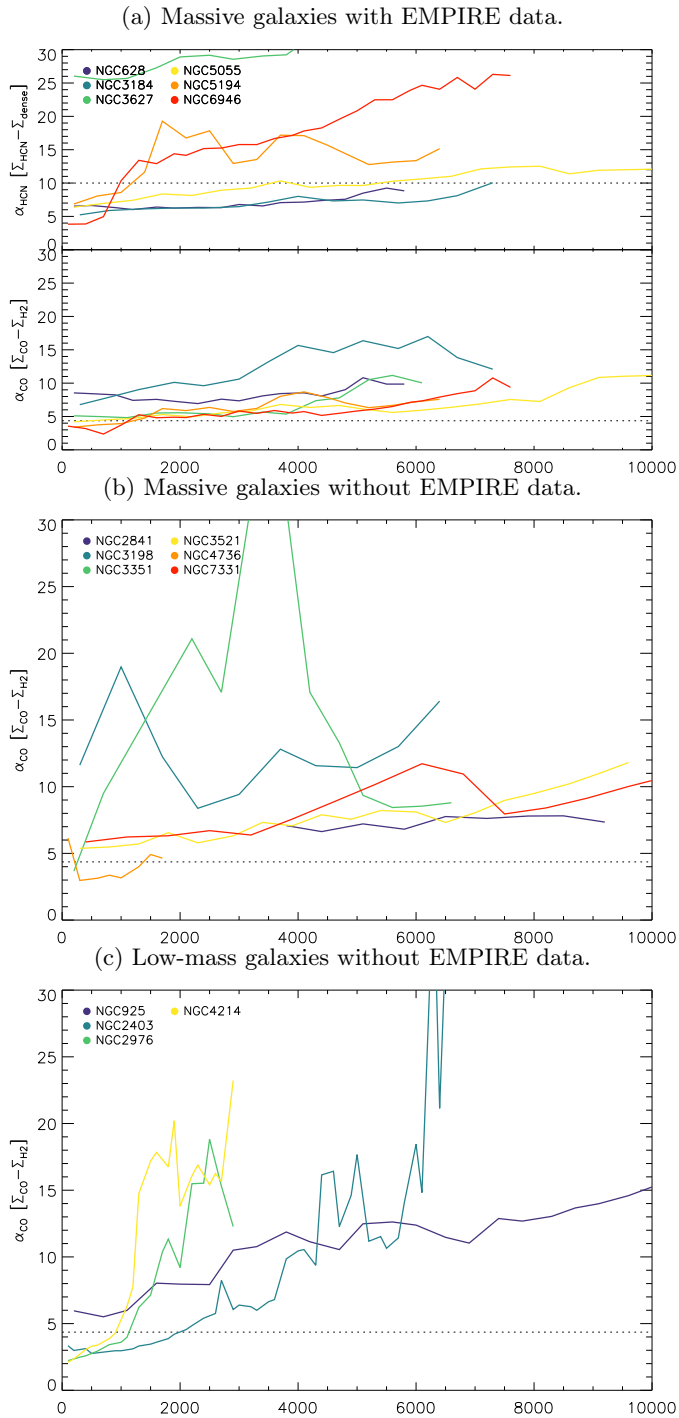


Fig. 8: CO-to-H<sub>2</sub> and HCN-to-dense gas conversion factors of the high-mass galaxies with EMPIRE data (upper panel), high-mass galaxies without EMPIRE data (middle panel), and low-mass galaxies (lower panel;  $M_* < 10^{10} M_\odot$ ).

NGC 3184, NGC 5055, and NGC 5194) the lowest CR ionization rate of  $\zeta_{\text{CR}} = 10^{-18} \text{s}^{-1}$  is required. The first two galaxies have particularly low gas surface densities below  $20 M_\odot/\text{pc}^2$ . We can only speculate that these galaxies have a low magnetic field and a significant fraction of the ionizing cosmic ray particles escape from the galactic gas disk in the vertical direction.

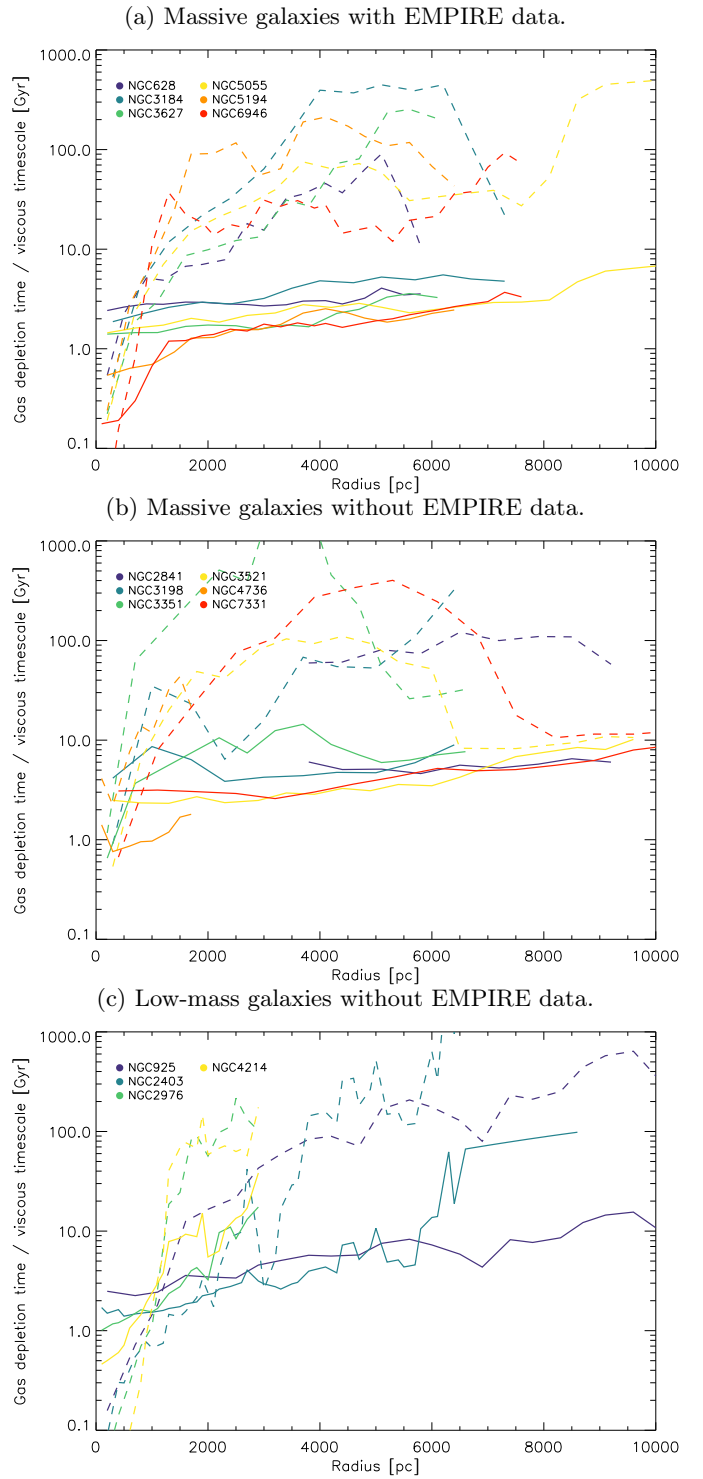


Fig. 9: Gas depletion (solid lines) and viscous timescale (dashed lines) of the high-mass galaxies with EMPIRE data (upper panel), high-mass galaxies without EMPIRE data (middle panel), and low-mass galaxies (lower panel;  $M_* < 10^{10} M_\odot$ ).

## 8.2. The CO conversion factor of NGC 6946

Bigiel et al. (2020) estimated the  $\alpha_{\text{CO}}$  conversion factor based on C[II] and CO radial profiles of NGC 6946, using the Accurso et al. (2017) model. They obtained an increasing trend for  $\alpha_{\text{CO}}$  with galactocentric radius, in broad

agreement with the metallicity gradient. This behavior is consistent with prior observational works based on a combination of HI, CO, and IR data involving the gas-to-dust ratio (e.g. [Sodroski et al. 1995](#), [Braine et al. 1997](#), [Sandstrom et al. 2013](#)). Our radial profile of  $\alpha_{\text{CO}}$  has approximately the same shape as that of [Bigiel et al. \(2020\)](#) but is about a factor of three higher. [Sandstrom et al. \(2013\)](#) determined the CO conversion factor via

$$\alpha_{\text{CO}} = \frac{1}{I_{\text{CO}}} (\text{GDR} \Sigma_{\text{D}} - \Sigma_{\text{HI}}). \quad (35)$$

An increase of the gas-to-dust ratio (GDR) leads to an increase of the CO conversion factor. With our inferred gas-to-dust ratio of  $\text{GDR} \sim 200$  for NGC 6946 (see Table 4), the CO conversion factor of [Sandstrom et al. \(2013\)](#) would increase to a value close to the Galactic conversion factor. We note that our determination of the gas-to-dust ratio is only based on the infrared photometry (Sect. 5).

### 8.3. The effects of CO photodissociation in low-mass galaxies

In an externally irradiated gas cloud, a significant  $\text{H}_2$  mass may lie outside the CO region, that is dark in the outer regions of the cloud where the gas phase carbon resides in C or  $\text{C}^+$ . In this region,  $\text{H}_2$  self-shields or is shielded by dust from UV photodissociation, whereas CO is photodissociated. Following [Wolfire et al. \(2010\)](#), the dark gas mass fraction for a cloud of constant density is

$$f_{\text{DG}} = \frac{M_{\text{H}_2} - M_{\text{CO}}}{M_{\text{H}_2}} = 1 - \left(1 - \frac{2\Delta A_{\text{V,DG}}}{A_{\text{V}}}\right)^3, \quad (36)$$

with

$$\Delta A_{\text{V,DG}} = 0.53 - 0.045 \ln\left(\frac{\dot{\Sigma}_* / (10^{-8} \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2} \text{ yr}^{-1})}{n_{\text{cl}}}\right) - 0.097 \ln\left(\frac{Z}{Z_{\odot}}\right), \quad (37)$$

and  $A_{\text{V}} = 2(Z/Z_{\odot})N_{\text{cl}}/(1.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2})$  where  $N_{\text{cl}}$  is the  $\text{H}_2$  column density. The CO mass fraction is then:

$$f_{\text{CO}} = f_{\text{H}_2} \left(1 - \frac{2\Delta A_{\text{V,DG}}}{A_{\text{V}}}\right)^3. \quad (38)$$

We tested the influence of the CO photo-dissociation on the observed CO brightness temperature for the low-mass galaxies where the effect is expected to be important (Fig. 10). In these galaxies we detected no significant effect. This is consistent with the fact that these galaxies are relatively CO-bright, meaning that CO emission is detected beyond the effective radius. In CO-dim galaxies as NGC 7793, it is expected that the effect of CO photo-dissociation is much stronger. With deep CO observations of CO-dim galaxies it will be possible to quantify the effect of CO-dark molecular gas.

### 8.4. Anomalous gas in NGC 2403

[Vollmer & Leroy \(2011\)](#) suggested that only low-mass galaxies ( $M_* < 10^{10} \text{ M}_{\odot}$ ) can sustain their star-formation rate through radial gas accretion within the galactic disk.

Within the framework of our model, this is only possible within the effective radius. In order to sustain star-formation through radial gas accretion within the thin gas disk, the gas mass has to be transported in a different way from large radii to the effective radius. In NGC 2403, [Fraternali et al. \(2002b\)](#) found a faint extended and kinematically anomalous gas component. The cold HI disk is surrounded by a thick and clumpy HI layer characterised by slow rotation and infall motion ( $10\text{-}20 \text{ km s}^{-1}$ ) towards the center. The gas surface density of the anomalous component is about  $1 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . The mass accretion rate is given by:

$$\dot{M} = 2\pi\nu\Sigma = 2\pi Rv_{\text{R}}\Sigma \sim 0.3 \text{ M}_{\odot}/\text{yr}, \quad (39)$$

see also [Fraternali et al. \(2002a\)](#). This is exactly the radial mass accretion rate found by our model at the effective radius (Fig. B.13). Therefore, we suggest that the fuel for star-formation reaches the effective radius from outside via a thick disk component. From the effective radius inward the gas is transported radially through turbulent gas viscosity, fully sustaining star-formation. We can only speculate that a comparable mechanism acts in the other low-mass galaxies in our sample.

## 9. Conclusions

The model of a turbulent clumpy gas accretion disk of [Vollmer et al. \(2017\)](#) was used to calculate the SFR, HI, CO(1-0), CO(2-1), HCN(1-0), and  $\text{HCN}^+$  radial profiles of a sample of 16 nearby spiral galaxies observed within the THINGS survey and partly observed with the EMPIRE survey. Within the model large-scale properties considered are the gas surface density, density, disk height, turbulent driving length scale, velocity dispersion, gas viscosity, volume filling factor, and molecular fraction. Small-scale properties are the mass, size, density, turbulent, free-fall, molecular formation timescales of the most massive self-gravitating gas clouds. These quantities depend on the stellar surface density, the angular velocity  $\Omega$ , the disk radius  $R$ , and three free parameters, which are the Toomre parameter  $Q$  of the gas, the mass accretion rate  $\dot{M}$ , and the ratio  $\delta$  between the driving length scale of turbulence and the cloud size. In addition, Galactic scaling laws for the dependence of the gas density and velocity dispersion on the cloud size were included in the model. The gas temperature was calculated through the equilibrium between turbulent mechanical heating and molecular line cooling. The molecular abundances were determined via NAUTILUS ([Hersant et al. 2009](#)) and the molecular line emission via RADEX ([van der Tak et al. 2007](#)).

For different values of  $\delta$  we determined the free parameters  $Q$  and  $\dot{M}$  for each radius using three independent measurements of the radial profiles of the neutral gas (HI), molecular gas (CO, HCN), and SFR (FUV +  $24\mu\text{m}$ ). A sample of 16 local spiral galaxies from [Leroy et al. \(2008\)](#) is used in the analysis. The model also yields the FIR radial profiles, which can be directly compared to Herschel data as a validation of the our SFR recipe based on FUV and  $24\mu\text{m}$  data. Furthermore, we determined the cosmic ray ionization rate by comparing the model  $\text{HCO}^+(1-0)$  emission radial profile to EMPIRE observations ([Jiménez-Donaire et al. 2019](#)).

Based on the simultaneous model fitting of the radial profiles of the total SFR, HI, CO, HCN, and  $\text{HCO}^+$ , we conclude that

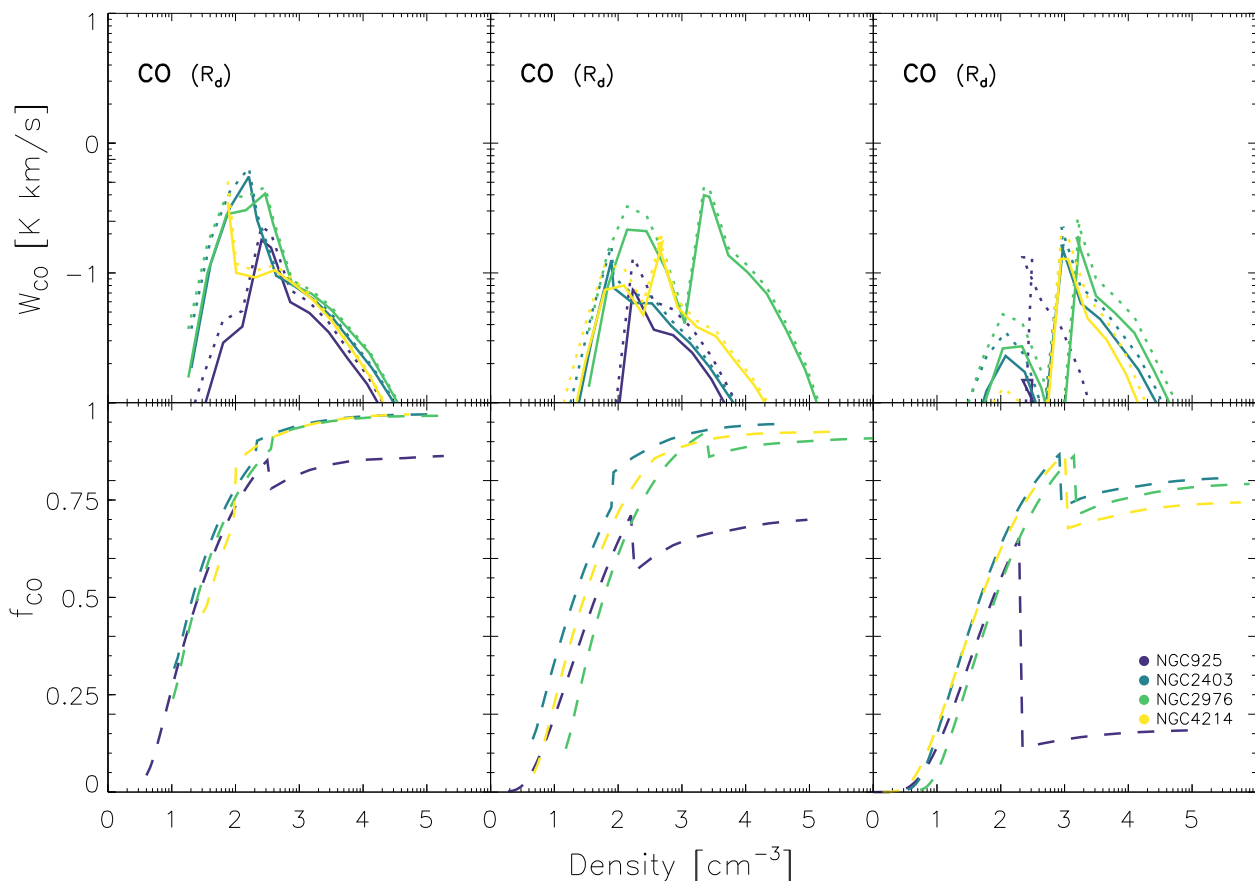


Fig. 10: Upper panels: integrated CO line intensity as a function of density for the four low-mass galaxies. Dotted lines: with, solid lines: without CO photodissociation. Lower panel: CO mass fraction including CO photo-dissociation as a function of density (Eq. 38).

1. the Toomre parameter  $Q_{\text{tot}}$  exceeds unity in the inner disk of a significant number of galaxies (Fig. 6). In two galaxies,  $Q_{\text{tot}}$  also exceeds unity in the outer disk. Thus, in spirals galaxies  $Q_{\text{tot}} = 1$  is not mandatory.
2. The model gas velocity dispersions are consistent with the observed HI velocity dispersions (Fig. 7).
3. In most of the six galaxies observed by the EMPIRE survey the model cosmic ray ionization rate is found to be significantly smaller than  $\zeta_{\text{CR}} = 10^{-17} \text{ s}^{-1}$  (Table 5). For four out of six galaxies we found  $\zeta_{\text{CR}} = 10^{-18} \text{ s}^{-1}$ .
4. Within our model HCN and HCO<sup>+</sup> is already detectable in relatively low-density gas ( $\sim 1000 \text{ cm}^{-3}$ ; Fig. 5). The model HCN(1-0) and HCO<sup>+</sup>(1-0) line emission traces densities of several  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  (Table 6).
5. The derived HCN conversion factors are consistent with  $\alpha_{\text{HCN}} = 10 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$  of Gao & Solomon (2004) within a factor of two and increase with galactic radius (Fig. 8).
6. The derived CO conversion factor of most of the massive galaxies ( $M_{*} > 10^{10} \text{ M}_{\odot}$ ) is close to the Galactic value and increases slightly with galactic radius (Fig. 8).
7. In low-mass galaxies ( $M_{*} < 10^{10} \text{ M}_{\odot}$ ) the CO conversion factor can increase steeply with radius (Fig. 8).
8. CO-dark gas mass is not relevant in the CO-bright low-mass galaxies (Fig. 10).
9. In all galaxies the molecular gas depletion timescale ranges between 1 and 5 Gyr (Fig. 9).
10. In almost all massive galaxies the viscous timescale greatly exceeds the star formation timescale (Fig. 9).
11. In the low-mass galaxies the viscous timescale is smaller than the star formation timescale for  $R \lesssim R_{\text{eff}}$ . Thus, the star formation rate can be sustained by radial mass inflow within the galactic disk within the effective radius (Fig. 9).
12. We suggest that the fuel for star-formation reaches the effective radius from outside via a thick gas disk component as in NGC 2403 (Sect. 8.4).

In the absence of gas accretion from the galactic halo, the galaxies will undergo starvation (Larson et al. 1980), the cold gas is exhausted by the star formation activity of the galaxy itself. This naturally leads to  $Q_{\text{tot}} > 1$ .

The combination of a large-scale model of a turbulent clumpy star-forming galactic gas disk with local scaling relation based on Galactic observations is thus able to simultaneously reproduce SFR, IR, HI, CO, HCN, and HCO<sup>+</sup> radial profiles of local spiral galaxies. The resulting gas velocity dispersion and CO and HCN conversion factors are in agreement with those found in the literature. As a potential next step, the model can be applied to high-resolution observations of ultra-luminous infrared galaxies (ULIRGs) and high-z star forming galaxies.

## References

- Accurso, G., Saintonge, A., Catinella, B., et al. 2017, MNRAS, 470, 4750  
 Battisti, A. J. & Heyer, M. H. 2014, ApJ, 780, 173



- Bigiel, F., de Looze, I., Krabbe, A., et al. 2020, ApJ, 903, 30
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, AJ, 136, 2846
- Boissier, S., Prantzos, N., Boselli, A., & Gavazzi, G. 2003, MNRAS, 346, 1215
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013, ARA&A, 51, 207
- Braine, J., Guelin, M., Dumke, M., et al. 1997, A&A, 326, 963
- Caldú-Primo, A., Schrubba, A., Walter, F., et al. 2013, AJ, 146, 150
- da Cunha, E., Groves, B., Walter, F., et al. 2013, ApJ, 766, 13
- Dalgarno, A. 2006, Proceedings of the National Academy of Science, 103, 12269
- Draine, B. T. & Bertoldi, F. 1996, ApJ, 468, 269
- Dumouchel, F., Faure, A., & Lique, F. 2010, MNRAS, 406, 2488
- Ellison, S. L., Lin, L., Thorp, M. D., et al. 2021, MNRAS, 501, 4777
- Elmegreen, B. G. 1989, ApJ, 338, 178
- Elmegreen, B. G. & Scalo, J. 2004, ARA&A, 42, 211
- Flower, D. R. 1999, MNRAS, 305, 651
- Fraternali, F., Cappi, M., Sancisi, R., & Oosterloo, T. 2002a, ApJ, 578, 109
- Fraternali, F., van Moorsel, G., Sancisi, R., & Oosterloo, T. 2002b, AJ, 123, 3124
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 2004, ApJ, 606, 271
- Gil de Paz, A., Boissier, S., Madore, B. F., et al. 2007, ApJS, 173, 185
- Green, S. & Thaddeus, P. 1976, ApJ, 205, 766
- Heiderman, A., Evans, Neal J., I., Allen, L. E., Huard, T., & Heyer, M. 2010, ApJ, 723, 1019
- Hersant, F., Wakelam, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., & Herbst, E. 2009, A&A, 493, L49
- Heyer, M., Krawczyk, C., Duval, J., & Jackson, J. M. 2009, ApJ, 699, 1092
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1997, ARA&A, 35, 179
- Ianjamasimanana, R., de Blok, W. J. G., Walter, F., et al. 2015, AJ, 150, 47
- Indriolo, N., Geballe, T. R., Oka, T., & McCall, B. J. 2007, ApJ, 671, 1736
- Indriolo, N. & McCall, B. J. 2012, ApJ, 745, 91
- Jiménez-Donaire, M. J., Bigiel, F., Leroy, A. K., et al. 2019, ApJ, 880, 127
- Kauffmann, J., Goldsmith, P. F., Melnick, G., et al. 2017, A&A, 605, L5
- Kennicutt, Robert C., J. 1998a, ARA&A, 36, 189
- Kennicutt, Robert C., J. 1998b, ApJ, 498, 541
- Kennicutt, Robert C., J., Armus, L., Bendo, G., et al. 2003, PASP, 115, 928
- Kregel, M., van der Kruit, P. C., de Blok, W. J. G., & Freeman, K. C. 2002, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 275, Disks of Galaxies: Kinematics, Dynamics and Perturbations, ed. E. Athanassoula, A. Bosma, & R. Mujica, 47–48
- Krumholz, M. R., Dekel, A., & McKee, C. F. 2012, ApJ, 745, 69
- Krumholz, M. R., McKee, C. F., & Tumlinson, J. 2008, ApJ, 689, 865
- Krumholz, M. R., McKee, C. F., & Tumlinson, J. 2009, ApJ, 693, 216
- Larson, R. B. 1979, MNRAS, 186, 479
- Larson, R. B. 1981, MNRAS, 194, 809
- Larson, R. B., Tinsley, B. M., & Caldwell, C. N. 1980, ApJ, 237, 692
- 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
- Liszt, H. S. & Pety, J. 2016, ApJ, 823, 124
- Lizée, T., Vollmer, B., Braine, J., & Nehlig, F. 2021, A&A, 645, A111
- Lombardi, M., Alves, J., & Lada, C. J. 2010, A&A, 519, L7
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004, Reviews of Modern Physics, 76, 125
- Mangum, J. G. & Shirley, Y. L. 2015, PASP, 127, 266
- Moustakas, J., Kennicutt, Robert C., J., Tremonti, C. A., et al. 2010, ApJS, 190, 233
- Neufeld, D. A. & Wolfire, M. G. 2017, ApJ, 845, 163
- Padoan, P., Nordlund, A., & Jones, B. J. T. 1997, MNRAS, 288, 145
- Padovani, M., Galli, D., & Glassgold, A. E. 2009, A&A, 501, 619
- Pety, J., Guzmán, V. V., Orkisz, J. H., et al. 2017, A&A, 599, A98
- Quiroga, R. J. 1983, Ap&SS, 93, 37
- Retes-Romero, R., Mayya, Y. D., Luna, A., & Carrasco, L. 2017, ApJ, 839, 113
- Sandstrom, K. M., Leroy, A. K., Walter, F., et al. 2013, ApJ, 777, 5
- Schmidt, M. 1959, ApJ, 129, 243
- Schoeier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 2005, VizieR Online Data Catalog, J/A+A/432/369
- Sodroski, T. J., Odegard, N., Dwek, E., et al. 1995, ApJ, 452, 262
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, ApJ, 319, 730
- Spitzer, Lyman, J. & Tomasko, M. G. 1968, ApJ, 152, 971
- Toomre, A. 1964, ApJ, 139, 1217
- Utomo, D., Sun, J., Leroy, A. K., et al. 2018, ApJ, 861, L18
- van der Tak, F. F. S., Black, J. H., Schöier, F. L., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. 2007, A&A, 468, 627
- van Dishoeck, E. F. & Black, J. H. 1986, ApJS, 62, 109
- Vollmer, B. & Beckert, T. 2003, A&A, 404, 21
- Vollmer, B., Braine, J., Mazzilli-Ciraulo, B., & Schneider, B. 2021a, arXiv e-prints, arXiv:2101.07092
- Vollmer, B., Braine, J., Mazzilli-Ciraulo, B., & Schneider, B. 2021b, A&A, 647, A138
- Vollmer, B., Gratier, P., Braine, J., & Bot, C. 2017, A&A, 602, A51
- Vollmer, B. & Leroy, A. K. 2011, AJ, 141, 24
- Walter, F., Brinks, E., de Blok, W. J. G., et al. 2008, AJ, 136, 2563
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., & McKee, C. F. 2010, ApJ, 716, 1191
- Wolfire, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. 2003, ApJ, 587, 278
- Wu, J., Evans, Neal J., I., Shirley, Y. L., & Knez, C. 2010, ApJS, 188, 313
- Yang, B., Stancil, P. C., Balakrishnan, N., & Forrey, R. C. 2010, ApJ, 718, 1062

## Appendix A: Star formation recipes

The star formation recipes of [Krumholz et al. \(2012\)](#); Eq. 16) is compared to our recipe (Eq. 15) in Fig. A.1. Both prescriptions lead to comparable radial profiles of the SFR.

## Appendix B: Other galaxies best-fit models

The model and observed H $\alpha$ , SFR, molecular line and IR emission radial profiles are presented in the upper part of each figure for the different galaxies of our sample. The model parameters and derived physical quantities are shown in the lower parts of the figures.



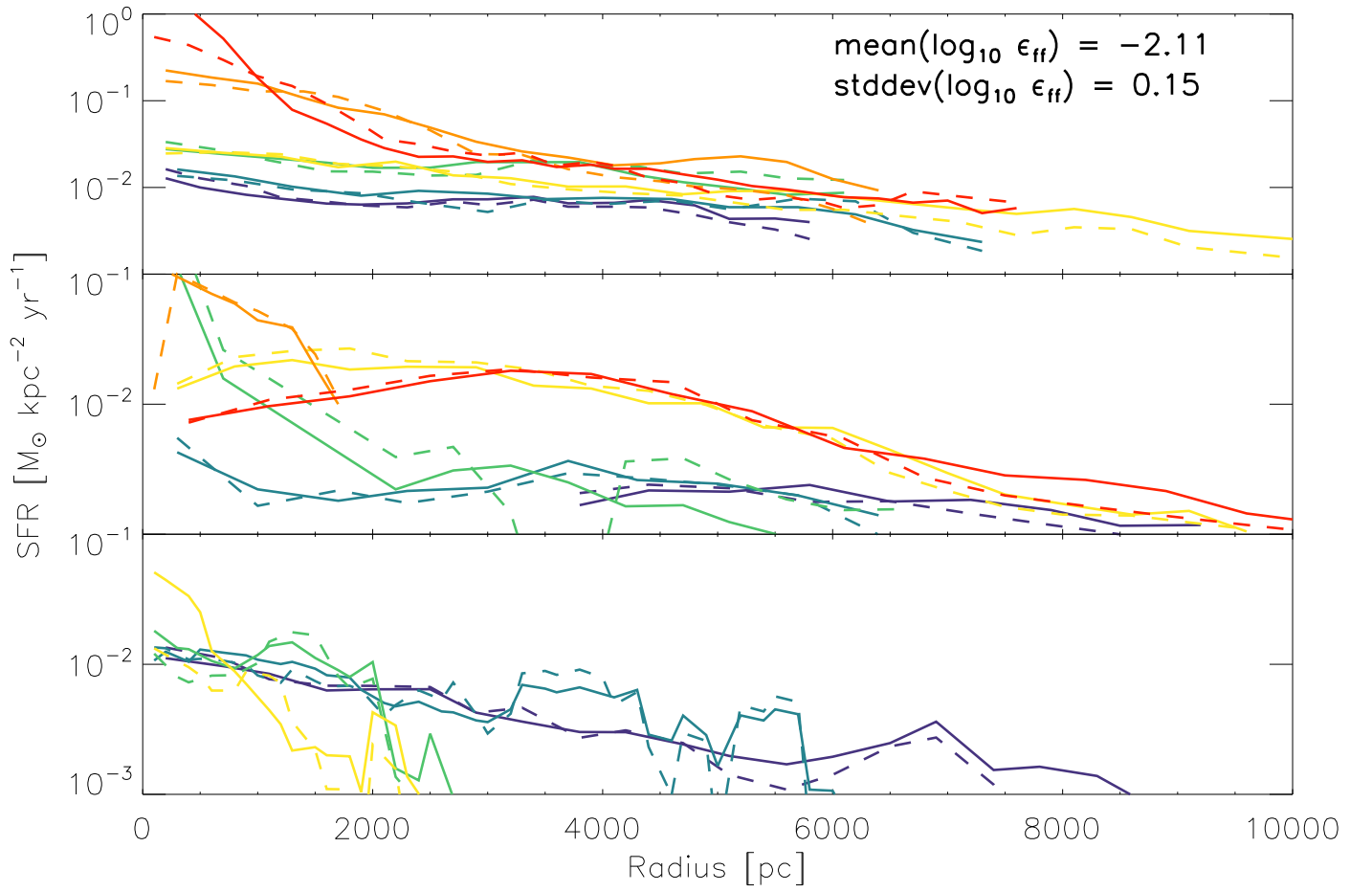


Fig. A.1: Star formation rate per unit area as a function of galactic radius. Upper panel: massive galaxies with EMPIRE data. Middle panel: massive galaxies without EMPIRE data. Lower panel: low-mass galaxies. Solid lines: our model SFR prescription (Eq. 15). Dashed lines: Krumholz et al. 2012 prescription; Eq. 16.

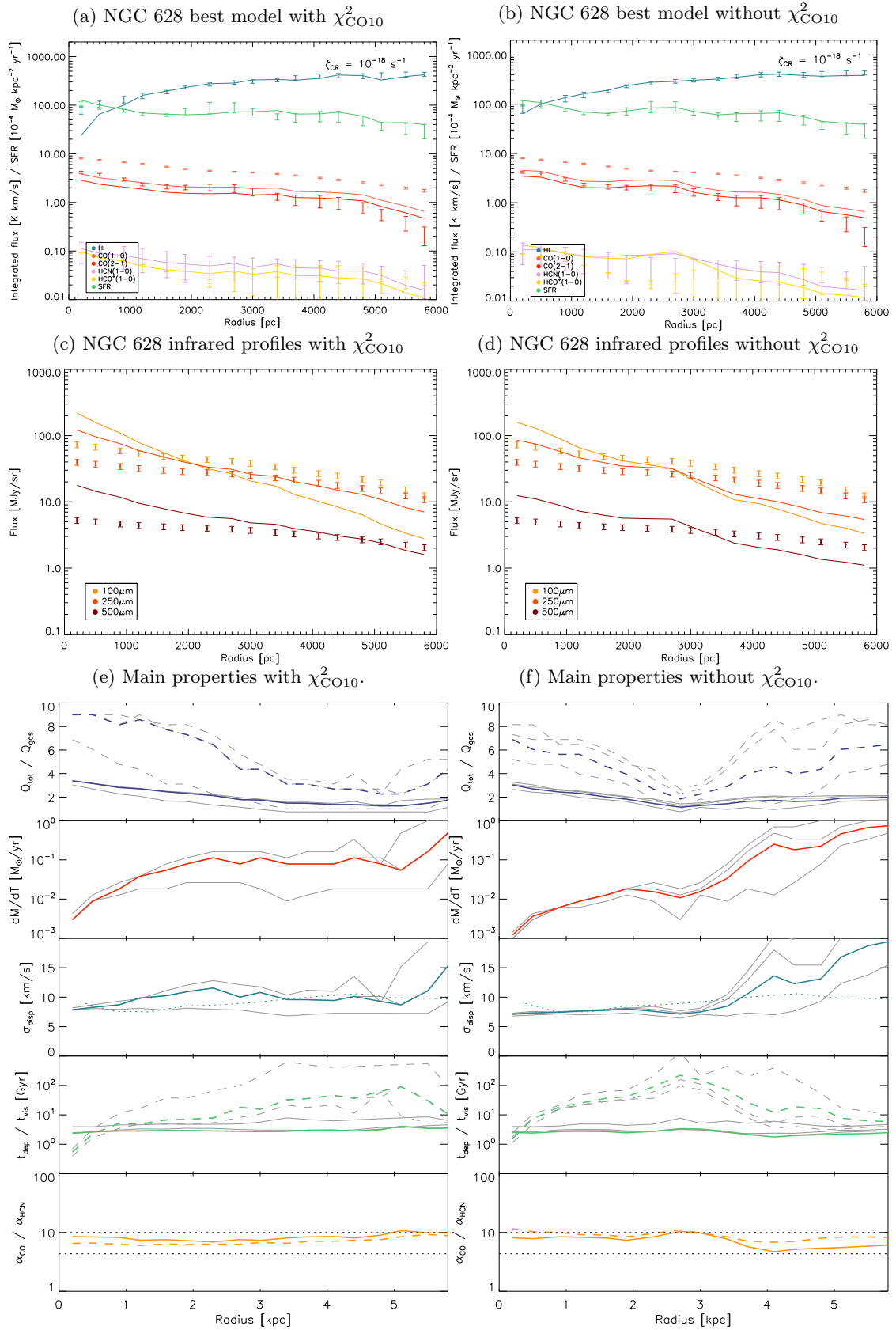


Fig. B.1: NGC 628 best-fit models, infrared profiles and radial profiles of main physical quantities. See Figs. 1 and 2 for explanations.

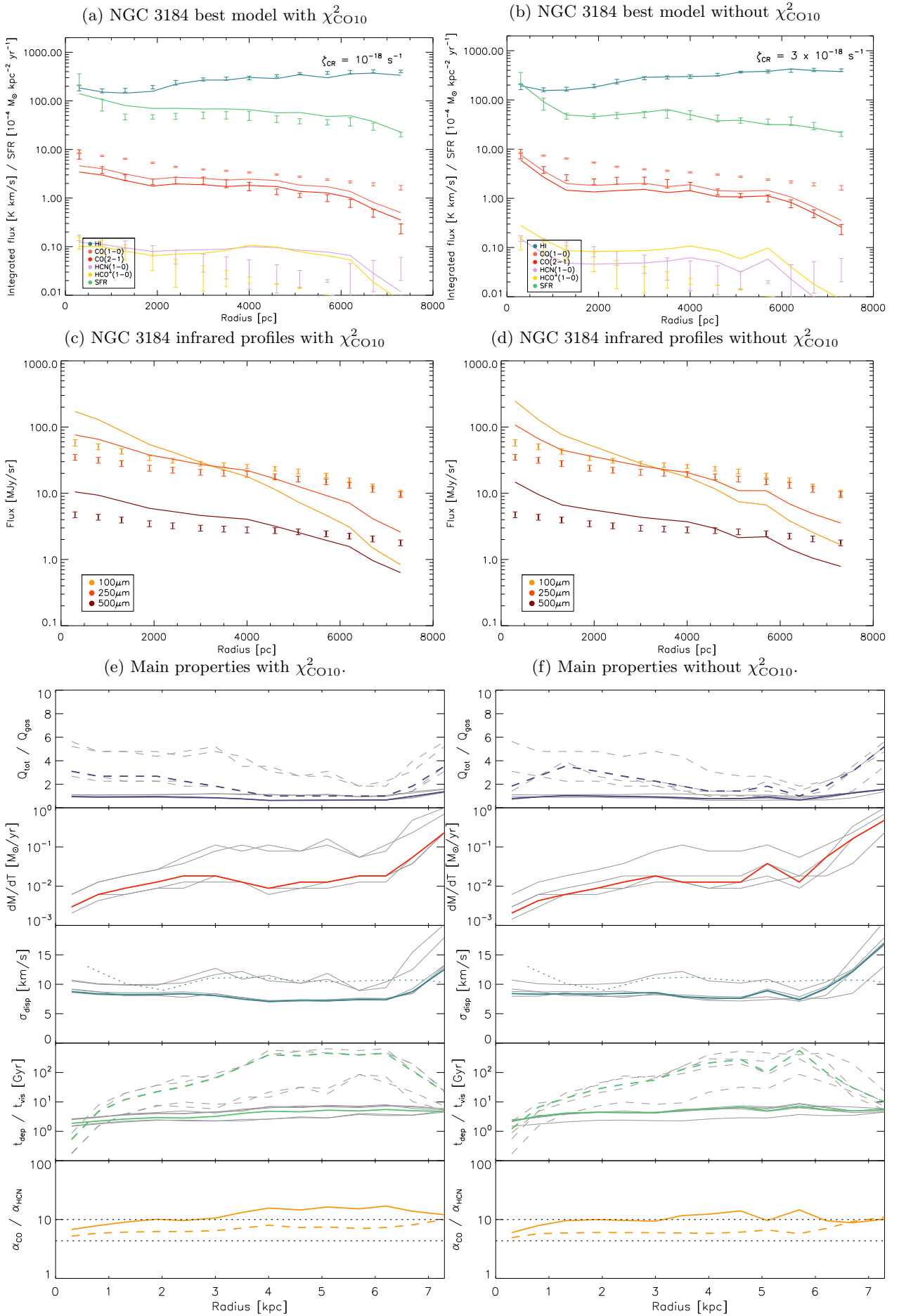


Fig. B.2: Same as Fig. B.1 for NGC 3184.

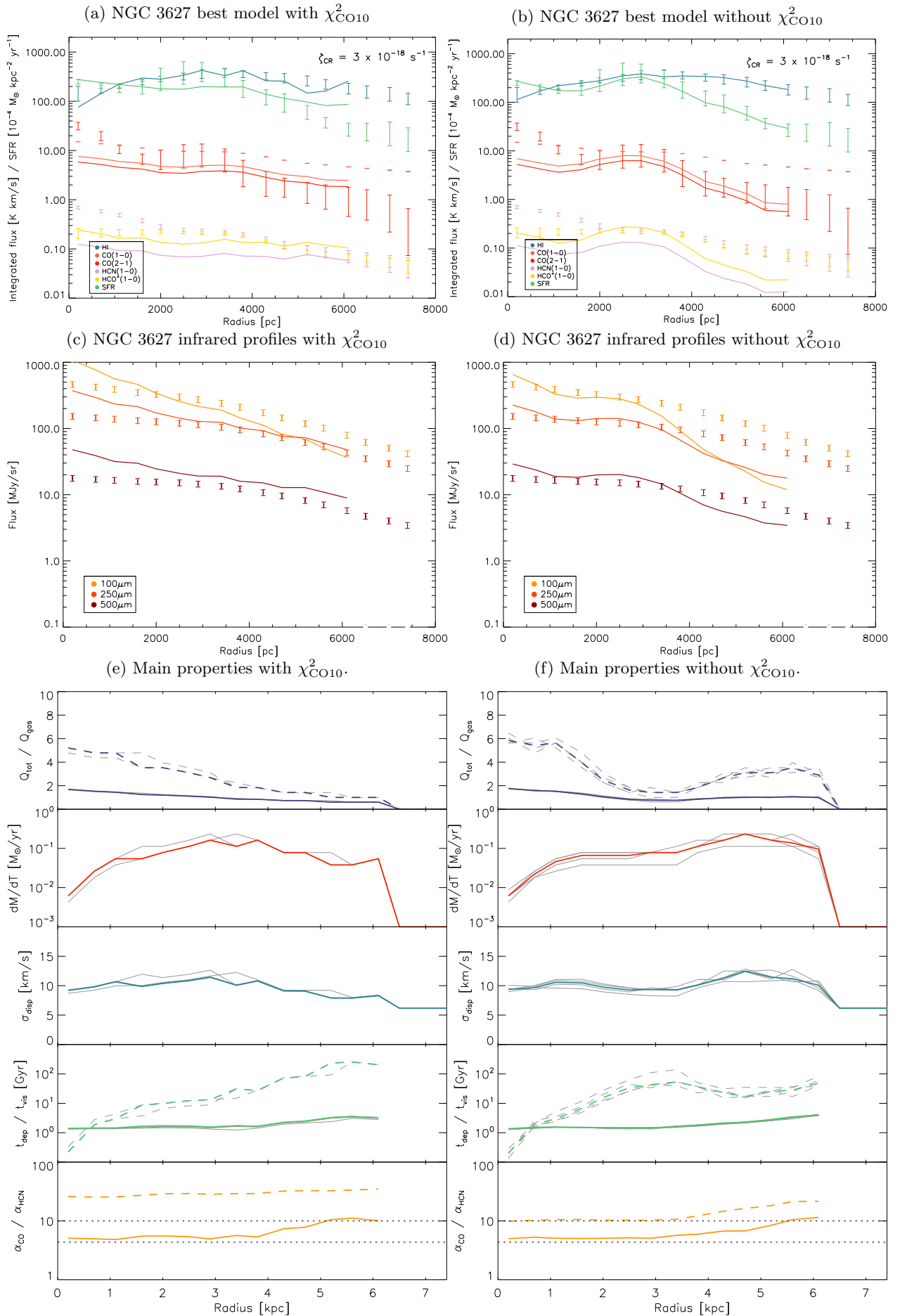


Fig. B.3: Same as Fig. B.1 for NGC 3627.

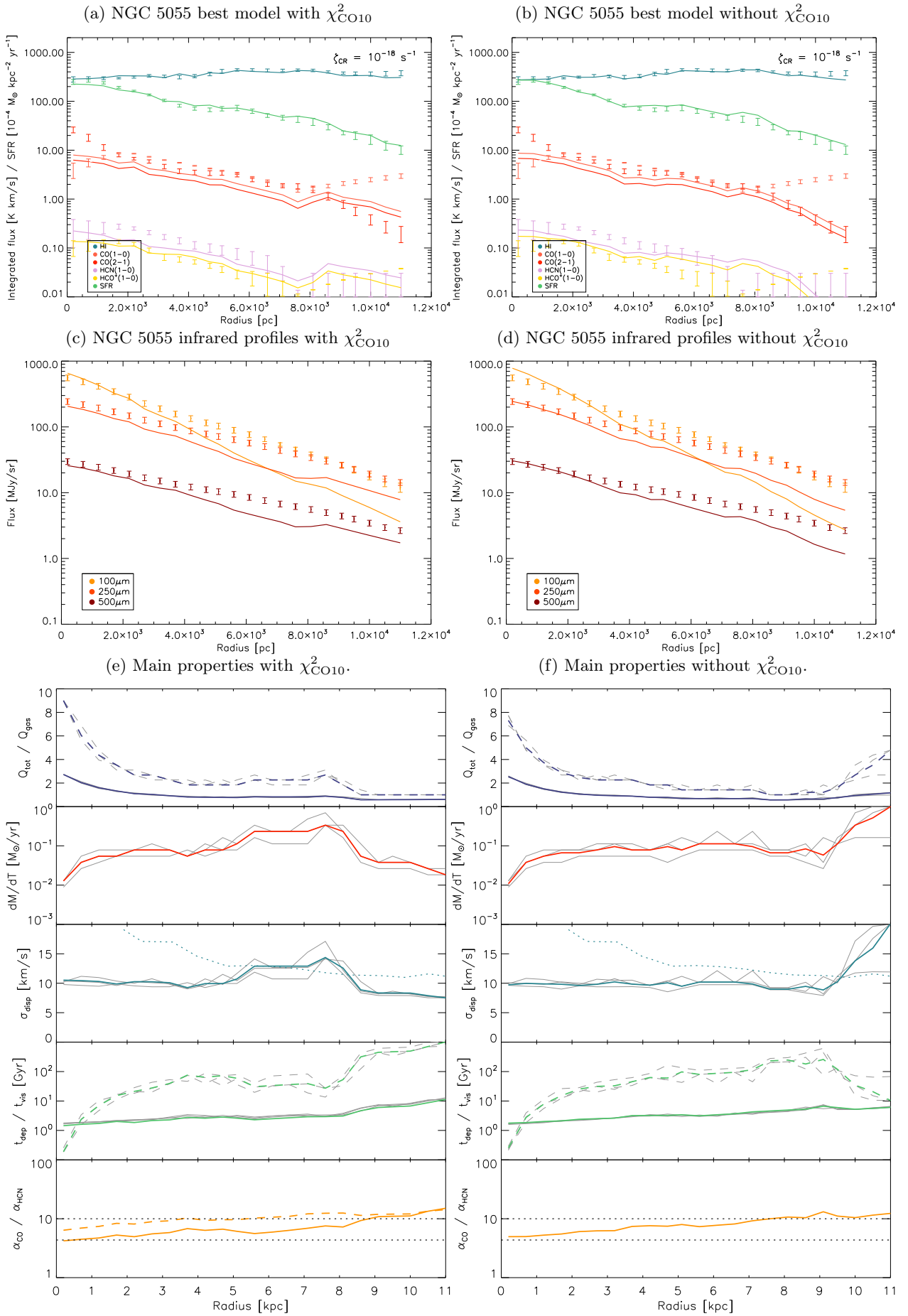


Fig. B.4: Same as Fig.B.1 for NGC 5055.

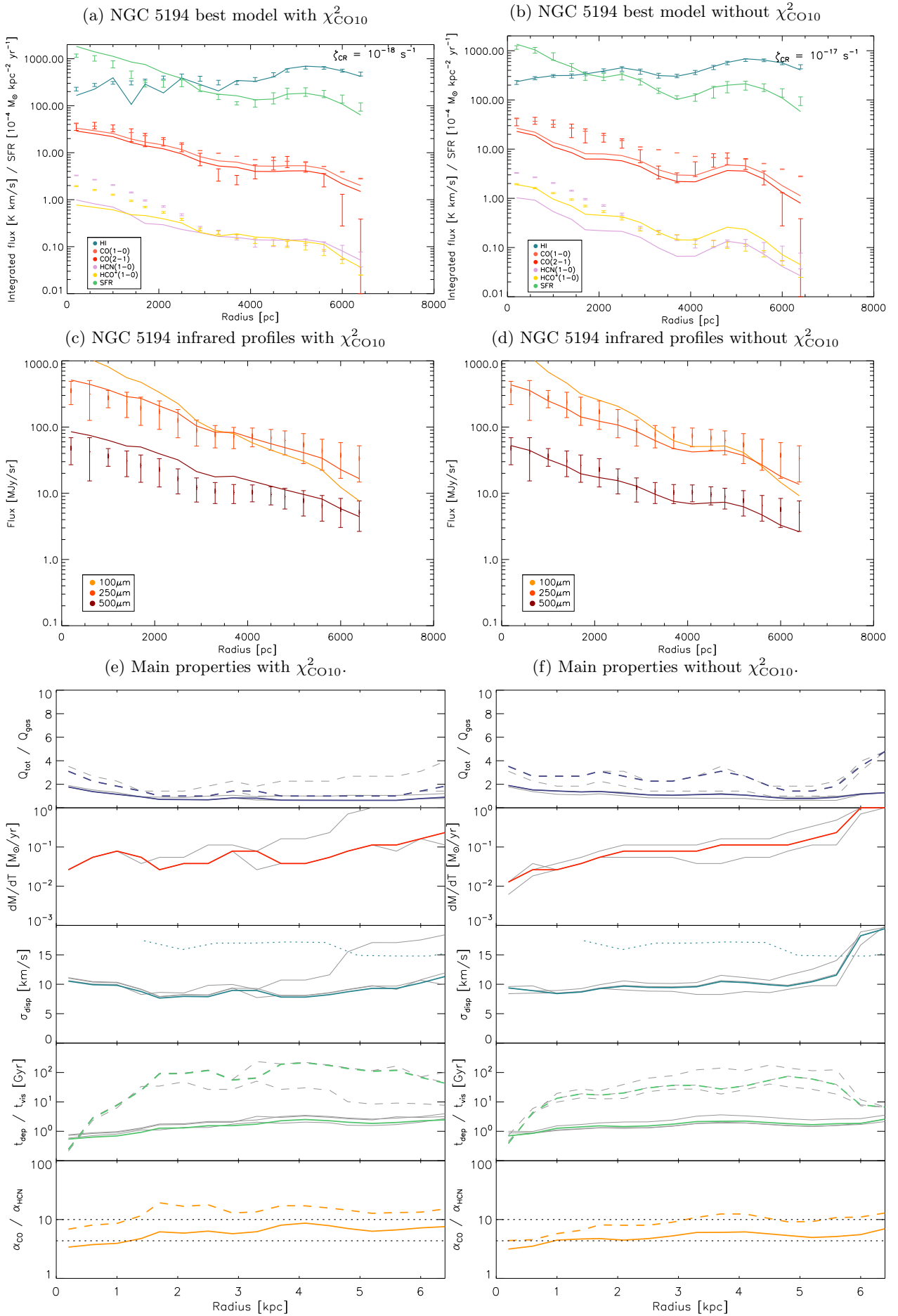


Fig. B.5: Same as Fig. B.1 for NGC 5194.

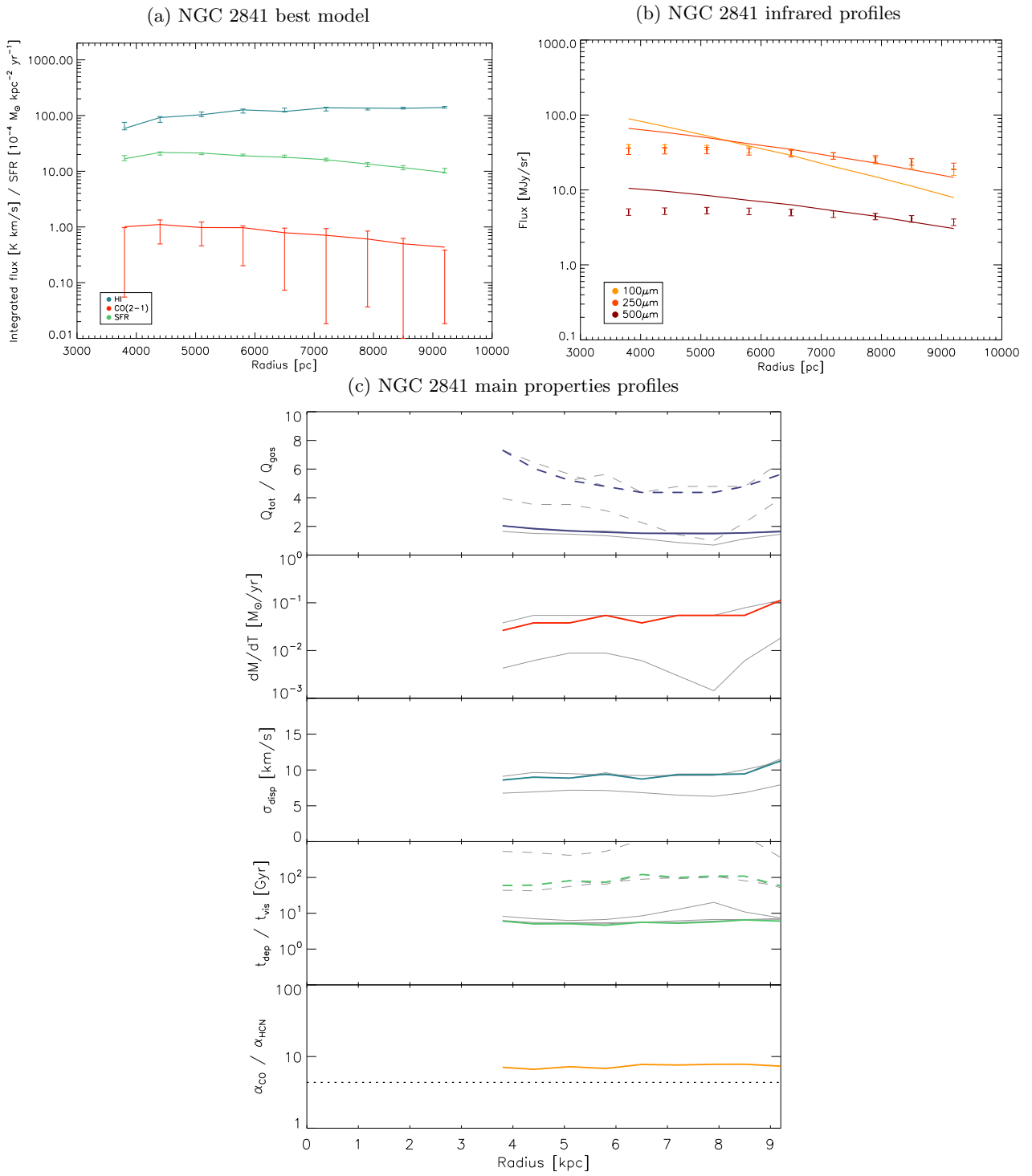


Fig. B.6: As Fig. B.1 for NGC 2841.



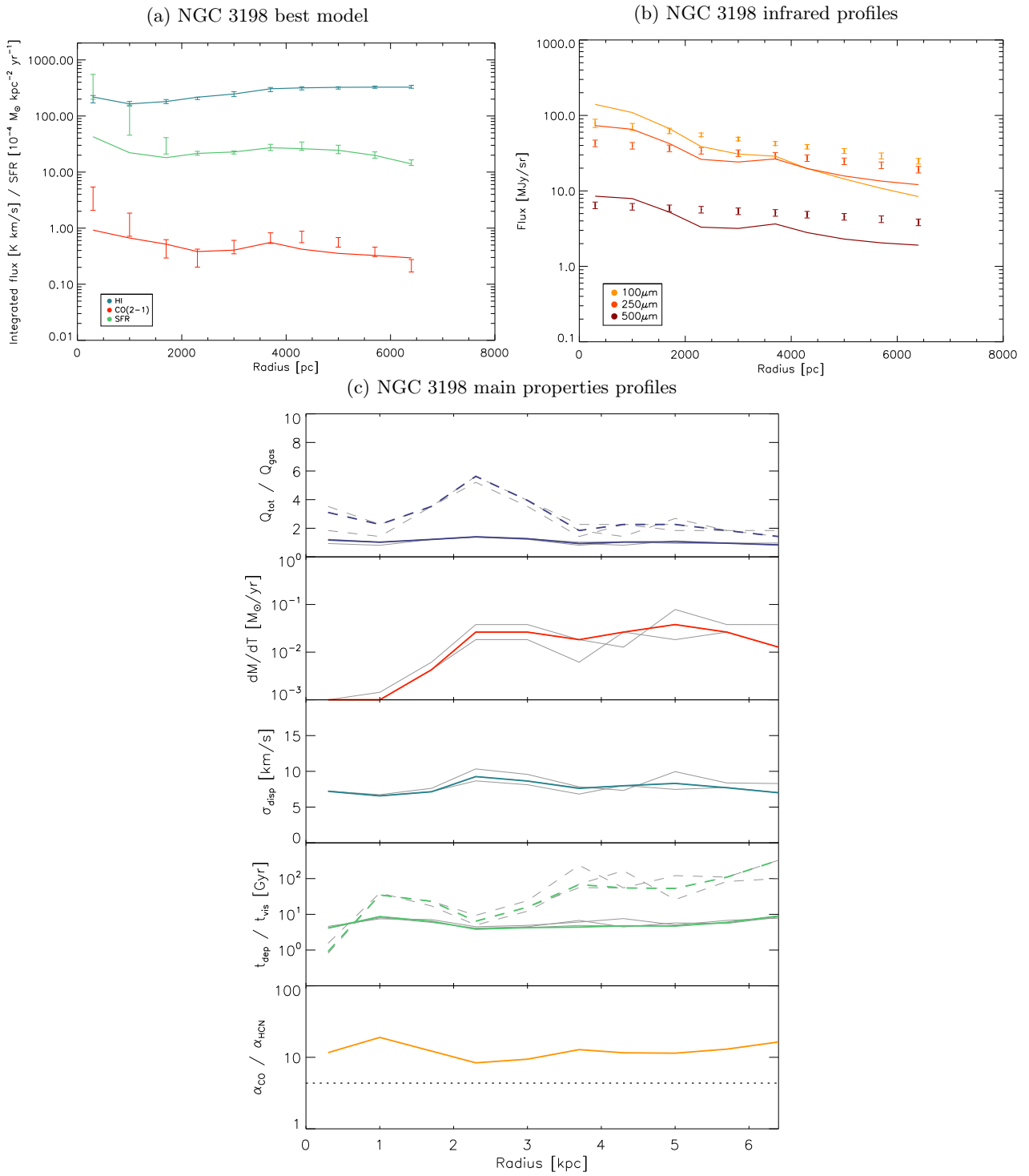


Fig. B.7: As Fig. B.1 for NGC 3198.

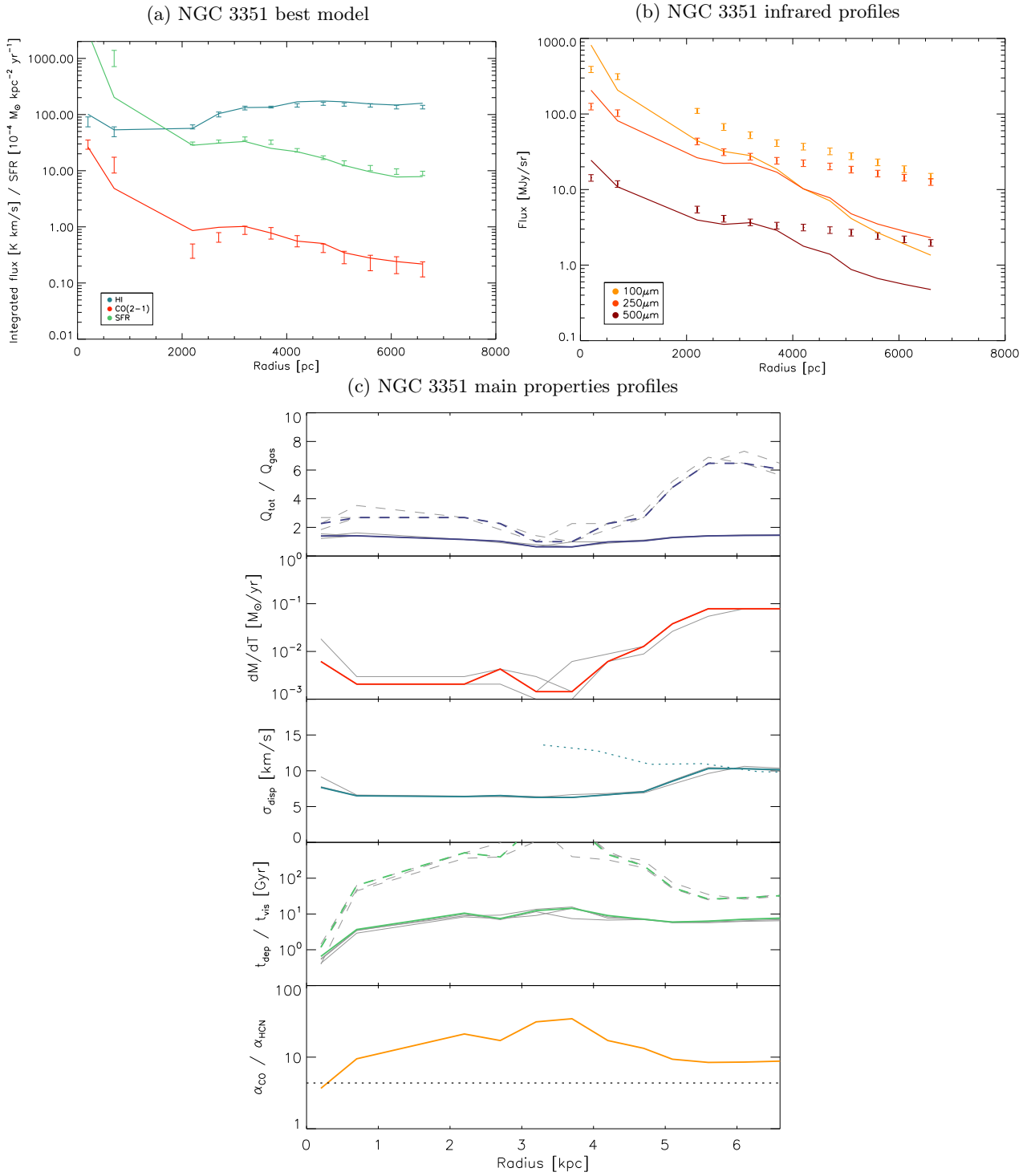


Fig. B.8: As Fig. B.1 for NGC 3351.

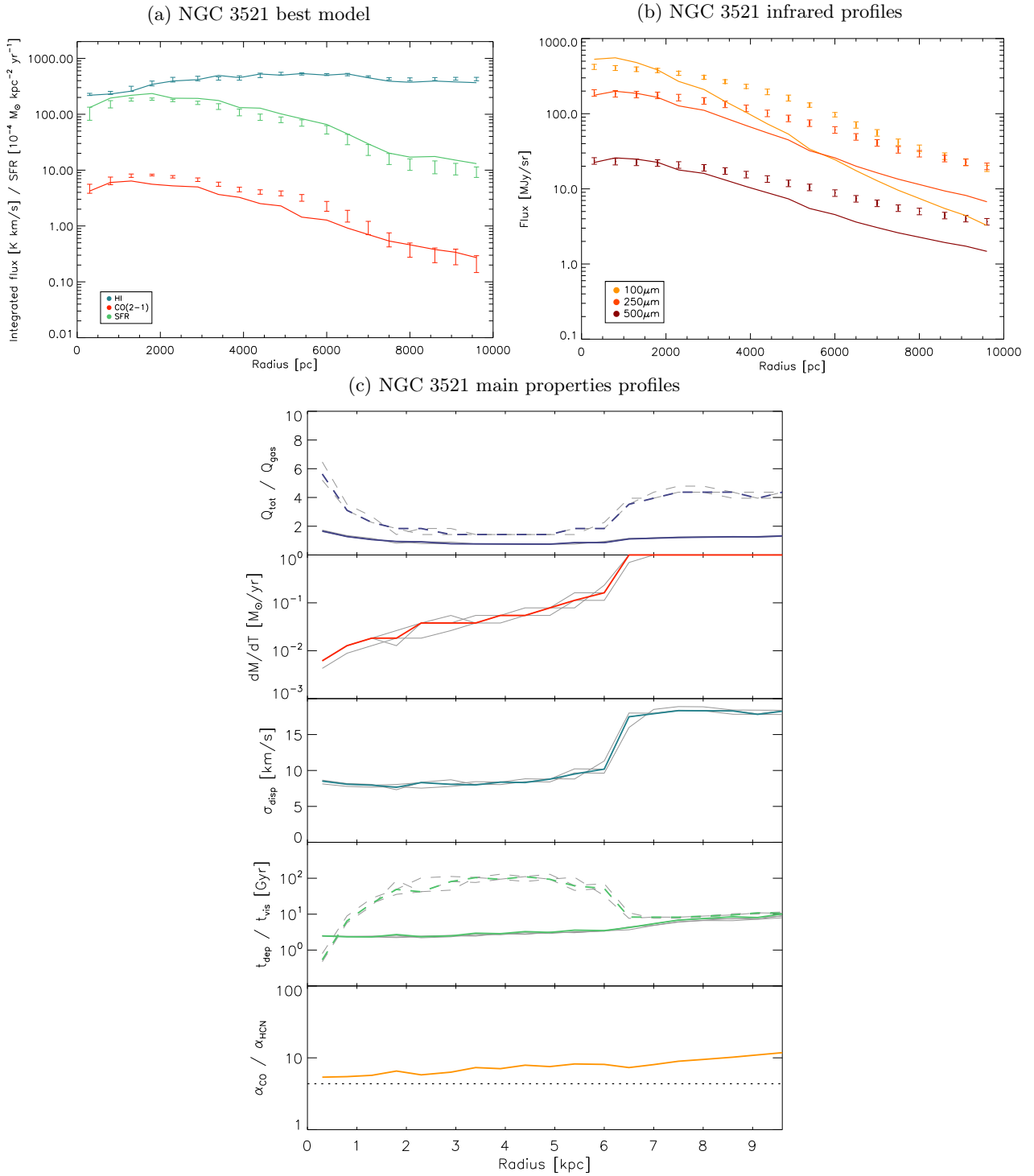


Fig. B.9: As Fig. B.1 for NGC 3521.

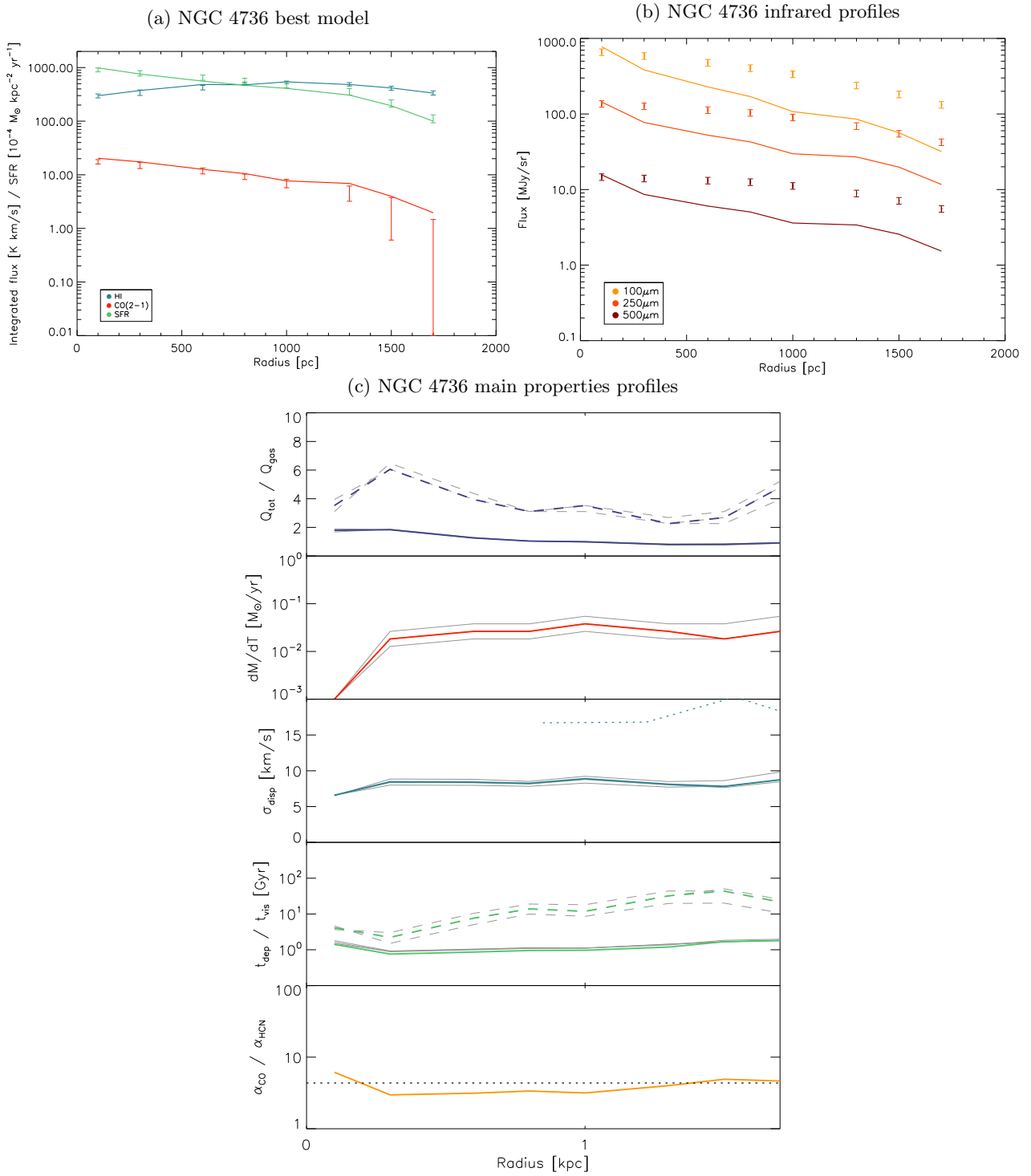


Fig. B.10: As Fig. B.1 for NGC 4736.

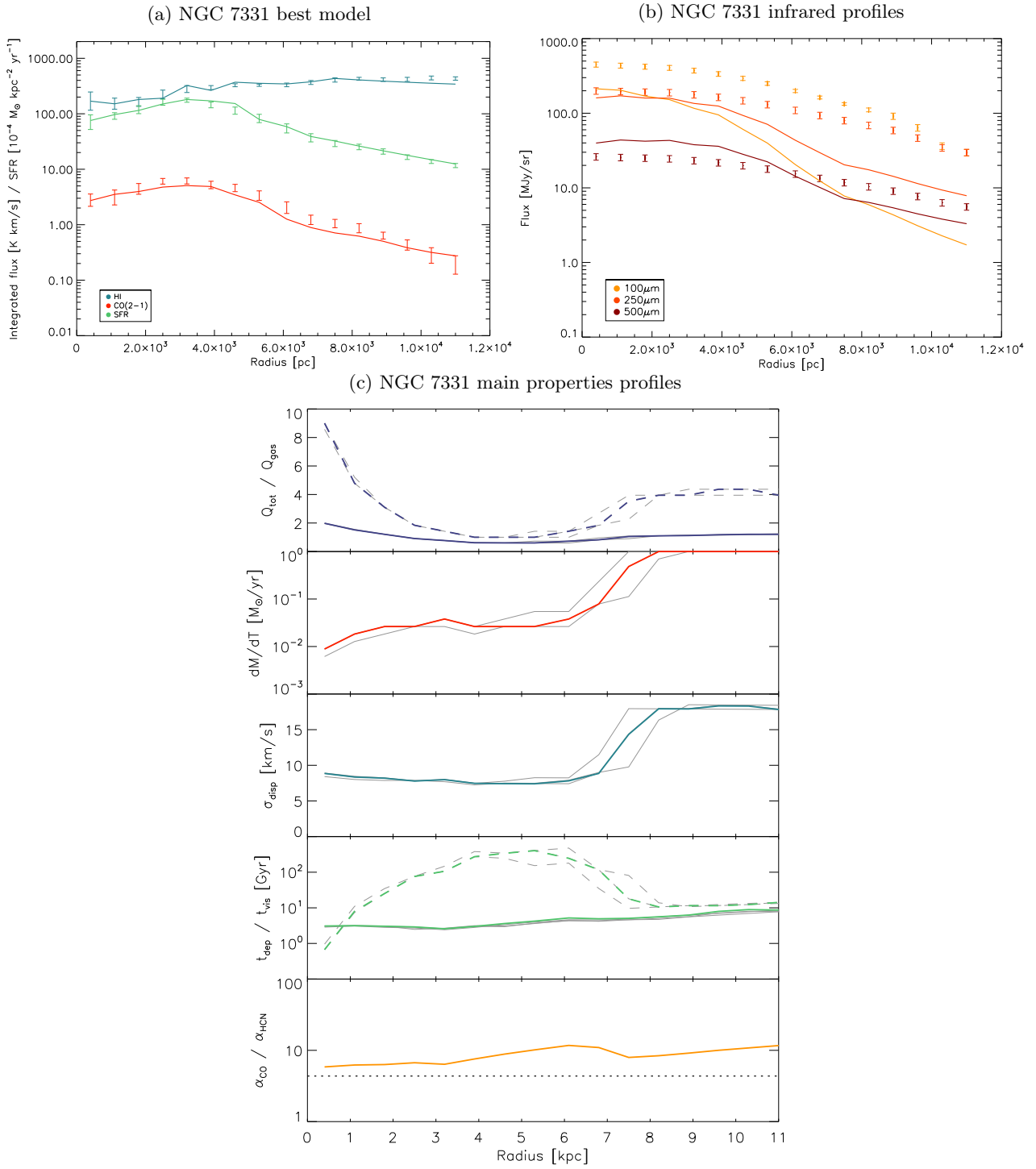


Fig. B.11: As Fig. B.1 for NGC 7331.

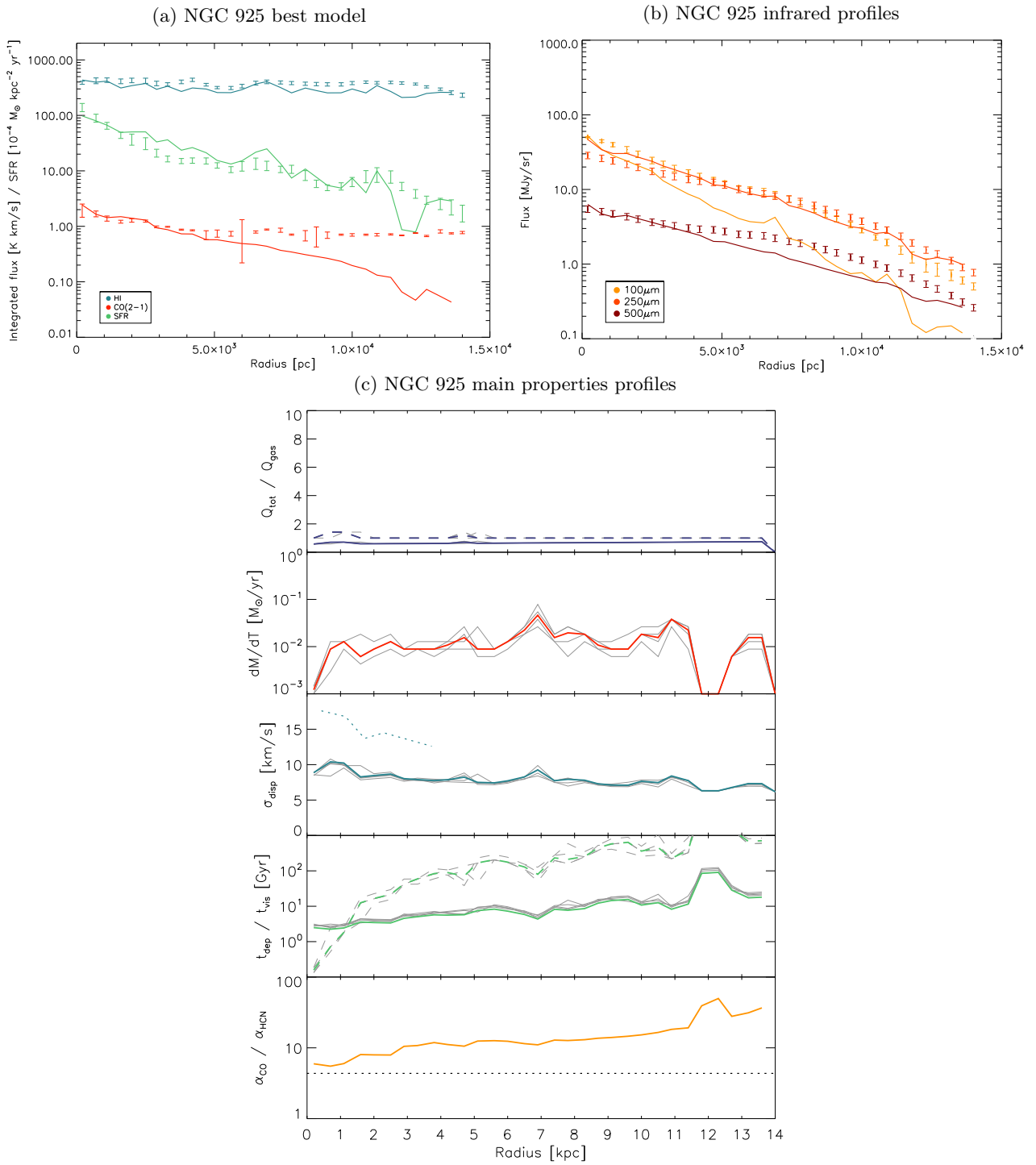


Fig. B.12: As Fig. B.1 for NGC 925.



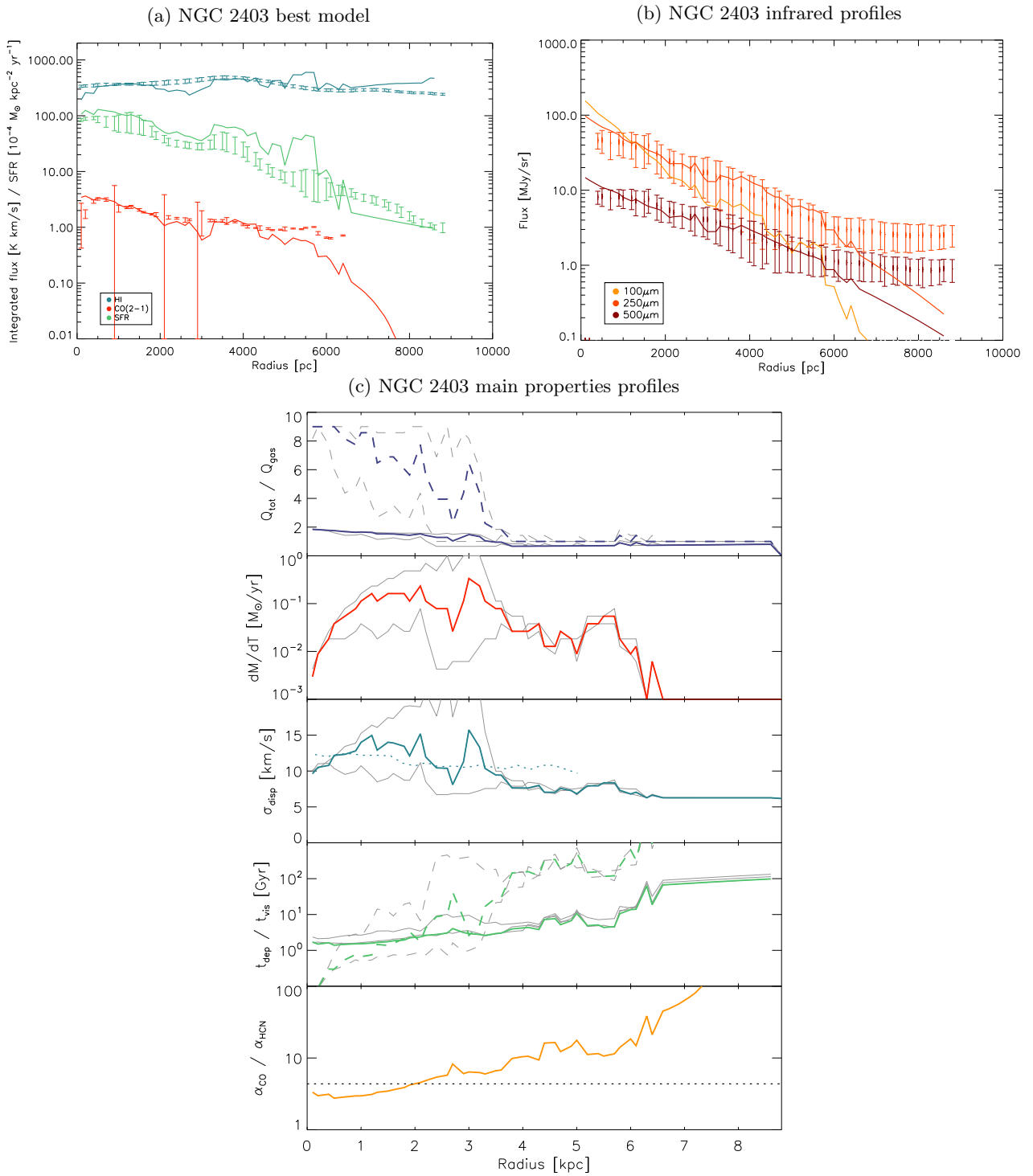


Fig. B.13: As Fig. B.1 for NGC 2403.

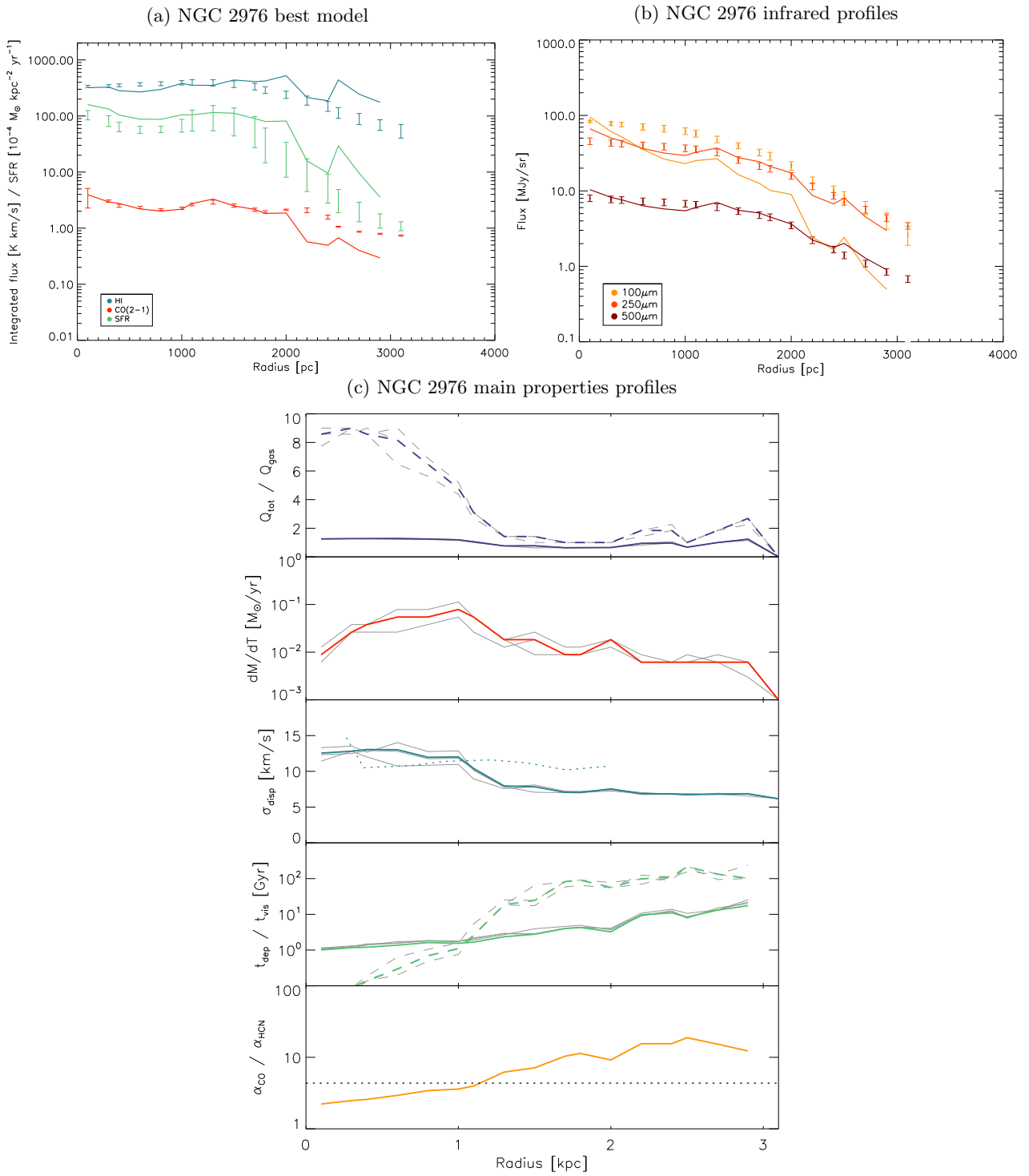


Fig. B.14: As Fig. B.1 for NGC 2976.

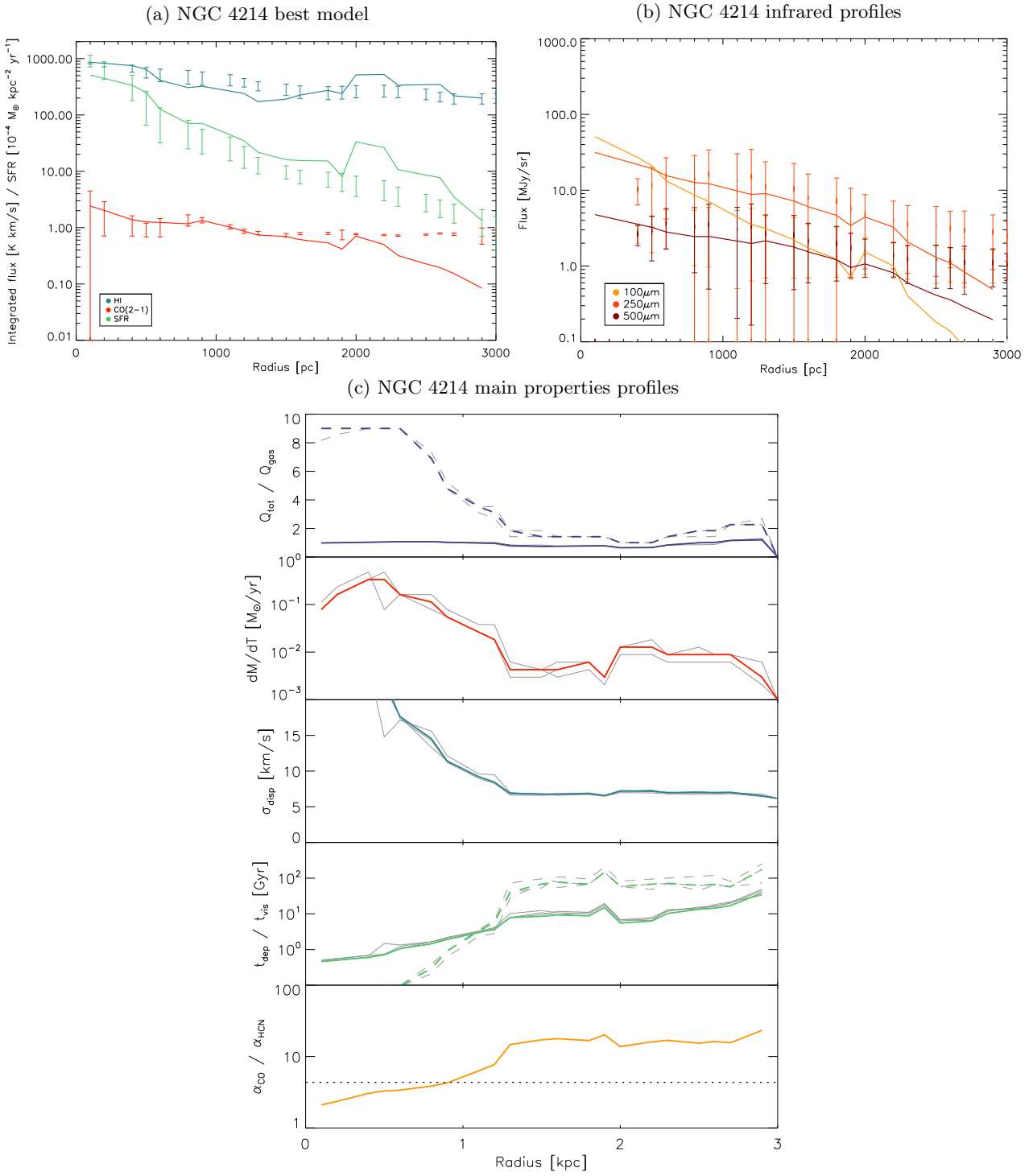


Fig. B.15: As Fig. B.1 for NGC 4214.

## 4.8 Comparaison avec RADEX

Afin de vérifier le bon fonctionnement de nos calculs d'épaisseur optique et de température de brillance au sein de notre modèle, nous avons effectué une série de test comparatifs pour différentes molécules et différentes transitions avec le programme RADEX développé par [Vollmer et al. \(2007\)](#). RADEX est un code de transfert radiatif 1D dit non-LTE, ou autrement dit qui ne considère pas les nuages comme étant à l'équilibre thermodynamique local. Il utilise un formalisme de fonction de probabilité d'échappement et considère le milieu comme étant homogène et isotherme. Ce code existe en version online, très utile pour faire des calculs rapides mais également en module téléchargeable très utile pour être ensuite intégré à des modèles. Nous avons donc adapté le code afin de calculer simultanément les épaisseurs optiques et les températures de brillances avec notre formalisme et avec RADEX. Le résultat de cette comparaison est présenté en Figure 28. Bien qu'avec notre code les épaisseurs optiques calculées sont deux fois plus importantes que celles de RADEX, globalement les deux codes présentent des résultats comparables en terme de température de brillance en sortie lorsqu'on se place à des densités volumiques et de surface considérées comme standards pour chacune des molécules. Là où RADEX est limité aux faibles densités et finit par donner des résultats négatifs et donc non-physiques pour la température de brillance, notre code est encore capable de les calculer. Cependant ces valeurs ne contribuent que faiblement dans le calcul de l'émission totale intégrée et ont donc une incidence négligeable sur les modèles.

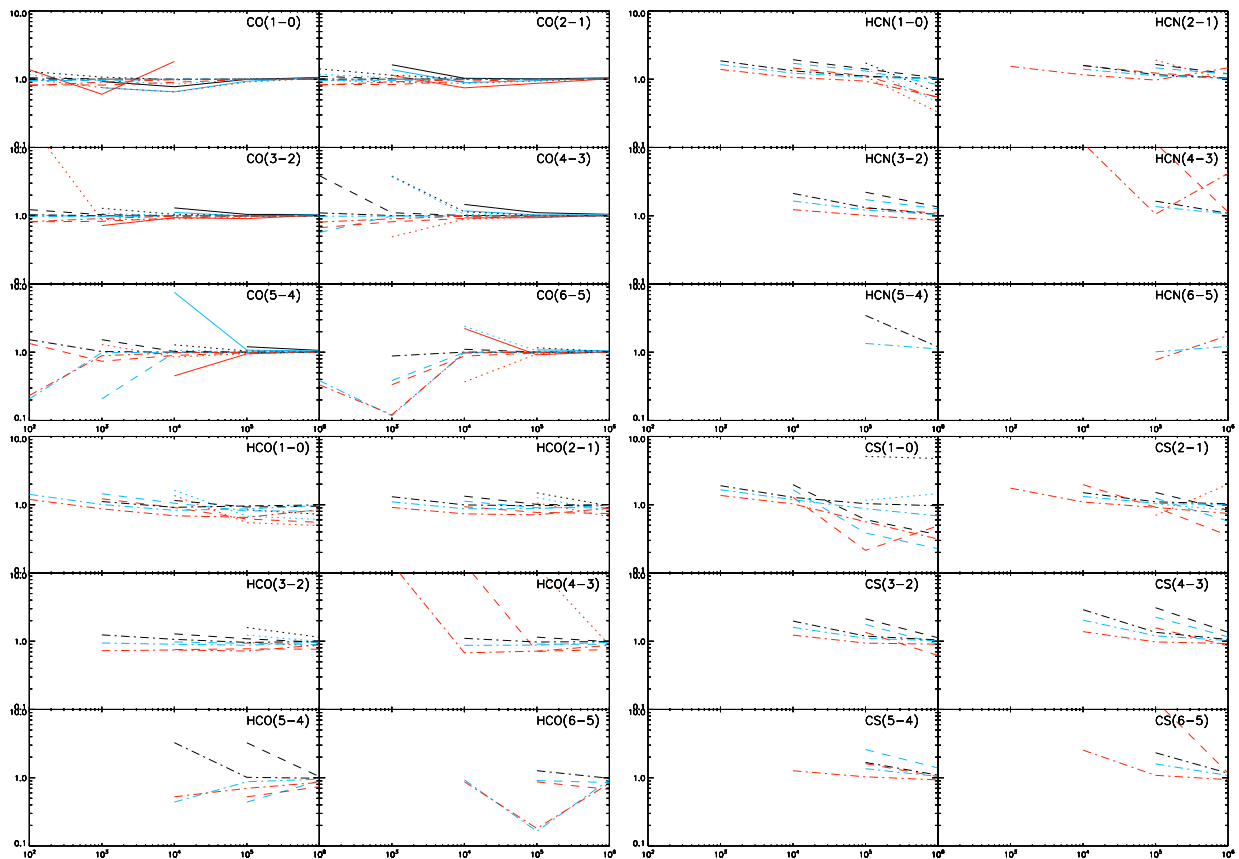


Figure 28: Rapport des températures de brillances obtenues avec notre modèle et celles calculées en utilisant RADEX.

## 4.9 Turbulence supersonique, transsonique ou subsonique ?

De nombreuses études dont celles de [Mac Low & Klessen \(2004\)](#) ont démontré l'impact de la turbulence supersonique qui a lieu à large échelle sur la formation stellaire dans les galaxies. Générée en grande partie par les supernovae et compressible, la turbulence supersonique serait à l'origine de la détermination de la fonction de masse initiale des étoiles nouvellement formées et plus globalement de l'efficacité de la formation stellaire des nuages de gaz qui composent le milieu interstellaire. Nous avons voulu voir dans quel régime se trouvent les dispersions de vitesses turbulentes générées par le modèle pour les différentes galaxies étudiées. Nous avons donc tracé pour chacune des galaxies le profil radial du nombre de Mach  $\mathcal{M} = v_{\text{turb}}/c_s$  présenté en Figure 29. Pour la quasi totalité des galaxies de l'échantillon, la turbulence est

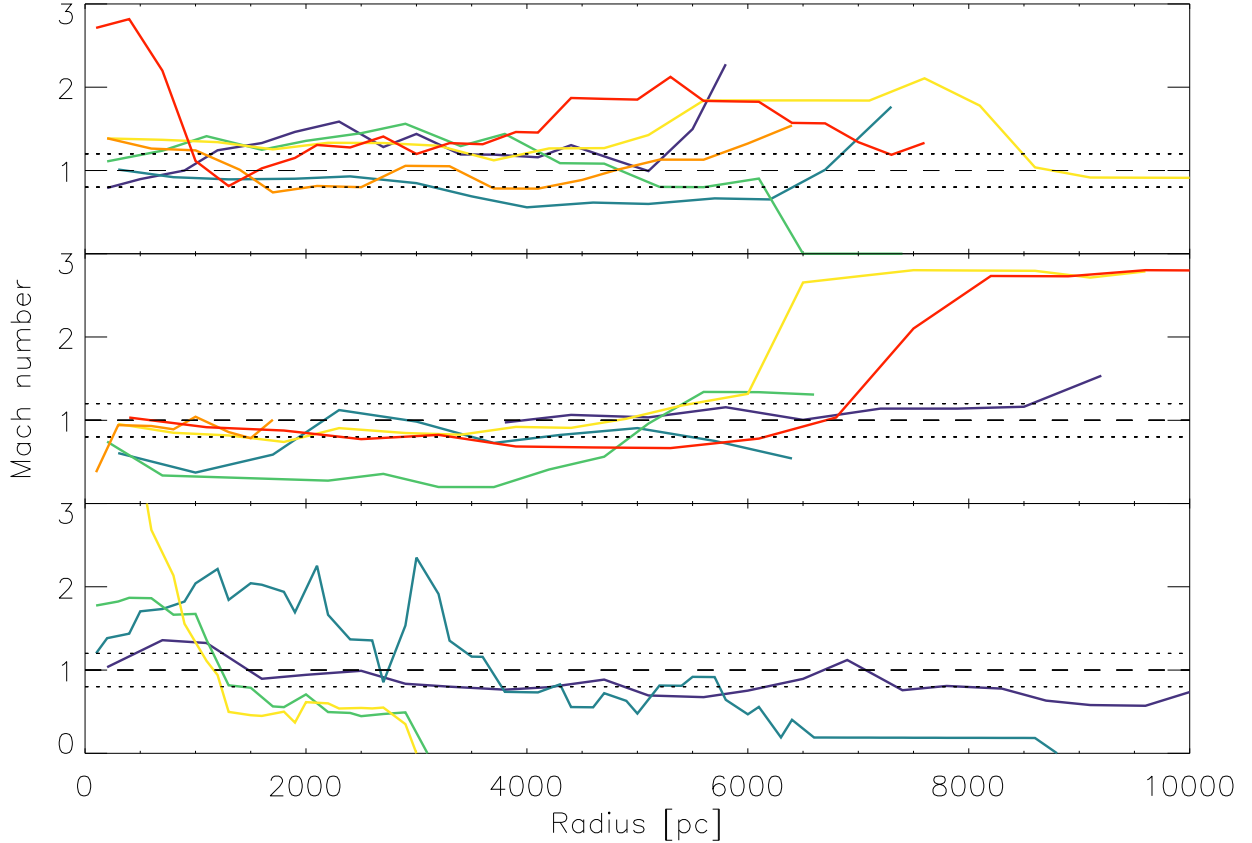


Figure 29: Évolution radiale du nombre de Mach des différentes galaxies de l'échantillon présenté dans [Lizee et al 2021b](#) (in prep).

transsonique à tous les rayons. Seule NGC 3351 semble être subsonique

## 4.10 Augmentation non-physique de la dispersion de vitesse à l'extérieur des disques CO

L'utilisation du modèle analytique pour reproduire les profils observationnels des galaxies proches a permis de mettre en évidence une limite du modèle: deux galaxies (NGC 7331 et NGC 3521) présentent des profils de dispersion de vitesse qui augmentent avec le rayon, produisant bien souvent un saut brutal de 5 à 10 km/s au delà de  $R = 2R_d$ , en contradiction directe avec les observations. Nous n'avons en effet pas été en mesure de trouver des modèles qui arrivent à réaliser un ajustement satisfaisant aux données observées ( $\chi_{\text{tot}} < 1.1 \chi_{\text{tot}}^{\text{min}}$ ) sans que cette hausse ne soit présente à partir des différentes grilles de paramètres présentées dans [Lizee et al. \(2021b\)](#). Plusieurs pistes ont été testées afin de comprendre comment éviter cette variation non-physique de la dispersion de vitesse dans notre modèle. La première

piste que nous avons exploitée revient à augmenter la dispersion de vitesse stellaire verticale  $\sigma_{\star}^z$  dans le disque. Physiquement cela reviendrait à poser l'hypothèse que dans ces galaxies, les disques sont échauffés comme lors d'une interaction gravitationnelle, augmentant ainsi la dispersion des vitesses et l'épaisseur du disque. Les modèles où  $\sigma_{\star,z} = 2 \sigma_{\star,z}$  sont en effet les modèles où la hausse de dispersion à l'extérieur du disque CO est la moins prononcée, bien que toujours présente.

L'hypothèse la plus prometteuse serait que la galaxie changerait en réalité de régime en terme d'accrétion au delà d'un certain rayon et serait dominée par l'apport de masse externe au système. Pour tester cette hypothèse, nous avons réalisé une série de modèles supplémentaires en supprimant le terme d'injection d'énergie par l'accrétion externe dans l'expression 27 présentée en section 4.1.1 de cette thèse. L'exclusion du terme dans les modèles de NGC 7331 et NGC 3521 permet en effet de pallier à la hausse de la dispersion de vitesse à l'extérieur du disque CO. Face à ce constat nous avons voulu voir si ce dernier, qui semble ne pas jouer de rôle de prime à bord dans la plupart des galaxies, pouvait être retiré de l'ensemble dans galaxies sans que cela n'impacte négativement les résultats.

L'absence du terme pour l'intégralité des galaxies de l'échantillon n'entraîne aucune modification concrète de l'évolution des profils radialement parlant, cependant l'ensemble des dispersions de vitesses obtenues se retrouvent baissées de 2 à 5 km/s à tous les rayons. Cette baisse relativement conséquente s'explique logiquement par un apport en gaz externe total plus faible pour les galaxies dans leur globalité. Pour la moitié de l'échantillon, la baisse de la dispersion de vitesse engendrée par ce changement signifierait qu'on se retrouve dans un régime subsonique ( $\sigma_{\text{turb}} < c_s$ ) à tous les rayons au sein de ces galaxies. Ce résultat est physiquement peu justifiable, en contradiction directe avec les profils observés par [Caldú-Primo et al. \(2013\)](#) à partir des largeurs de raie HI et CO qui - bien que représentant des limites hautes de la dispersion de vitesse réelles du gaz - ne permettent pas d'expliquer des valeurs de vitesse turbulente aussi faibles. En conclusion, le terme ne peut être retiré du modèle mais est bel et bien responsable de la hausse non-physique de la dispersion de vitesse à l'extérieur des disques CO observée dans les galaxies NGC 7331 et NGC 3521.

## 5 Observations radio millimétriques d'une galaxie d'amas: NGC 4396

Le domaine d'observation des ondes radios couvre une plage de fréquence extrêmement vaste, allant de 1000 GHz (0.3 mm) à 1 MHz (30 cm) environ. La borne supérieure est fixée par l'absorption des ondes par les molécules présentes dans l'atmosphère, majoritairement la vapeur d'eau et le dioxygène. La limite basse dépend quant à elle de la concentration électronique du plasma de la ionosphère, réfléchissant les ondes à très basse fréquence et empêchant ainsi leur détection au sol. Les principales sources de rayonnements radio provenant de l'Univers sont: (i) les rayonnements thermiques émis par des corps noirs comme par exemple les étoiles; (ii) le rayonnement synchrotron produit par les mouvements des électrons relativistes dans les champs magnétiques; (iii) le rayonnement lié aux transitions des niveaux d'énergie de différentes molécules. Au sein du domaine radio, on distingue deux sous-groupes basés sur leur longueur d'onde: le millimétrique, qui s'étend de 0.3 à 3 mm, et le centimétrique au delà. L'observation millimétrique permet de détecter les objets froids, de l'ordre de la dizaine de Kelvin, et est principalement utilisée pour observer l'émission de raie des différentes molécules qui composent le milieu interstellaire des galaxies.

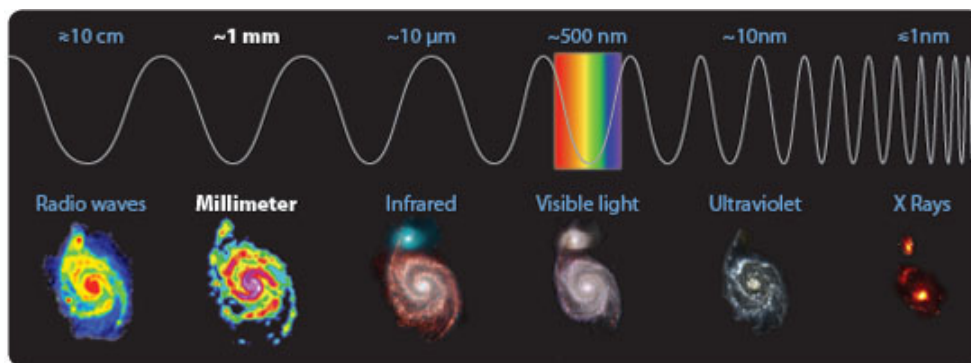


Figure 30: Représentations de la galaxie M 51 pour différents domaines de longueur d'onde (Source IRAM).

### 5.1 Observations à l'aide d'un radiotélescope

L'instrument qui permet de détecter les ondes radio est appelé un radiotélescope. Bien qu'il existe différentes configurations, le radiotélescope classique se caractérise par une grande antenne parabolique concave qui sert à faire converger les ondes reçues vers un réflecteur secondaire. Les ondes sont alors redirigées une nouvelle fois vers la chaîne d'acquisition des données, où elles sont converties en signal électrique qui pourra être exploité par l'observateur. La résolution angulaire d'une antenne notée  $\theta$  est proportionnelle à la longueur d'onde observée  $\lambda$  et inversement proportionnelle au diamètre de l'antenne  $D$ . Dans le cas du domaine radio, où les longueurs d'ondes sont de l'ordre du millimètre/centimètre, il devient donc indispensable de construire des antennes les plus grandes possibles pour affiner la résolution angulaire des observations. Un radiotélescope composé d'une grande antenne unique est alors appelé "single-dish" en anglais. La taille moyenne de tels appareils est de l'ordre de la dizaine de mètres, pouvant aller jusqu'à une centaine pour les plus grands d'entre eux. Il est idéal pour réaliser des observations de structures relativement grandes et diffuses mais ne permet pas de tracer précisément les structures les plus fines et denses qui nécessiteraient la construction d'antennes plus grandes encore. On comprend vite que cela devient de plus en plus coûteux et techniquement difficile à réaliser: il faut donc trouver une alternative.



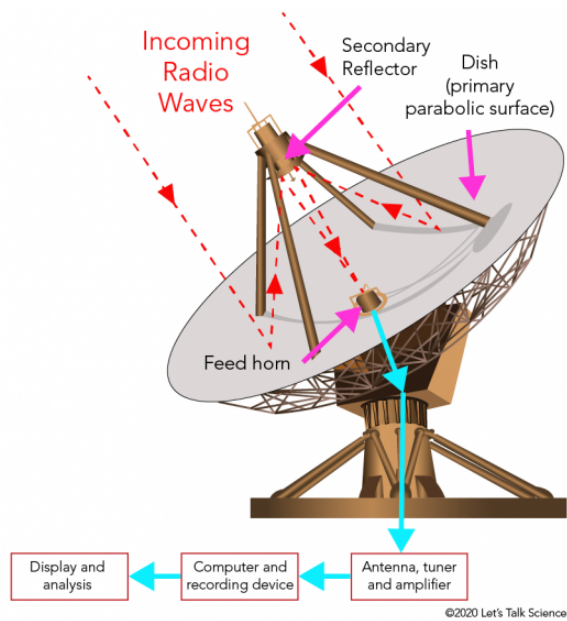


Figure 31: Présentation des radiotélescopes "single-dish". A gauche: schéma d'une antenne radio de type Cassegrain. A droite: Radiotélescope de 100m de diamètre à Effelsberg.

Plutôt que de construire une antenne géante, il est possible de faire fonctionner un réseau d'antennes plus modestes séparées les unes des autres. On parle alors d'interférométrie. Le but de la manoeuvre est de remplacer le diamètre du télescope par la distance entre les différentes antennes. On peut ainsi obtenir des résolutions angulaires plus fines, à condition d'être capable de reconstruire le signal numériquement par la suite. Plus on fait fonctionner d'antennes ensemble, plus il est facile de recouvrir une surface de détection plus importante.

La température de brillance  $T_B(\nu)$  d'un objet correspond à la température qu'émettrait un corps noir  $B(\nu)$  à la fréquence  $\nu$  donnée. S'agissant d'une température, cette dernière est exprimée en Kelvin et correspond à l'unité de mesure typique des observations millimétriques. Le concept de température de brillance est basé sur l'approximation de Rayleigh-Jeans de la loi de Planck, qui nous donne:

$$T_B = \frac{c^2 B_\nu}{2k_B \nu^2} . \quad (75)$$

Le but du radiotélescope est donc de déterminer la température de brillance émise par l'objet que l'on souhaite observer. La puissance mesurée par l'antenne est donnée par la relation de Nyquist et dépend de la largeur de la raie  $\Delta\nu$  considérée:

$$P = k_B T_{\text{sys}} \Delta\nu = k_B (T_A + T_{\text{rec}}) \Delta\nu . \quad (76)$$

Lorsqu'on observe avec une antenne radio, nous ne mesurons en réalité pas directement la température de brillance de l'astre mais la puissance reçue par l'antenne: on parle alors logiquement de température de l'antenne, notée  $T_A$ .  $T_{\text{rec}}$  correspond au bruit électronique, ou bruit d'enregistrement, propre à chaque instrument. Il peut être estimé en réalisant une mesure à vide et ainsi corrigé pour ne garder que le signal reçu par l'antenne. Le terme  $T_A$  comprend bien entendu l'émission réelle issue de l'objet observé mais également celles de toutes les sources de bruit qui viennent parasiter les mesures. On peut ainsi décomposer  $T_A$  de la manière suivante:

$$T_A = T_{\text{atm}} + T_{\text{GBN}} + T_{\text{CMB}} + T_G + \Delta T . \quad (77)$$

Le terme  $T_{\text{atm}}$  correspond au bruit thermique généré par l’atmosphère terrestre. Il dépend directement de l’angle d’observation, l’épaisseur d’atmosphère traversée étant minimum au zénith et maximum lorsque l’angle est grand, c.à.d que l’on s’approche de l’horizon.  $T_{\text{GBN}}$  est le terme qui permet de prendre en considération le signal parasite provenant de la matière contenue dans la Voie Lactée (Galactic Background Noise) qui se trouve sur la ligne de visée. Selon l’endroit du ciel où l’on pointe, son effet est logiquement plus ou moins important. L’influence du fond diffus cosmologique (Cosmic Microwave Background) est également pris en considération via le terme  $T_{\text{CMB}}$ . Le fond diffus cosmologique est une source de bruit présente dans toutes les observations mais dépend du redshift  $z$ , tel que  $T_{\text{CMB}}(z) = T_{\text{CMB}}(z = 0) \times (1 + z)$ . Les sources parasites provenant du sol, comme les phénomènes de réflexions, sont quant à elles prises en compte dans le terme  $T_{\text{G}}$  pour "Ground". La mesure réelle de la température de brillance de la source observée correspond ainsi seulement au dernier terme de l’équation,  $\Delta T$ .

Face à ce constat, on voit donc que beaucoup de corrections doivent être apportées au signal reçu pour pouvoir dégager le vrai signal des différentes sources de bruit. Certaines d’entre elles peuvent être corrigées directement pendant les observations, d’autres ne peuvent être éliminées qu’en réalisant un traitement du signal en sortie de chaîne d’acquisition, à posteriori.

## 5.2 Projet d’étude observationnelle de la galaxie NGC 4396

Grâce aux données HI 21cm issues du relevé VIVA (Chung et al. 2009), Chung et al. (2007) ont mis en évidence la présence au sein de l’amas de la Vierge de sept galaxies spirales possédant une grande queue de gaz atomique qui s’étend au delà de leur disque optique dans la direction opposée du centre de masse de l’amas, M 87. L’explication la plus plausible pour expliquer une telle morphologie est l’influence du balayage par la pression dynamique, engendré par le déplacement des galaxies à travers la matière intra-amas. Parmi ces galaxies se trouve NGC 4396, la galaxie de l’échantillon de Chung et al. (2007) qui se situe au point le plus éloigné du centre de l’amas, à  $d \sim 1$  Mpc. Du fait que la densité de l’ICM diminue à mesure que l’on s’éloigne du centre de l’amas, on s’attendrait à ce que NGC 4396 ne soit plus affectée par la pression dynamique. NGC 4396 ne présente également aucune asymétrie dans son disque stellaire, suggérant que la galaxie n’a pas subi d’interactions gravitationnelles majeures récentes. Vollmer et al. (2007) ont étudié l’émission polarisée et le continuum radio de différentes galaxies de l’amas de la Vierge et ont pu mettre en évidence des zones de compression du champ magnétique à l’extrémité du disque optique, là où démarre la queue de gaz HI extra-planétaire (nord-ouest). En revanche le côté directement comprimé par la pression dynamique (sud-ouest), à l’opposée de la queue de gaz, ne présente pas d’émission 6cm.

Pour tenter de comprendre ces différents résultats, nous avons réalisé à l’aide des données ultraviolet GALEX et de l’infrarouge  $24\mu\text{m}$  SPITZER, une carte du taux de formation stellaire de la galaxie. Alors qu’on s’attendrait en règle générale à un maximum de la SFR qui correspond au centre galactique, on remarque qu’une région au sein du disque optique du côté sud-est présente une SFR plus importante encore. Cette région, bien que du côté directement affecté par la pression dynamique, ne présente aucun maxima local HI et les observations 6cm ne permettent pas de conclure que la région est compressée par le champ magnétique comme énoncé précédemment. Pour tenter de comprendre ces résultats allant à l’encontre des observations classiques, nous avons réalisé une demande d’observation de l’émission du monoxyde de carbone CO - traceur principal du gaz moléculaire  $\text{H}_2$  - de la galaxie. La demande d’observation est une courte publication dont le but est de convaincre l’organisme d’observation de l’intérêt scientifique d’une telle mission. Dans notre cas nous avons effectué notre demande à l’IRAM, l’institut de radioastronomie

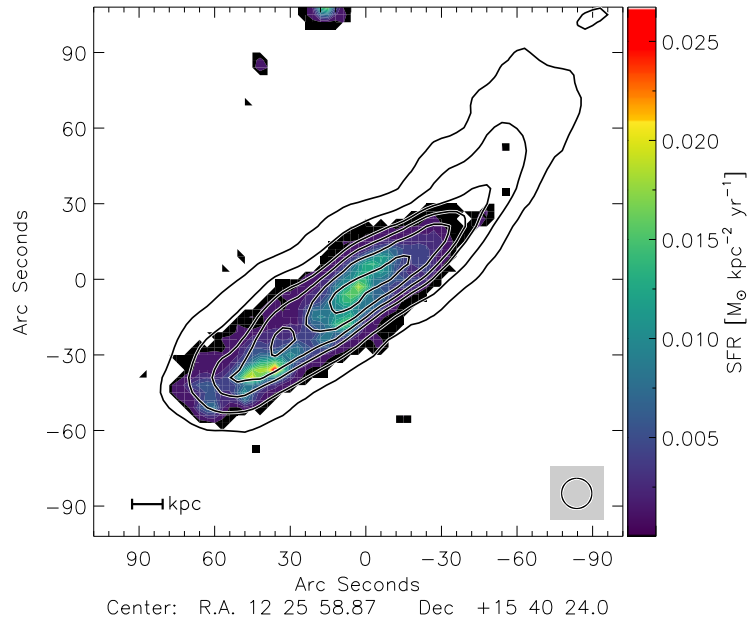


Figure 32: NGC 4396. Carte de la formation stellaire réalisée à partir des données  $24\mu\text{m}$  et FUV. En contour, émission HI 21cm.

millimétrique franco-espagnol, pour observer la galaxie NGC 4396 à l'aide de l'antenne unique de 30m située au Pico Veleta en Espagne. La demande d'observation doit dans un premier temps mettre en avant l'intérêt scientifique de l'observation et dans quel contexte cette dernière se place dans nos recherches personnelles. La seconde étape consiste à présenter ce qu'on sait déjà sur l'objet céleste que l'on souhaite observer, ainsi que dans la mesure du possible essayer d'anticiper les résultats. La dernière étape est d'indiquer l'estimation du temps d'observation que l'on souhaite demander.

A l'aide des données CO(2-1) nous cherchions à répondre à trois questions principales: (i) est-ce que la région au sud-est de la galaxie possède également une forte quantité de gaz moléculaire, corrélée avec la SFR ? (ii) est-ce que la galaxie présente une émission extra-planétaire de CO dans la queue de gaz ? (iii) mesure-t-on un maximum local d'émission CO dans la région comprimée par le champ magnétique située dans la partie nord-ouest du disque optique ?

### 5.3 Préparation des scripts d'observation

Les observations à l'IRAM 30m sont réalisées à partir de scripts visant à envoyer des tâches précises au télescope, préparés en amont pour calibrer les observations, diriger l'antenne et prendre les mesures avec la fréquence souhaitée. Ces scripts sont écrits dans un langage de programmation appelé paKo spécialement créé pour cet usage. Nous avons écrit six scripts principaux nécessaires pour réaliser les observations de la galaxie NGC 4396:

- Le premier script a pour but de communiquer au télescope et à l'opérateur en charge de superviser les observations. Il contient des informations sur l'observateur, le numéro du projet, les différentes unités dans lesquelles on souhaite récupérer les données, les catalogues de sources de pointages qui serviront à calibrer l'antenne durant les observations, etc... Ces informations basiques permettent ainsi de préparer le fichier d'en-tête qui sera attaché aux données, document permettant de garder en mémoire tous les réglages qui ont été choisis par l'observateur sans quoi les données n'auraient aucune valeur scientifique. Le script de préparation est lancé uniquement au tout début d'une session

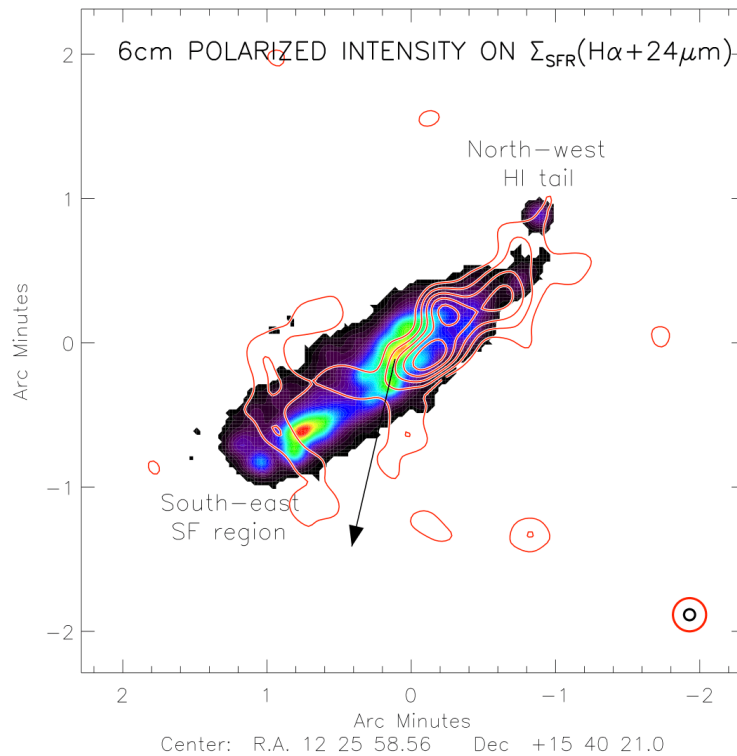


Figure 33: NGC 4396. Formation stellaire et compression du disque. En couleur: taux de formation stellaire calculé à partir des données H $\alpha$  du relevé GOLDMINE et 24  $\mu\text{m}$  SPITZER. En contours: émission radio polarisée 6 cm.

d'observation, après validation de l'opérateur il n'est plus nécessaire de le faire tourner.

- Le second script de préparation sert à calibrer les récepteurs ainsi que les logiciels appelés "backends" qui vont permettre de traiter le signal en sortie d'antenne. Dans le script on indique quel récepteur on veut utiliser, ainsi que les bandes de fréquences que l'on souhaite observer. Il est important de garder ces informations car la réduction des données finales dépend en partie du choix du récepteurs et des backends.
- Le premier script d'observation est uniquement dédié au pointage. On renseigne dans ce dernier les coordonnées d'un objet céleste ponctuel dont on sait qu'il émet fortement dans la fréquence que l'on souhaite observer. Différents catalogues de sources peuvent être consultés afin de déterminer cette source de pointage. Le script demande à l'antenne de se déplacer jusqu'à la source et de réaliser un balayage fin en forme de croix autour de celle-ci pour ajuster sa précision. L'opération doit être reproduite régulièrement durant l'intégralité de la session d'observations, des petites corrections manuelles doivent être apportées par l'observateur après chaque appel du script.
- Le second script d'observation sert à régler le focus de l'antenne. Le focus peut être comparé à la correction de la netteté sur un appareil photo classique. Comme pour le pointage, le script se sert d'une source ponctuelle proche de la cible et essaye de se focaliser sur cette dernière. Si on considère le plan du ciel comme les coordonnées  $xy$ , cela revient à se déplacer très sensiblement le long de l'axe  $z$  pour trouver la position qui offre la meilleure netteté finale. De la même manière que le script précédent, le focus doit être réalisé de manière régulière durant l'intégralité de la session d'observation.
- Le troisième script d'observation est appelé "on-off". Le but est de diriger le télescope vers une région

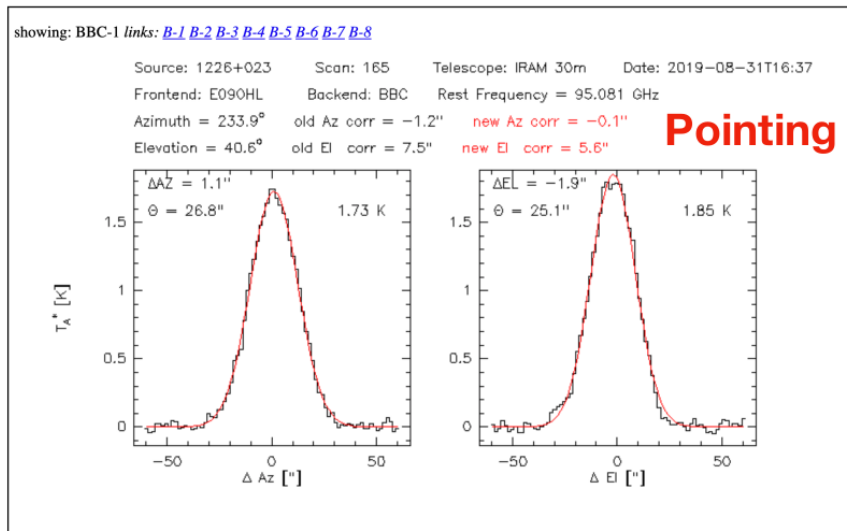


Figure 34: Résultat de l'opération de pointage.

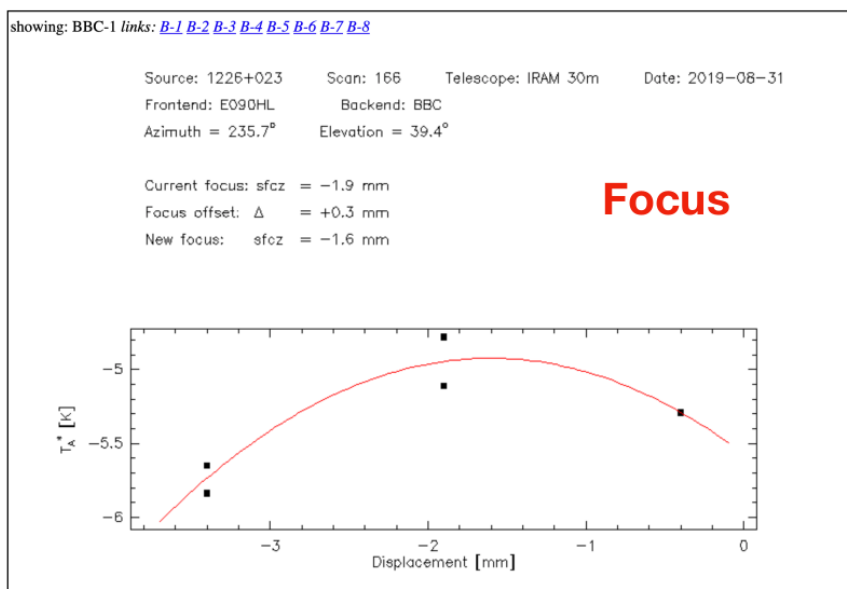


Figure 35: Résultats de l'opération de focus.

du ciel sans signal pour estimer la mesure du bruit de fond environnant qui pourra être soustraite aux données finales afin de nettoyer le signal et ne garder en sortie que l'émission réelle de la source. Le script décrit simplement le déplacement du télescope vers une région non-lumineuse proche et demande à effectuer une mesure unique. En général plusieurs mesures consécutives sont réalisées au départ, puis des mesures uniques de manière régulière durant la session.

- Enfin le dernier script d'observation sert à décrire le parcours que doit suivre le télescope pour scanner l'ensemble du disque de la galaxie dans le cadre d'observation OTF. Les coordonnées de départ et d'arrivée doivent être indiquées pour donner un sens de balayage au télescope. On indique également la fréquence à laquelle on veut que le télescope prenne une mesure: un pas spatial et un temps de pose doivent être indiqués. La manière de procéder la plus efficace est de coder un balayage unique de l'ensemble du disque et de répéter ce dernier autant que nécessaire jusqu'à atteindre la sensibilité des données souhaitée au bout du parcours. Les cartes représentant le balayage que nous avons réalisé à

l'aide de l'instrument HERA (ainsi que le script de secours avec l'instrument EMIR) sont présentées en Fig. 36.

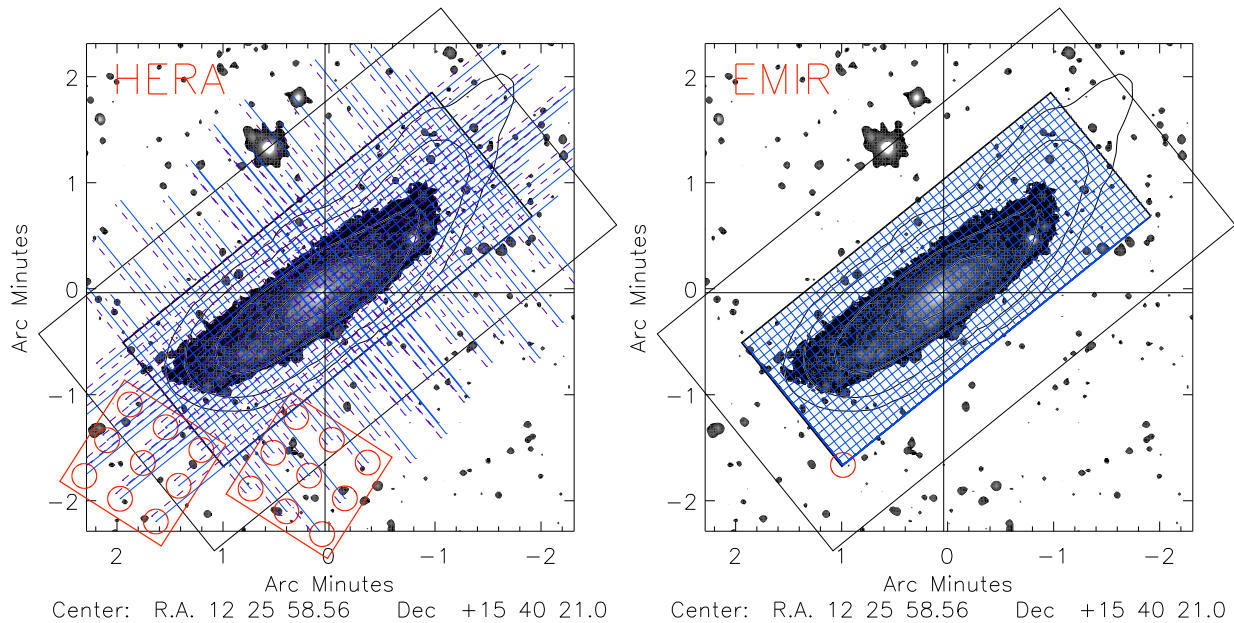


Figure 36: Projection du balayage du télescope prévisionnel avec HERA et EMIR présenté dans la demande d'observation sur la carte HI de NGC 4396. En bleu, les lignes qui décrivent le déplacement du télescope. En rouge, l'empreinte du télescope sur le ciel.

Avec tous les scripts préparés, les observations ne consistent à la fin qu'en une succession d'appel de ces derniers dans un ordre précis, avec quelques corrections à réaliser durant l'intégralité de la session. Après chaque scan individuel, les backends fournissent à l'observateur un fichier temporaire du dernier scan ainsi qu'un fichier comprenant l'intégralité des scans effectués depuis le début de la sessions. Cela permet de récupérer les données temporaires et de réaliser une réduction rapide pour vérifier qu'on obtient vraiment du signal.

## 5.4 Réduction des données millimétriques

Le traitement des données millimétriques à l'IRAM est bien souvent réalisé à l'aide du langage de programmation GILDAS. Il s'agit d'un outil qui permet de travailler sur les différents spectres bruts et de les réduire. L'idée est d'obtenir en fin de processus des cubes de données directement exploitables pour la recherche scientifique. Les données brutes générées par les backends de l'antenne se présentent comme une gigantesque collection de spectres qui donnent l'intensité du signal reçu en fonction de la fréquence. Si la calibration a été réalisée correctement et que les conditions d'observations étaient favorables, on se retrouve avec un spectre composé d'un bruit plus ou moins important et un pic d'émission situé à la longueur de la raie observée.

### 5.4.1 Fenêtrage

La première étape de la réduction de données radio-millimétriques s'appelle le fenêtrage. Le principe est relativement simple: il consiste à identifier où se situe la pic d'émission du signal qui nous intéresse et de l'isoler le plus possible du reste du spectre. Pour réaliser le fenêtrage, on affiche un spectre moyenné sur l'ensemble des données et on fixe des bornes de fréquences hautes et basses au delà desquels le signal ne nous intéresse pas. On réalise ainsi une découpe sur l'ensemble des spectres pour se concentrer sur l'émission de



la raie observée. Lorsqu'on réalise ce travail sur une galaxie observée à l'aide d'une méthode OTF, il faut prendre en considération le décalage spectral lié à sa rotation et donc ne pas couper directement autour du pic mais de bien garder une certaine plage de fréquence autour de ce dernier.

### 5.4.2 Ligne de base

Une fois le spectre centré autour de la longueur d'onde souhaitée, l'étape suivante consiste à ajuster sa ligne de base. La ligne de base peut-être vue comme le niveau zéro du signal mesuré dans le spectre. La technique consiste à ajuster sur l'ensemble des spectres un polynôme d'ordre suffisamment bas pour ignorer les différents pics d'émission, bien souvent d'ordre 0 ou 1. Cette étape est indispensable pour pouvoir ensuite corriger le bruit présent dans les spectres et obtenir des valeurs d'intensité ayant un sens physique en sortie de traitement.

### 5.4.3 Quadrillage des données, estimation du bruit et cube final

A chaque spectre est associé une position spatiale qui correspond à la position du ciel qui a été sondée par le télescope. L'étape suivante de la réduction consiste à créer une grille qui va assembler tous les spectres qui ont été mesuré pour une position xy donnée. On intègre ensuite le signal obtenu pour chacune d'entre elle et on forme ainsi notre premier cube de données brutes dans lequel on peut se déplacer pour visualiser les spectres moyens (Voir Figure 37). En observant le résultat, on peut définir une région dans laquelle on sait qu'aucun signal réel n'est détecté afin de calculer la valeur du bruit (rms). A partir de cette mesure du rms, on s'applique ensuite à rejeter les spectres trop bruités afin de garder uniquement du signal "propre" pour réaliser notre cube de données final.

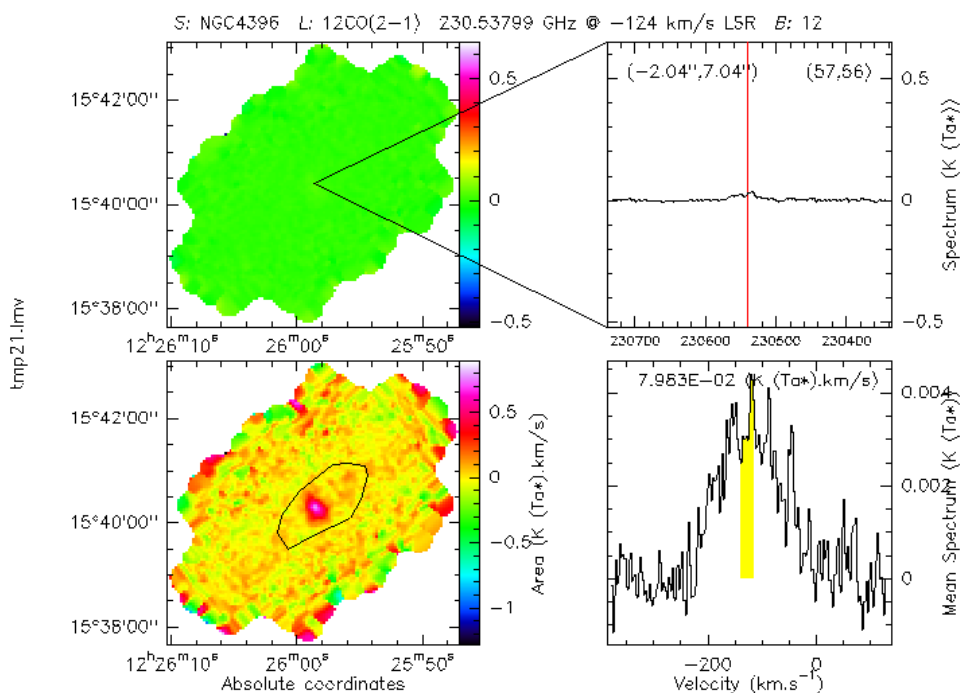


Figure 37: Réduction des données à l'aide du logiciel GILDAS. L'outil présenté sur cet image permet de sonder le cube de données et d'afficher à la fois la carte de l'émission intégrée pour une fréquence donnée ainsi que le spectre moyen dans une zone délimitée manuellement. C'est le moyen le plus rapide de vérifier que l'on détecte bien du signal durant les observations et de s'assurer la carte est en train de se dessiner avec les scans successifs. Cet outil est également utilisé pour estimer la valeur du bruit de mesure de nos données.



#### 5.4.4 Cas particuliers

- Lorsque plusieurs bandes de fréquences sont mesurées séparément, il faut parfois ajouter une étape de remise à niveau des spectres afin de faire correspondre leurs lignes de base. On peut ensuite réaliser deux cubes séparés pour chacune des raies observées.
- Un fit gaussien peut-être ajusté sur les pics présents dans les spectres afin de ne garder que le signal centré autour de la raie observée et de négliger intégralement le bruit qui l’entoure. On utilise assez fréquemment cette technique pour réaliser le fenêtrage des données brutes dans les régions où le signal sur bruit est suffisamment important pour que la raie observée sorte significativement du bruit moyen.
- Dans le cas d’un spectre dont la ligne de base varie fortement au sein de la bande observée, on peut réaliser un ajustement de la ligne de base avec un polynôme d’ordre supérieur à 1. Pour se faire, on réalise un fenêtrage inverse, c’est à dire qu’on retire les pics correspondant à l’émission observée, puis on ajuste notre polynôme sur les données restantes.

### 5.5 Résultats des observations de NGC 4396

Pour répondre à ces questions, nous avons réduit les données brutes observées à l’aide de l’antenne 30m et réalisé les cartes des différents moments (voir section 6.1.4) de la galaxie (Fig.38): La carte du

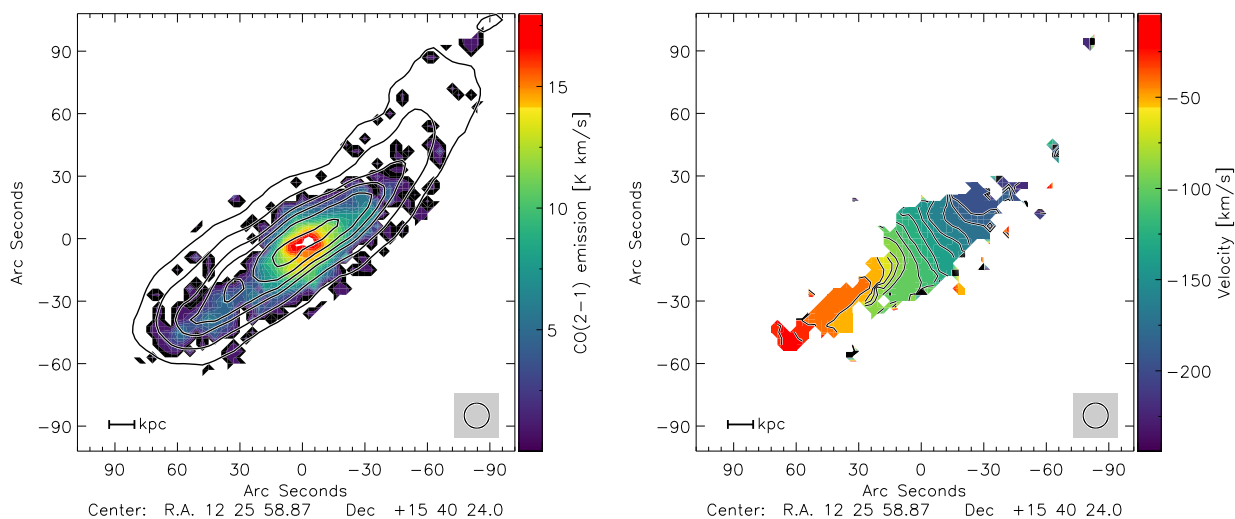


Figure 38: NGC 4396. Moments 0 et 1 des données CO(2-1) observées à l’aide de l’antenne 30m de l’IRAM. A gauche: les données CO(2-1) en couleur avec en contour les données H<sub>I</sub> 21cm. A droite: champ de vitesse de la galaxie.

moment 0 décrivant l’émission CO(2-1) de la galaxie révèle une nette asymétrie de la distribution du gaz moléculaire au sein du disque de la galaxie, également visible sur les lignes du champ de vitesse décrites par le moment 1. Du côté nord-ouest, où se situe la queue de gaz, aucun signal CO n’est détecté au delà du rayon optique. De plus la région comprimée par le champ magnétique est également dénuée d’émission CO. Du côté sud-ouest en revanche, du signal au delà du seuil de détection est observé jusqu’au bord du disque optique. Le maximum d’émission CO(2-1) est mesuré au centre de la galaxie de manière assez classique. Au niveau de la région sud-est où le maximum de la SFR avait été mesuré, le signal CO(2-1) bien que non-nul reste relativement bas alors qu’on s’attendrait plutôt à une forte quantité de H<sub>2</sub> prédite

par la relation de Schmidt-Kennicutt dans les galaxies spirales classiques. Pour mieux analyser ce dernier résultat, nous proposons de tracer la carte de l'efficacité de formation stellaire totale  $SFE = \Sigma/\dot{\Sigma}_*$  et son pendant moléculaire  $SFE_{H_2} = \Sigma_{H_2}/\dot{\Sigma}_*$ .

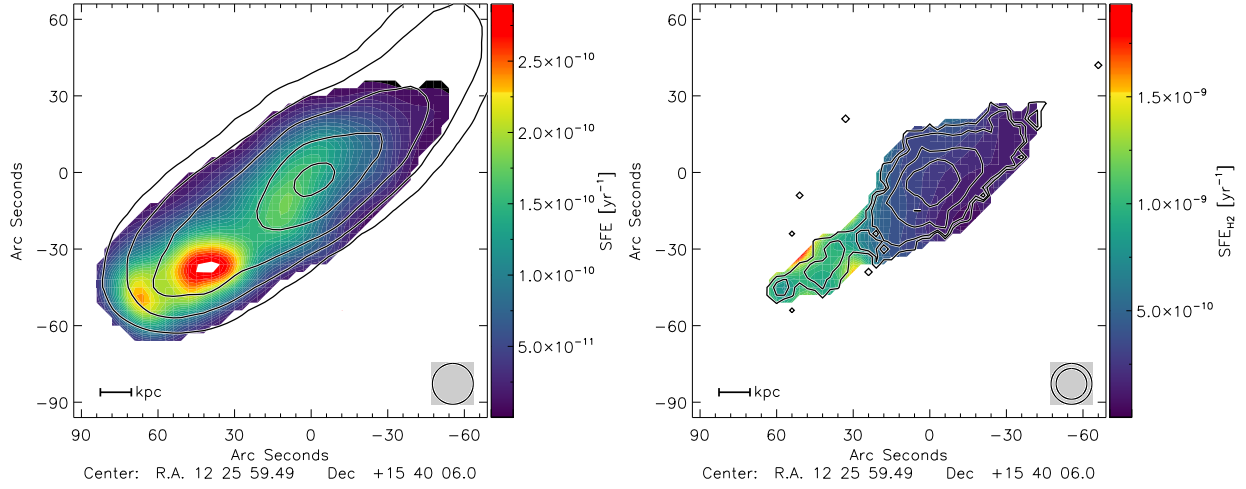


Figure 39: NGC 4396. Efficacité de formation stellaire totale et moléculaire de la galaxie. A gauche: SFE avec contours  $\Sigma_{HI}$ . A droite:  $SFE_{H_2}$  avec contours  $\Sigma_{H_2}$ .

Les cartes de l'efficacité de formation stellaire de la galaxie montrent que la région de forte SFR située au sud-est (en bas à gauche) forme plus efficacement des étoiles que dans le reste du disque, que ce soit en terme de gaz moléculaire et de gaz total. La valeur de la SFE (et de la  $SFE_{H_2}$ ) dans cette région a beau être deux fois plus grande que dans le reste du disque, elle n'en reste pas moins assez standard comparée aux autres galaxies. Le temps de déplétion du gaz moléculaire, qui correspond à l'inverse de la  $SFE_{H_2}$ , indique des valeurs de  $t_{dep} = 2$  Gyr dans le disque et  $t_{dep} = 1$  Gyr dans la zone de forte SFR. Malgré une valeur deux fois moins importante, le temps de déplétion reste assez standard comparé aux valeurs mesurées dans les spirales classiques proches et non-perturbées. Même constat pour l'efficacité de formation stellaire totale dont les valeurs restent classiques dans l'intégralité du disque.

## 6 Étude d'une galaxie en interactions: NGC 4654

Face à l'impossibilité de réaliser des expériences sur Terre en astrophysique, c'est la Nature qui s'en charge pour nous. Les galaxies perturbées sont les laboratoires idéaux pour tester les limites de nos connaissances théoriques et en apprendre plus sur l'évolution des galaxies dans sa globalité. Dans l'hémisphère nord, le laboratoire le plus observé et étudié est l'amas de galaxies de la Vierge. Situé à environ 17 Mpc, il est l'amas de galaxie le plus proche de la Terre. Il permet ainsi de réaliser des observations avec une bonne résolution angulaire et de résoudre des objets de taille allant de quelques dizaines de parsec à plusieurs kiloparsec selon la longueur d'onde étudiée. La proximité entre les différentes galaxies qui composent les amas favorise logiquement les interactions gravitationnelles majeures entre elles. Contrairement aux systèmes isolés, les galaxies présentes dans les amas évoluent également dans un environnement gazeux ténu et extrêmement chaud appelé milieu intra-amas. Le déplacement des galaxies à travers cette matière vient également altérer la structure et la distribution du gaz qui compose leur milieu interstellaire. Parmi toutes les galaxies présentes dans l'amas de la Vierge, nous avons focalisé notre intérêt sur une galaxie affectée à la fois par une interaction gravitationnelle avec une autre galaxie et par le balayage par pression dynamique: NGC 4654.

NGC 4654 est une galaxie spirale de l'amas de la Vierge d'un diamètre optique d'environ 23 kpc. La masse stellaire de la galaxie est de  $3 \times 10^{10} M_{\odot}$  et son taux de formation stellaire total est de  $1.84 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , deux valeurs du même ordre de grandeurs que la Voie Lactée. Selon le diagramme de Vaucouleurs, elle est classée dans la catégorie SAB(rs)cd. NGC 4654 est de ce fait une galaxie spirale dite intermédiaire, présentant une barre stellaire en cours de formation en son centre. Son bulbe est entouré d'un pseudo anneau central relativement faible également. Les bras spiraux de la galaxie sont peu enroulés et très étendus, majoritairement composé d'amas globulaires individuels. NGC 4654 présente une inclinaison par rapport à l'angle de visée de  $51^{\circ}$  suffisamment faible pour résoudre plusieurs éléments de résolutions le long de l'axe mineur avec l'ensemble des données à notre disposition, avec un angle de position de  $126^{\circ}$  entre le pôle nord céleste et l'axe majeur de la galaxie. La vitesse de rotation maximale de la galaxie est de  $170 \text{ km s}^{-1}$ , avec une vitesse systémique (= vitesse de son centre de masse en tenant compte du redshift) de  $1046 \text{ km s}^{-1}$ . Elle est située à une distance projetée relativement importante de M 87, le centre de masse de l'amas de la Vierge, d'environ 1 Mpc.

Contrairement à NGC 4396, les observations dans le domaine visible et infrarouge proche de NGC 4654 ont pu mettre en évidence une asymétrie dans la distribution stellaire de la galaxie. Le bras spiral partant vers le nord-ouest de la galaxie est significativement plus dense en étoiles que le reste du disque. Les travaux de [Vollmer \(2003\)](#) suggèrent que cette modification de la distribution stellaire serait la conséquence d'une interaction gravitationnelle avec une autre galaxie de l'amas NGC 4639 qui serait passée à proximité du disque de NGC 4654 il y a environ 500 Myr. L'étude cinématique des différentes galaxies de l'amas réalisée par [Chung et al. \(2009\)](#) a mis en évidence le fait que la vitesse systémique de NGC 4639 était comparable à celle de NGC 4654, renforçant ainsi l'hypothèse d'une interaction récente entre les deux galaxies.

[Chung et al. \(2009\)](#) ont réalisé en 2009 une grande campagne d'observation du gaz atomique HI de 53 galaxies appartenant à l'amas de la Vierge à l'aide des antennes radio de l'interféromètre VLA (Very Large Array). Ils ont pu cartographier avec une résolution angulaire de  $15''$  (soit 1.2 kpc à 17 kpc) la distribution du gaz atomique de ces différentes galaxies. Les observations des disques HI ont permis de mettre en évidence des modifications de la morphologie HI de plusieurs galaxies au sein de l'amas, dont

NGC 4654. L'interaction entre le milieu intra-amas et le milieu interstellaire des galaxies à l'origine de ces modifications morphologiques est appelé balayage par pression dynamique. Lorsqu'une galaxie dans un amas galactique est en mouvement à travers le milieu intra-amas, elle subit cette pression à la manière d'un vent dont l'intensité dépend à la fois de la densité du milieu traversé et de la vitesse à laquelle elle se déplace. Cette pression peut arracher une partie du gaz de la galaxie ou encore créer des régions fortement comprimées où la densité du gaz augmente. C'est le cas de NGC 4654 qui subit un balayage par pression dynamique presque perpendiculaire par rapport à son plan galactique. D'un côté on peut observer une queue de gaz HI étendue dans le sens opposé de son déplacement (sud-ouest), et de l'autre une région comprimée où les densités de surface HI sont supérieures aux valeurs habituellement observées dans les galaxies (nord-ouest).

## 6.1 Étude observationnelle de NGC 4654

Afin de réaliser l'étude complète de la galaxie NGC 4654, nous avons travaillé avec des données multi-longueurs d'onde. Cela implique des résolutions, des unités et surtout des données qui prennent des formes assez différentes, en particulier pour le domaine radio et millimétrique. Dans cette section nous allons revenir plus en détail sur les travaux qui ont été réalisés sur ces données afin de pouvoir les combiner pour étudier des grandeurs physiques comme la fraction du gaz, l'efficacité de formation stellaire ou encore le paramètre de Toomre Q observationnel.

### 6.1.1 Cubes de données

Lorsqu'on réalise des observations en radioastronomie visant à tracer une carte de l'émission du gaz d'une galaxie proche, on balaie la surface de cette dernière avec le télescope en prenant une succession de points de mesure. Pour chacun de ces points, on obtient non pas une valeur d'intensité unique mais un spectre centré autour de la fréquence à laquelle l'antenne a été calibrée. Les données finales prennent alors la forme d'un cube où: (i) le plan  $xy$  correspond à la position relative des différents points de mesure dans le plan du ciel, bien souvent donnés en mesure d'angle avec en  $x$  l'ascension droite  $\alpha$  et en  $y$  la déclinaison  $\delta$ ; (ii) l'axe  $z$  décrit pour un point de mesure donné l'intensité du signal contenue dans chacun des canaux de fréquence captés par l'antenne. Deux résolutions entrent ainsi en jeu: la résolution spectrale qui est donnée par le pas entre deux fréquences mesurées et la résolution spatiale qui dépend de la taille du faisceau dessiné par l'antenne et la longueur d'onde observée. Connaissant ces deux résolutions, il devient alors possible d'exploiter le cube pour analyser les résultats obtenus.

### 6.1.2 Vitesse et fréquence

En plus de connaître l'intensité du signal pour chaque point de mesure, l'accès au spectre nous permet de réaliser l'étude cinématique du disque de la galaxie observée. A partir de la fréquence et du décalage spectral, il est possible de déterminer une vitesse pour chacun des différents points de la galaxie. Pour une valeur de fréquence  $f$ , connaissant la valeur au repos de la raie observée  $f_0$  et la vitesse de la lumière  $c$ , la vitesse  $v$  peut ainsi être calculée via l'expression suivante:

$$\frac{v}{c} = \frac{f_0^2 - f^2}{f_0^2 + f^2}. \quad (78)$$

### 6.1.3 Nettoyage des cubes et fenêtrage spectral

De manière générale, le nettoyage d'un cube de données peut-être réalisé en fixant une valeur de rapport de signal-sur-bruit que l'on considère suffisamment grande pour que le signal qui reste en sortie témoigne

de l'émission réelle de la source observée. Pour les données HI, nous considérons que le rapport signal-sur-bruit doit être supérieur à 5 pour que les données correspondent réellement à une émission de la raie à 21cm. Le niveau du bruit est estimé en se plaçant dans des régions qui sont sensées être dénuées de signal, puis en réalisant des calculs de l'écart-type sur ce bruit pour avoir une idée de sa valeur moyenne dans le cube. Les données CO cependant ne présentent pas un assez grand rapport signal-sur-bruit pour réaliser le même traitement, il faut donc passer par une autre méthode dans le cas présent. La méthode la plus efficace dans ce scénario précis et que nous avons utilisé pour réaliser notre étude s'appelle le fenêtrage spectral des raies du CO par le HI.

L'hypothèse de départ qui permet de réaliser cette étude est que dans le milieu interstellaire, le gaz moléculaire et le gaz atomique se mélangent et possèdent ainsi une cinématique comparable. En d'autres termes, on peut ainsi dire que les champs de vitesses du gaz atomique (tracé par le HI 21cm) et du gaz moléculaire (tracé par le CO) présentent des vitesses et dispersions de vitesses équivalentes pour une position donnée (e.g. [Combes & Becquaert 1997](#), [Caldú-Primo et al. 2013](#)). La première étape consiste à faire correspondre les canaux de fréquences - et donc de vitesse - des deux cubes de données afin de travailler sur une gamme spectrale équivalente et avec surtout une résolution spectrale identique. On réalise ensuite une copie du cube de données CO dans lequel pour chacun des pixels  $xy$  on ajuste un fit gaussien sur la raie CO détectée dans le spectre le long de l'axe  $z$ . On détermine enfin à partir de ce cube gaussien une limite haute et basse de fréquence basées sur la raie du HI correspondante. Tout ce qui se situe en dehors de ces deux limites dans cube de données CO original est considéré comme du bruit et est ainsi supprimé. Pour les régions centrales des galaxies où parfois on observe très peu de HI voir pas du tout, la méthode du signal-sur-bruit est utilisée, les raies du CO étant au centre bien souvent plus larges et mieux définies que dans les régions plus ténues. On se retrouve donc en sortie avec un cube CO nettoyé qui pourra être utilisé pour réaliser les cartes de l'émission du gaz moléculaire.

Pour réaliser des cartes du gaz total, une dernière étape doit cependant être réalisée. Pour combiner des données HI aux données CO, il est impératif que ces dernières soient à la même résolution spatiale, or les données CO ont une résolution de 12" contre 16" pour les données HI. On réalise donc un second cube de données CO détérioré à la résolution du HI, en convoluant les données par une fonction d'étalement du point, bien souvent appelée PSF (Point Spread Function), qui prend en argument les deux résolutions spectrales ainsi que la taille d'un pixel de l'image considérée.

#### 6.1.4 Moments

A partir du cube de données réduit, on peut extraire trois grandes informations principales qui se révèlent essentielles pour étudier la galaxie appelées les moments. Le premier moment, ou moment 0, correspond à l'émission intégrée du signal. Il permet de voir comment l'émission de la raie observée est distribuée dans le disque de la galaxie. Le second, appelé moment 1, nous permet de déterminer le champ de vitesse de la galaxie. A partir du décalage spectral entre les raies observées et leur fréquence au repos on peut déterminer des informations cruciales comme le sens de rotation d'une galaxie ou encore tracer sa courbe de rotation. Enfin la dernière information que l'on peut extraire du cube de données est la largeur de raie, ou moment 2. Le moment 2 cache en réalité plusieurs informations mélangées: toutes les sources de dispersions de vitesses (thermique, turbulente, etc...) se retrouvent additionnée dans cette dernière. La largeur de raie nous permet donc d'estimer la valeur maximale que pourrait prendre la dispersion de vitesse réelle du gaz en un point d'espace donné.

Le moment zéro - que l'on notera  $I$  - correspond à l'émission intégrée sur tout le spectre. Il est obtenu en sommant toutes les contributions de l'émission le long de l'axe  $z$  et en multipliant le résultat par la résolution spectrale qui correspond à la largeur d'un canal le long de l'axe  $z$  noté  $\Delta v$ . En radioastronomie, il est fréquemment exprimé en  $\text{Jy km s}^{-1}$ . L'expression du moment zéro est:

$$I(\alpha, \delta) = \Delta v \sum_{i=1}^N S_v(\alpha, \delta, v_i) \quad (79)$$

Une autre unité de mesure courante en radioastronomie est la température. Comme présenté dans le chapitre précédent de cette thèse, il est assez courant de mesurer des températures de brillance au lieu d'un flux lumineux. Pour passer d'une émission intégrée en  $\text{Jy}$  ou  $\text{mJy}$  vers une température de brillance, il suffit de connaître la longueur d'onde de la transition observée ainsi que la taille du faisceau observationnel. La conversion du flux vers la température de brillance est ainsi donnée par l'expression suivante:

$$\frac{T_B}{\text{K}} \Delta v = \frac{\lambda^2 I}{2k_B \Omega} \approx 1.360 \times \left( \frac{\lambda^2 I}{\theta_a \theta_b} \right). \quad (80)$$

A partir de la température de brillance et pour une molécule comme le gaz atomique HI qui est optiquement mince, la valeur de l'émission intégrée peut-être facilement reliée à la densité de colonne:

$$\frac{N_{\text{HI}}}{\text{cm}^2} \approx 1.823 \times 10^{18} T_B \Delta v. \quad (81)$$

Lorsqu'on réalise des cartes de distribution du gaz dans une galaxie, l'étape finale consiste à convertir la densité de colonne en  $\text{cm}^{-2}$  en densité de surface exprimée en unités astrophysiques, c'est-à-dire en l'occurrence en  $\text{M}_\odot \text{pc}^{-2}$ . Pour se faire, il suffit de connaître la masse d'un proton ainsi que les valeurs d'un parsec et d'une masse solaire dans le système CGS. On injecte également un facteur 1.36 pour tenir compte de l'Helium dans les calculs. On se retrouve donc avec la conversion suivante:

$$\frac{\Sigma_{\text{HI}}}{\text{M}_\odot \text{pc}^{-2}} = 1.36 \times N_{\text{HI}} \left( \frac{1 \text{ pc}}{\text{cm}} \right)^2 \left( \frac{1 m_p}{\text{g}} \right) \left( \frac{1 \text{ M}_\odot}{\text{g}} \right)^{-1} \approx 1.09 \times 10^{20} N_{\text{HI}}. \quad (82)$$

En procédant ainsi sur l'ensemble du cube de données HI, en intégrant tous les points de mesure le long de l'axe  $z$ , on se retrouve donc avec une carte représentant la distribution du gaz atomique dans la galaxie (Fig.40). Grâce à cette carte, nous pouvons notamment mettre en évidence la forte asymétrie du disque gazeux de NGC 4654, conséquence du balayage par la pression dynamique. Cela se traduit par deux effets notables: (i) la formation d'une queue de gaz HI dans le sens opposé du déplacement de la galaxie; (ii) la création d'une région particulièrement dense en gaz atomique au niveau du front de compression avec des densités de surface supérieures à  $\Sigma_{\text{HI}} = 30 \text{ M}_\odot \text{pc}^{-2}$ .

En réalisant le même travail sur le cube de données HERA CO(2-1) de NGC 4654 et en assumant un facteur de conversion CO-H<sub>2</sub> galactique de  $\alpha_{\text{CO}} = \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}} = 4.36 \text{ M}_\odot \text{pc}^{-2} (\text{K km s}^{-1})$ , on obtient la carte de la densité de surface du gaz moléculaire de la galaxie (voir Fig.41).

Le moment 1 correspond à la vitesse de la ligne spectrale pondérée par l'intensité du signal. Cela revient à calculer la vitesse moyenne du gaz à un point d'espace donné. Son expression est la suivante:

$$\bar{v}(\alpha, \delta) = \frac{\sum_{i=1}^N v_i S_v(\alpha, \delta, v_i)}{\sum_{i=1}^N S_v(\alpha, \delta, v_i)}. \quad (83)$$

Pour chaque point de mesure, on dispose donc d'une valeur de vitesse moyenne associée à la région du disque correspondante. En réalisant ce travail sur l'ensemble du cube de données, on peut donc tracer la

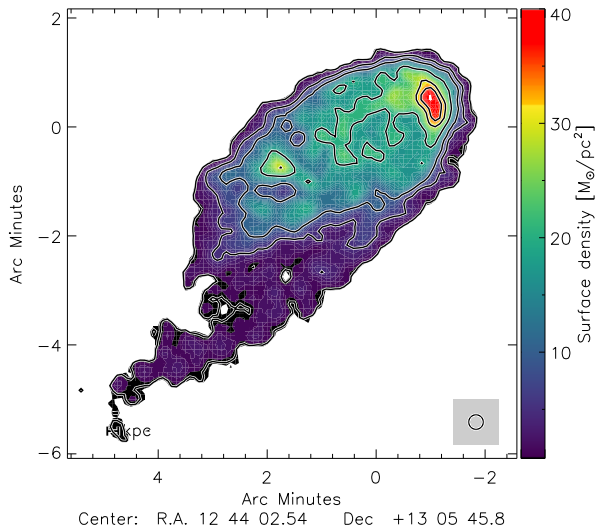


Figure 40: NGC 4654. Densité de surface HI

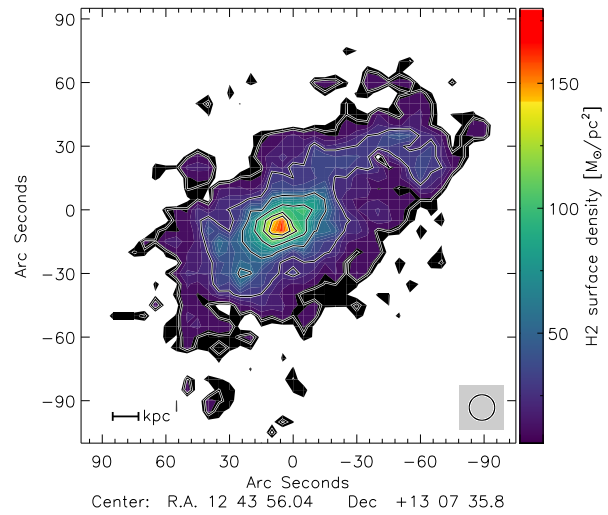


Figure 41: NGC 4654. Densité de surface H2

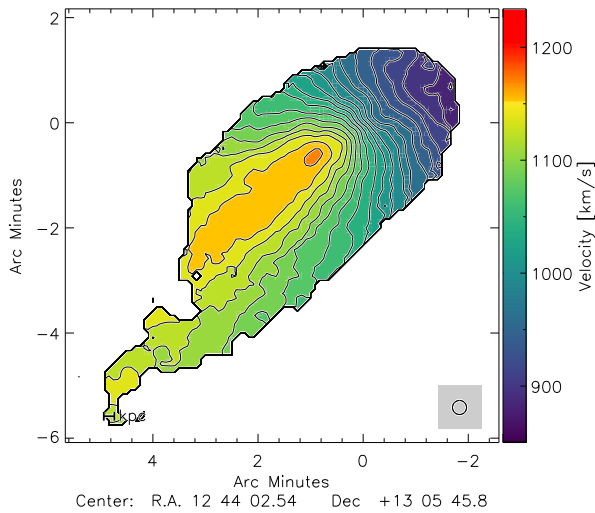


Figure 42: NGC 4654. Champ de vitesse HI

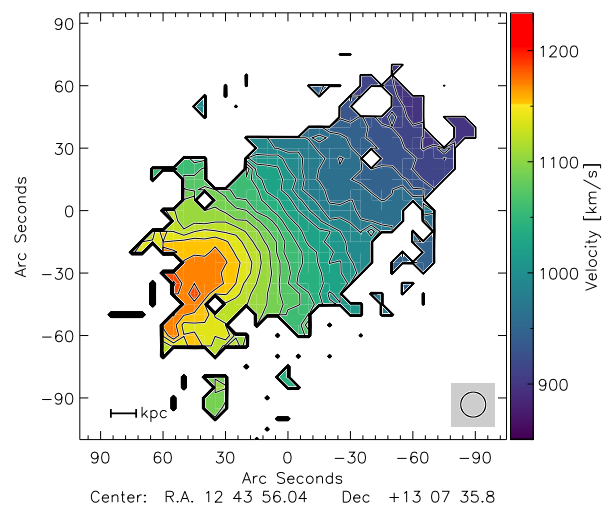


Figure 43: NGC 4654. Champ de vitesse CO

carte du champ de vitesse de la galaxie, comme présentés pour les données HI et CO(2-1) ci-dessous en Fig.42 et Fig.43.

Le champ de vitesse renferme énormément d'informations intéressantes pour l'étude cinématique du gaz dans les galaxies. La vitesse au centre est appelée vitesse systémique, elle donne une idée de la vitesse à laquelle la galaxie se déplace dans l'amas. Pour NGC 4654, elle est de 1060 km/s. Comme les galaxies sont en rotation, une partie du disque s'éloigne de nous alors que l'autre partie semble s'approcher. Ce décalage spectral est visible dans le champ de vitesse et permet donc de déterminer le sens de rotation de la galaxie. Ainsi la partie qui s'éloigne de nous - en rouge sur le graphique - présente des vitesses supérieures à la vitesse systémique. A l'inverse, la partie qui se rapproche de nous - en bleu sur le graphique - présente des vitesses réduites. L'asymétrie causée par les interactions est également visible sur la carte du champ de vitesse. Les isocontours (= lignes de valeur équivalente) forment en général dans le cas d'une galaxie non-perturbée une forme typique de papillon. Là où du côté de la queue de gaz elle est observable, on remarque que les lignes sont presque entièrement parallèles du côté compressé.

En soustrayant la valeur de la vitesse systémique à l'ensemble de la galaxie et en se plaçant le long de l'axe majeur ou mineur de la galaxie, il est possible de tracer la courbe de rotation de cette dernière. Étant



donné que nous disposons également de la carte entière ainsi que de l'émission intégrée, une autre manière de présenter les données cinématiques d'une galaxie est la réalisation d'un diagramme position-vitesse (souvent surnommé diagramme PV) comme présenté dans la figure Fig.44.

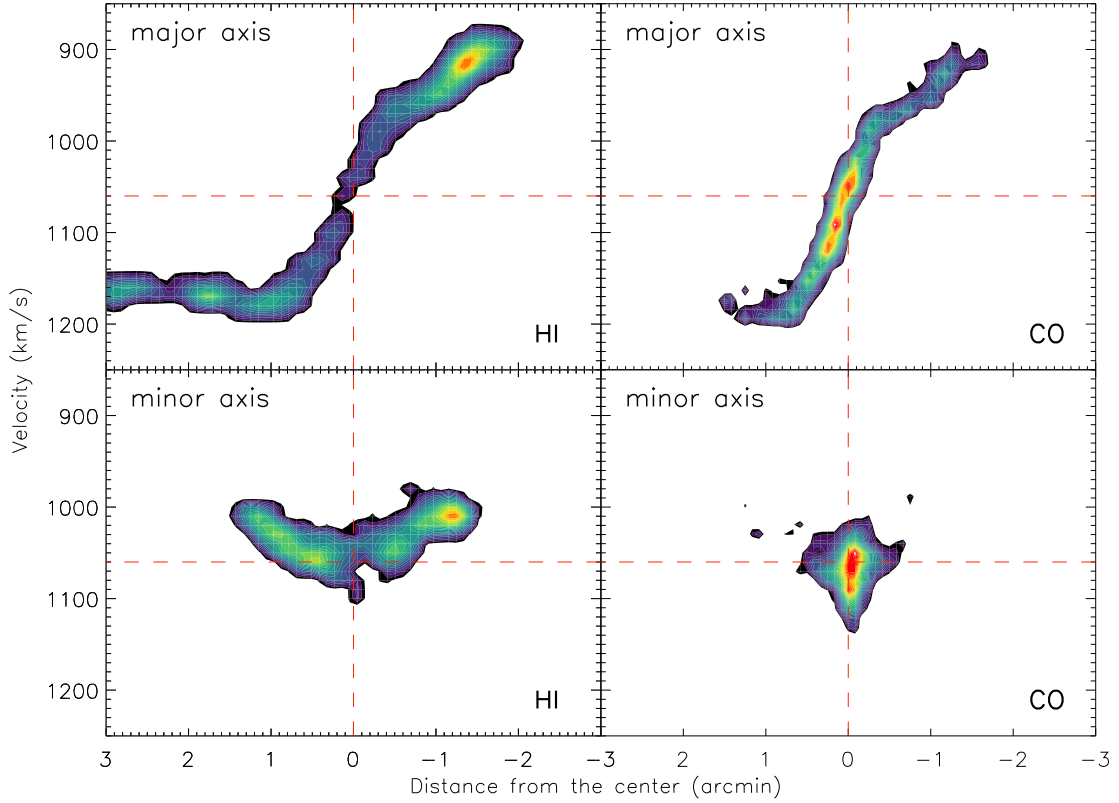


Figure 44: NGC 4654. Diagramme position-vitesse. Les panneaux de gauche représentent l'axe majeur et l'axe mineur pour le HI, les panneaux de droite l'axe majeur et l'axe mineur pour le CO(2-1).

Le second moment peut-être vu comme une mesure de la largeur de la raie spectrale observée pour une vitesse donnée. Il permet d'estimer une valeur plafond pour la dispersion de vitesse en différent point de la galaxie. Il est calculé de la manière suivante:

$$\sigma_v(\alpha, \delta) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (v_i - \bar{v}(\alpha, \delta))^2 S_v(\alpha, \delta, v_i)}{\sum_{i=1}^N S_v(\alpha, \delta, v_i)}}. \quad (84)$$

Les cartes de largeur de raie des données HI et CO(2-1) de NGC 4654 sont présentées en Fig.45 et Fig.46. Dans les deux cartes on peut observer une hausse de la dispersion de vitesse dans le centre de la galaxie. On remarque également que la distribution est globalement asymétrique le long de l'axe majeur, avec une largeur de raie de 5 km/s supérieure du côté compressé. Avec le moment 2, il n'est cependant pas possible de conclure que cette hausse de largeur de raie dans la région de forte densité HI est une hausse réelle de la dispersion de vitesse. Cette question est traitée plus en détail dans [Lizée et al. \(2021\)](#) via l'étude du modèle dynamique de NGC 4654.

### 6.1.5 Détermination du facteur de conversion CO-H<sub>2</sub>

La valeur du facteur de conversion CO-H<sub>2</sub> est impossible à calculer de manière précise dans les galaxies proches avec nos connaissances actuelles, mais on sait d'ores et déjà qu'elle peut varier significativement d'une galaxie à une autre, voir même au sein du disque d'une même galaxie selon le nuage de gaz considéré.

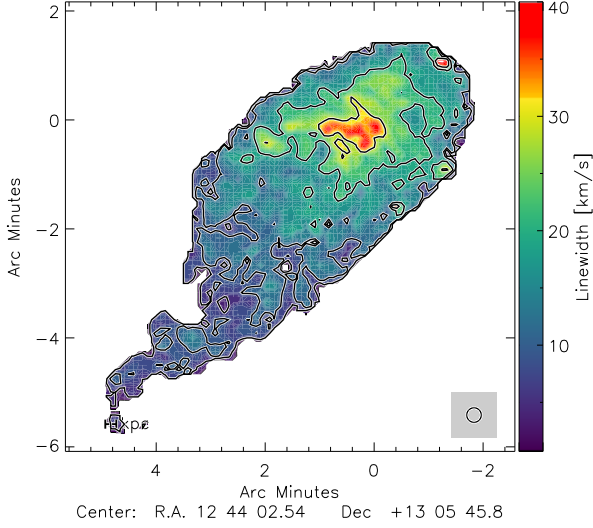


Figure 45: NGC 4654. Largeur de raie HI

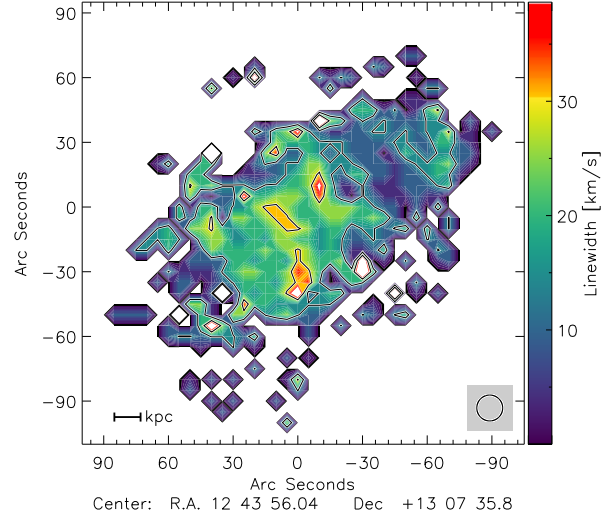


Figure 46: NGC 4654. Largeur de raie CO(2-1)

Une méthode permet cependant d'estimer la valeur du facteur de conversion à partir de la métallicité du gaz. Cette méthode, utilisée dans notre papier sur NGC 4654, est décrite par [Sandstrom et al. \(2013\)](#). L'hypothèse de départ est que le ratio permettant de passer de la densité de gaz moléculaire à la densité de surface en poussière, plus communément appelé DGR pour "Dust-to-Gas" ratio, varie très peu au sein de grandes régions galactiques de l'ordre du kpc ([Sandstrom et al. 2013](#), [Leroy et al. 2011](#)). En partant de ce postulat, on peut écrire une égalité entre la densité de surface totale du gaz, qui correspond donc à la somme des contributions atomiques représentées par le HI et du gaz moléculaire estimé à partir des données CO, et la densité de surface des poussières divisée par la DGR. L'expression principale de cette étude est donc la suivante:

$$\Sigma_{\text{gas}} = \Sigma_{\text{HI}} + \alpha_{\text{CO}} \cdot I_{\text{CO}}(1 - 0) = \frac{\Sigma_{\text{dust}}}{\text{DGR}} . \quad (85)$$

Les poussières émettent principalement du rayonnement thermique qui s'apparente à un corps noirs quasi parfait observable dans le domaine des infrarouges plus ou moins lointain. Si on considère les grains de poussières comme des émetteurs de type corps noirs, on peut considérer que le flux pour une fréquence  $\nu$  donnée correspond au produit d'un corps noir  $B_\nu$  évalué à la même fréquence par l'épaisseur optique de la raie observée  $\tau_\nu$ :

$$F_\nu \sim \tau_\nu B_\nu , \quad (86)$$

où l'épaisseur optique  $\tau_\nu$  est calculée via l'expression suivante:

$$\tau_\nu = \int \sigma_\nu N_{\text{H}} ds , \quad (87)$$

avec  $\sigma_\nu$  le coefficient d'absorption tel que  $\sigma_\nu \propto \nu^\beta$  ( $\beta = 2$ ) et  $N_{\text{H}}$  la densité de colonne en hydrogène. Pour estimer  $N_{\text{H}}$  à partir de l'émission infrarouge, on cherche dans un premier temps à connaître la température des poussières au sein de la galaxie. Dans notre cas spécifiquement, nous choisissons de travailler avec deux bandes de la mission SPIRE du relevé HERSCHEL, le 250 et 350  $\mu\text{m}$ . La méthode employée pour réaliser une carte de température de la galaxie consiste en la comparaison du rapport entre ces deux flux observés avec un ratio théorique basé sur les émissions de corps noir à ces mêmes fréquences. Ce ratio théorique est donné par l'expression suivante:

$$R_{\text{th}} = \left( \frac{\nu_{250\mu\text{m}}}{\nu_{350\mu\text{m}}} \right)^\beta \cdot \frac{B_\nu(\nu_{250\mu\text{m}}, T)}{B_\nu(\nu_{350\mu\text{m}}, T)} . \quad (88)$$

Nous avons calculé les valeurs de  $R_{\text{th}}$  pour une gamme de température de corps noir allant de 5 à 105 K, suffisamment large pour englober la plage de températures attendue pour les longueurs d'ondes considérées. L'étape suivante consiste à calculer les rapports entre les deux flux observés. Pour ce faire, nous avons convolué les cartes à l'aide d'une PSF (Point Spread Function) afin de les mettre à la même résolution spatiale et également à la même taille de pixel. Nous avons ensuite simplement réalisé le produit entre les deux cartes obtenues. Pour chaque élément de résolution, nous comparons la valeur du rapport observé aux valeurs théoriques, puis nous attribuons à chacun des pixels de l'image la valeur de température correspondante. Nous nous retrouvons donc au final avec une carte de température de la galaxie, présentée en Fig.48.

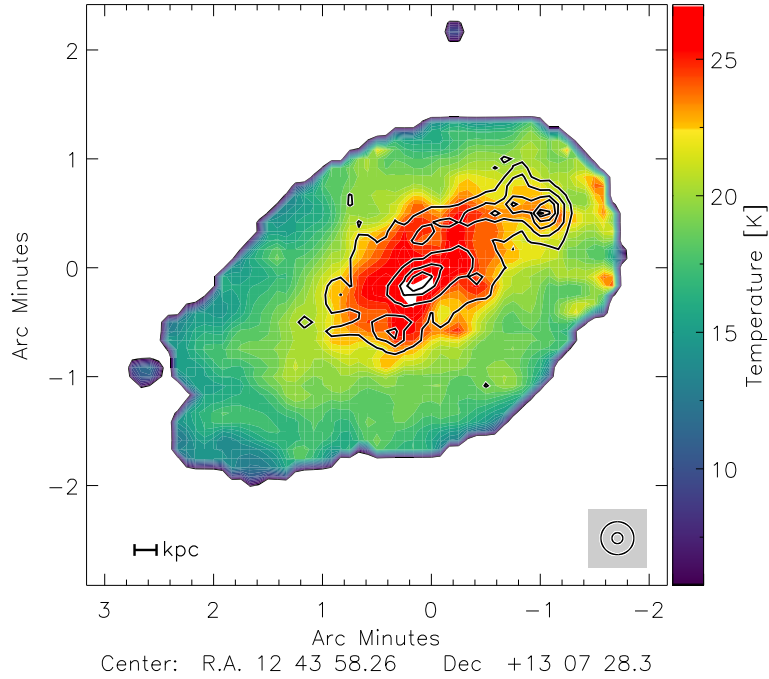


Figure 47: NGC 4654. Carte de température déduite des rapports de flux infrarouges  $250\mu\text{m}$  et  $350\mu\text{m}$ . En contours noirs, densité de surface de la SFR ( $24\mu\text{m} + \text{FUV}$ ).

La carte de température de NGC 4654 présente des températures comprises entre 10 et 30 K. Le maximum est atteint au centre de la galaxie et on observe également une température plus élevée le long du bras stellaire surdense en direction de la région de forte densité de surface HI. A partir de cette carte de température, nous pouvons désormais réaliser la carte de densité de colonne en hydrogène. Nous choisissons ici de rester avec la longueur d'onde de  $250\mu\text{m}$  utilisée précédemment. [Draine & Lee \(1984\)](#) ont proposé une valeur de coefficient d'absorption des poussières qui lie la densité de colonne en hydrogène à l'épaisseur optique à  $250\mu\text{m}$ :

$$\sigma_{\text{dust}} = \frac{\tau_{250\mu\text{m}}}{N_{\text{H}}} = 1.1 \times 10^{-25} \text{ cm}^{-2} . \quad (89)$$

Pour obtenir  $N_{\text{H}}$ , on combine donc la valeur du coefficient d'absorption à la valeur du flux  $F_{250\mu\text{m}}$  mesuré observationnellement ainsi que celle du corps noir évalué avec la même fréquence aux températures données par la carte réalisée précédemment. L'expression finale devient donc:

$$N_{\text{H}} = \frac{F_{250\mu\text{m}}}{B_{250\mu\text{m}}(T) \cdot \sigma_{\text{dust}}} . \quad (90)$$

Cette dernière nous permet donc d'obtenir une valeur de densité de colonne en Hydrogène pour chaque pixel de notre image finale. La carte présentant le résultat de l'opération est la suivante :

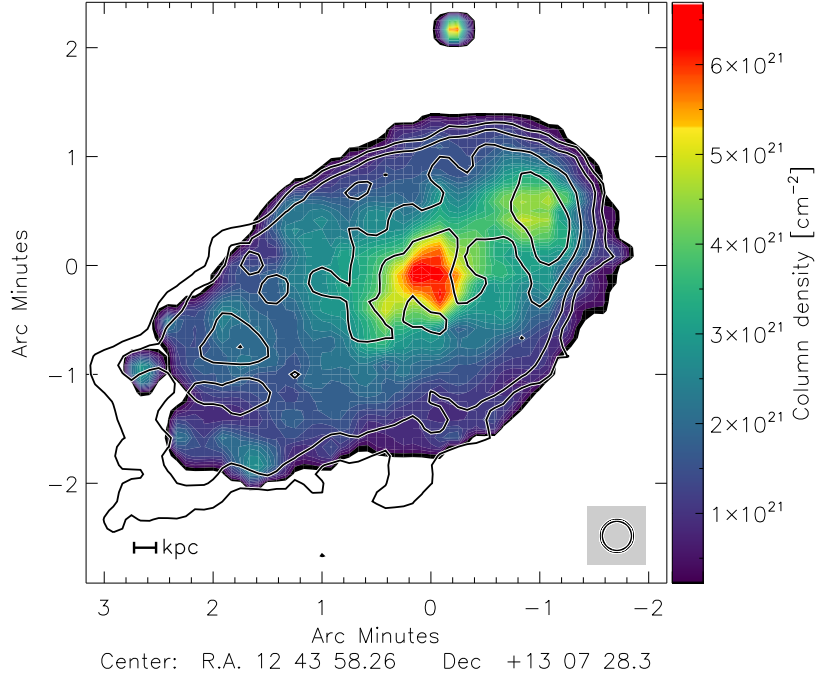


Figure 48: NGC 4654. Carte de densité de colonne de l'hydrogène total. En contours noirs, densité de surface du gaz atomique HI.

L'équation 85 liait la densité de surface du gaz total à la densité de surface des poussières par la DGR. Dans notre cas, nous ne disposons pas directement de la densité de surface des poussières mais d'une densité de colonne en Hydrogène. En posant  $\delta = \text{DGR}/\text{DGR}_0$ , on peut transformer l'expression de l'Eq.85 en:

$$\frac{N_{\text{H}}(\text{dust})}{\delta} = N_{\text{H}}(\text{HI}) + X_{\text{CO}} \cdot I_{\text{CO}}(1 - 0) , \quad (91)$$

où  $X_{\text{CO}}$  correspond à l'expression du facteur de conversion CO-H<sub>2</sub> exprimé en  $\text{cm}^{-2}(\text{K km s}^{-1})^{-1}$ . Nous disposons donc d'une équation où seul deux paramètres sont inconnus: le facteur de conversion  $X_{\text{CO}}$  et le coefficient  $\delta$  faisant office de DGR modifiée.

Comme énoncé précédemment, Sandstrom et al. (2013) partent du postulat que les variations de la DGR sont minimales à l'échelle locale. Cette hypothèse de départ nous permet de mettre en place une méthode de minimisation de la dispersion des valeurs de la DGR pour tenter de résoudre simultanément les valeurs de la DGR et du facteur de conversion dans des sous-régions du disque. Le principe de la méthode est le suivant: on cherche dans une grille de valeur de  $X_{\text{CO}}$  celle qui minimise la dispersion des points de la DGR en connaissant les valeurs des flux CO et HI. Puis que la valeur du facteur de conversion est multipliée au flux CO, l'étude est restreinte aux régions où du CO est détecté. Nous nous plaçons dans un scénario similaire à celui proposé par Sandstrom et al. (2013) en balayant une plage de facteur de conversion allant de 0 à  $100 \text{ cm}^2(\text{K km/s})^{-1}$ . Nous commençons par décrire des anneaux de surface égales autour du centre de la galaxie dans lesquels nous réalisons cette minimisation, puis nous évaluons la valeur du facteur de conversion dans la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$ . Pour chacune des quatre régions étudiées, nous trouvons une valeur du facteur de conversion très proche de la valeur galactique,  $\alpha_{\text{CO}} \sim \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ . Ce résultat est en contradiction directe avec les mesures de métallicité de Skillman et al. (1996) recalibrées en suivant Pérez-Montero & Contini (2009). Si on considère que le facteur de conversion est inversement proportionnel à la métallicité

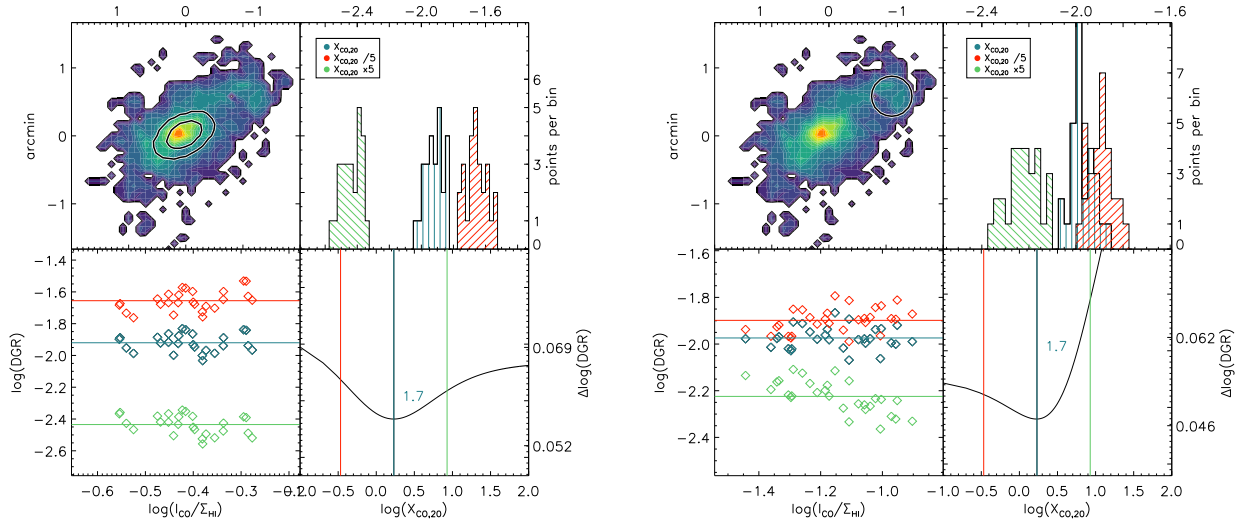


Figure 49: Méthode de minimisation de la dispersion de la DGR de Sandstrom et al. (2013) pour un anneau central (à gauche) et pour la région de forte densité de surface HI (à droite). Pour les trois derniers panneaux, le bleu correspond à la valeur de  $X_{CO}$  optimale trouvée par cette méthode, le vert et le rouge respectivement à 5 et 0.2 fois cette même valeur. *En haut à gauche* : Masque de la sélection de l’anneau en blanc sur la carte  $N_H(H_2)$ . *En haut à droite* : Histogramme de la DGR pour les pixels sélectionnés selon les différentes valeurs de  $X_{CO}$ . *En bas à gauche* : Mise en évidence de la dispersion des points des différentes DGR en fonction du rapport  $I_{CO}/\Sigma_{HI}$ . *En bas à droite* : Minimisation de la dispersion des points de la DGR selon les différentes valeurs prises par  $X_{CO}$ .

du disque, alors on s’attend plutôt à avoir une valeur du facteur deux fois plus importante dans la région  $HI\Sigma_{HI}$  (voir Fig.50). Ce résultat est discuté plus en détail dans Lizée et al. (2021), où nous décrivons les résultats en considérant les deux facteurs de conversions différents.

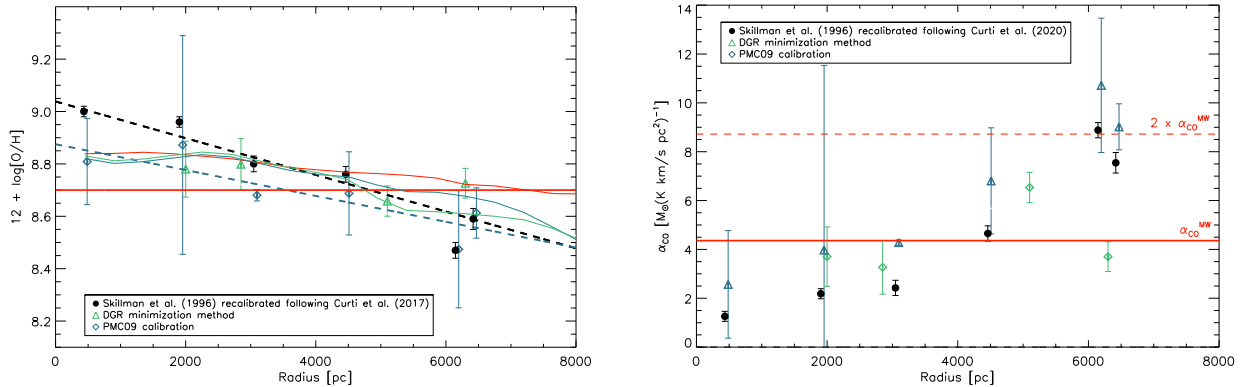


Figure 50: NGC 4654. Évolution radiale de la métallicité (à gauche) et du facteur de conversion (à droite).

## 6.2 Modélisation analytique du disque de NGC 4654

Afin d’essayer de comprendre sous quelles conditions physiques il est possible pour une galaxie de maintenir une densité de surface de gaz atomique ainsi qu’une SFR aussi importante que dans la région  $HI\Sigma_{HI}$ , nous avons adapté le modèle analytique de Vollmer & Leroy (2011). Il s’agit d’une version précédente des modèles Vollmer et al. (2017) et Lizée et al. 2021(in prep). Le modèle analytique de 2011 nous permet de produire les profils radiaux des deux phases du gaz atomique et moléculaire ainsi que le taux de formation stellaire en prenant comme paramètres d’entrée: (i) une valeur de Toomre Q constante pour tous les rayons; (ii) un taux d’accrétion de masse externe  $\dot{M}$  constant également pour tous les rayons; (iii) un profil de densité de surface stellaire (et la masse totale stellaire associée).

Dans le cas précis de NGC 4654, l’asymétrie du disque des deux côtés de son axe mineur nous impose un traitement en deux étapes. Nous avons choisi de scinder le disque en deux portions de surface différentes: une partie dite perturbée qui correspond à une portion du disque de  $30^\circ$  qui englobe l’intégralité de la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  ainsi que la partie dite non-perturbée qui correspond à la portion restante. Nous avons donc réalisé une série de profils radiaux observationnels (HI, CO(2-1) et SFR)P pour les deux sections du disque. Nous avons ensuite injecté dans le modèle les deux profils observationnels de la densité de surface stellaire. Pour le côté perturbé uniquement, nous avons également adapté la valeur du paramètre de Toomre  $Q$  afin de reproduire la hausse de densité de surface du gaz atomique et moléculaire dans la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$ . Nous nous sommes pour ce faire basés sur la forme générale de la bosse en densité de surface stellaire, que nous avons modélisés à l’aide d’une Gaussienne.

### 6.3 Évolution dynamique du disque de NGC 4654

Les observations multi-longueurs d’onde d’une galaxie proche nous permettent d’étudier les propriétés physiques à large échelle du gaz, des poussières, de la formation stellaire ou encore des étoiles. L’utilisation d’un modèle analytique qui retranscrit les lois d’échelles des nuages de gaz de la Voie Lactée nous permet de faire le lien entre les différentes échelles de taille et de densité pour permettre d’expliquer physiquement ce qu’on observe. Si l’utilisation conjointe de ces deux outils nous permet d’en apprendre d’avantage sur les nuages de gaz et la formation stellaire associée au sein des galaxies, elle possède une limite: elle ne retranscrit que l’état d’un disque à un instant  $t$  précis. Les échelles de temps des phénomènes astrophysiques étant infiniment trop grands comparé aux échelles humaines, la modélisation dynamique devient donc un outil indispensable pour étudier l’évolution temporelle des disques galactiques.

Dans cette thèse, nous nous basons sur le modèle dynamique présenté dans [Vollmer et al. \(2001\)](#) adapté pour reproduire le disque perturbé de la galaxie NGC 4654. Le modèle prend en compte l’interaction gravitationnelle avec la galaxie NGC 4639 ainsi que le balayage du gaz par la pression dynamique, modifiant ainsi la distribution stellaire et gazeuse d’une spirale classique au cours de la simulation. Dans ce chapitre nous allons dans un premier temps présenter le modèle dans sa généralité, parler des modifications apportées pour le faire correspondre au disque de NGC 4654, avant d’aborder les différents résultats mis en évidence grâce à ce dernier.

#### 6.3.1 Présentation du modèle dynamique

Le modèle de [Vollmer et al. \(2001\)](#) est un modèle dynamique à N-corps dont le but est de reproduire les distributions 3D du gaz et des étoiles d’une galaxie spirale. Le terme de N-corps signifie qu’on modélise la galaxie comme un ensemble de points de qui vont chacun posséder des caractéristiques physiques individuelles (masse, taille, vitesse, position). Ces particules massives sont séparées dans le modèle en deux grands groupes distincts. La partie non-collisionnelle du modèle a pour but de reproduire la distribution des étoiles et de la matière noire de la galaxie. Elle est elle-même scindée en trois sous-parties distinctes: le halo de matière noire, le bulbe stellaire et les étoiles du disque galactique. La masse stellaire totale est donnée en paramètre d’entrée selon la galaxie modélisée, partagée ensuite entre ces trois contributions au potentiel de la galaxie. La partie collisionnelle du modèle reproduit la distribution des nuages de gaz qui composent le milieu interstellaire de la galaxie. Les particules peuvent subir des collisions inélastiques entre elles et former des régions plus ou moins denses au sein du disque. La formation d’étoiles est considérée comme étant proportionnelle au taux de collision des nuages. Les étoiles sont formées par collision nuage-nuage et ajoutées au nombre total de particules en tant que points de masse nulle et gardent la position et la vitesse

des nuages en collision. Le taux de formation stellaire quand à lui est considéré comme proportionnel à l'émission ultraviolet lointain (FUV) qui est modélisé à partir du code STARBURST99 (Leitherer et al. 1999). Le flux FUV correspond ici à la distribution sans extinction de l'émission des particules d'étoiles nouvellement créées au sein du modèle. A la naissance d'une nouvelle étoile, l'information sur son temps de création est gardé en mémoire par le modèle. Cette information nous permet ainsi d'estimer l'émission  $H\alpha$  associée à la formation d'étoiles jeunes. L'intégration le long de la ligne de visée des cubes de données générés par le modèle dynamique pour chaque pas de temps permet de créer des cartes 2D de la distribution du gaz total, de la densité de surface stellaire, ainsi que des flux FUV et  $H\alpha$  qui pourront être comparés aux observations. La séparation entre les phases du gaz atomique et moléculaire est donnée par la fraction moléculaire  $f_{\text{mol}}$ .

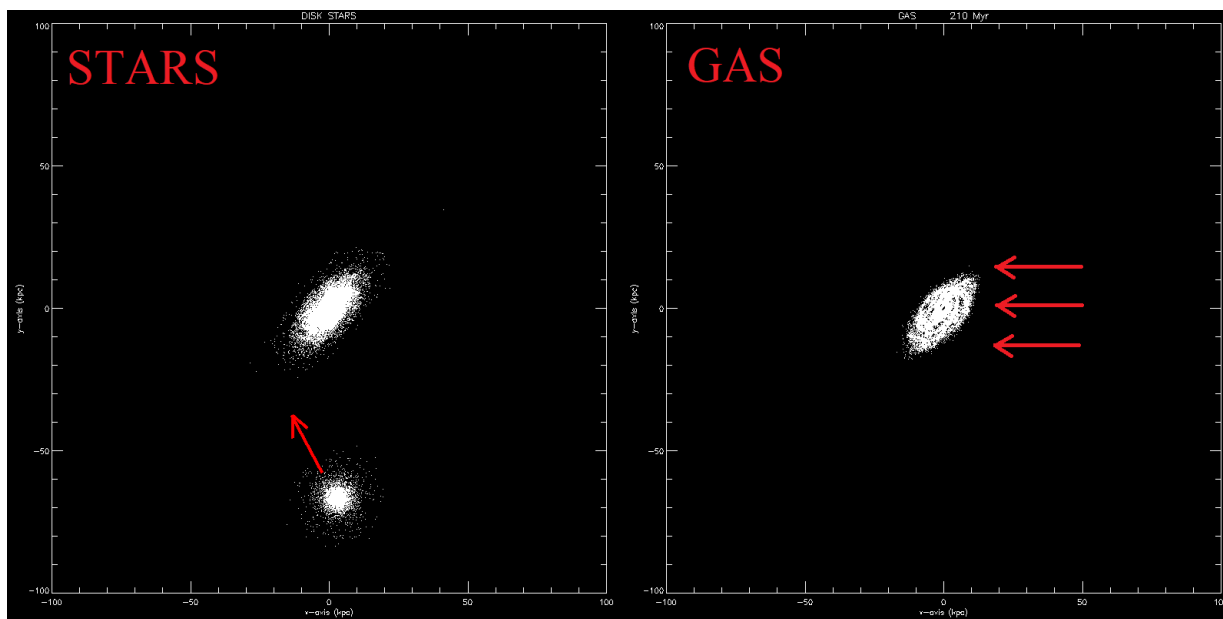


Figure 51: NGC 4654. Snapshot du modèle à  $T = 210$  Myr. Le panneau de gauche de représente la distribution des particules stellaires affectées par l'interaction gravitationnelle. Le panneau de droite représente la distribution des particules de gaz affectées par le balayage par pression dynamique.

### 6.3.2 Adaptation du modèle à NGC 4654

L'évolution du disque de NGC 4654 est suivie durant 1 milliard d'années par pas de 10 millions d'années. La galaxie NGC 4639 en interaction gravitationnelle avec NGC 4654 est définie comme un simple puits de potentiel, amas d'étoiles sans gaz, qui va altérer la distribution des particules stellaires du disque de NGC 4654 en passant à proximité. L'effet de la pression dynamique est simulé par une pression additionnelle exercée sur les nuages dans la direction du vent (= direction opposée au déplacement de la galaxie dans le milieu intra-amas). Dans le modèle, on applique une force perpendiculaire dans la direction ouest-est sur le disque formé par les particules représentant les nuages de gaz. Trois niveaux de forces ont été testés: sans aucun balayage par pression dynamique, avec la valeur de pression dynamique estimée à l'aide des observations VIVA, avec la moitié de cette même force de pression. La masse des nuages de gaz est contrainte dans une gamme allant de  $3 \times 10^5$  à  $3 \times 10^6 M_{\odot}$ .

Parmi toutes les snapshots du modèle dynamique nous avons cherché un pas de temps pour lequel la galaxie modélisée présente la même morphologie et les mêmes caractéristiques que les observations, à savoir une queue de gaz étendue HI à l'opposé de son sens de déplacement, un bras surdense stellaire en direction



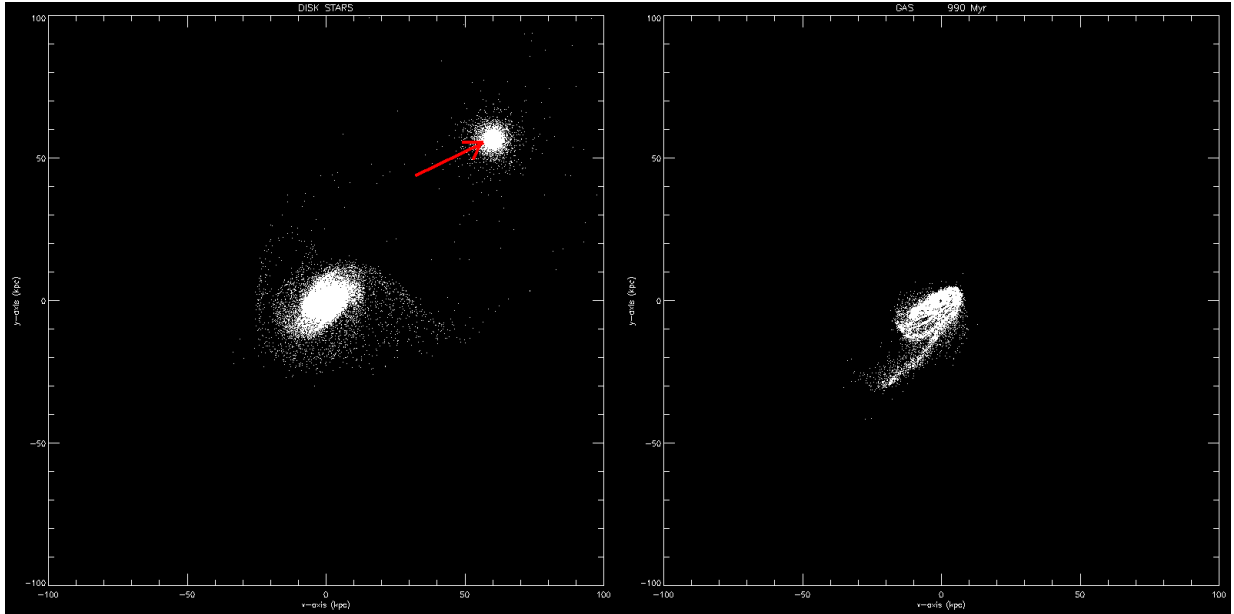


Figure 52: NGC 4654. Snapshot du modèle à  $T = 990$  Myr. Le panneau de gauche de représente la distribution des particules stellaires affectées par l’interaction gravitationnelle. Le panneau de droite représente la distribution des particules de gaz affectées par le balayage par pression dynamique.

de la zone comprimée par la pression dynamique, ainsi qu’une zone de forte densité de surface HI qui dépasse la valeur canonique de  $v_{\text{disp}} = 15$  km/s (voir Figure 53). Nous avons ensuite produit les mêmes cartes, plots linéaires et diagrammes que pour les observations afin de comparer les résultats et voir si la physique du modèle permettait ou non de reproduire les phénomènes observés.

Nous avons également testé de reproduire les mêmes cartes avec différentes valeurs pour l’intensité de la pression dynamique exercée sur la galaxie. La puissance de la pression dynamique estimée observationnellement pour NGC 4654 est de  $p_{\text{ram}} = 200 \text{ cm}^{-3} \text{ km s}^{-1}$ , valeur relativement importante compte-tenu de sa vitesse de déplacement et sa position comparé au centre de l’amas. Nous avons de ce fait réalisé deux autres séries de plots avec une pression dynamique deux fois moins importante, et sans pression dynamique du tout (voir Figure 54). Sans aucun balayage par pression dynamique, aucune des observables n’est observée: la galaxie ne présente pas d’asymétrie notable dans ses distributions de gaz diffus, ni dans sa formation stellaire. Avec une force de pression dynamique deux fois moins importante, nous arrivons également à reproduire la région de forte densité de surface HI, cependant la forme générale de la galaxie n’est pas reproduite.

## 6.4 Résumé du papier sur NGC 4654

Le but de ce papier est d’étudier l’incidence des interactions gravitationnelles et du balayage par pression dynamique sur les propriétés physiques du milieu interstellaire de NGC 4654 à l’échelle du kiloparsec. Comment l’effet combiné de ces deux interactions altère à la fois la distribution des différentes phases du gaz et quel impact cela engendre-t-il sur la formation stellaire associée ? Par l’association d’une étude observationnelle multi-longueurs d’onde ainsi que d’une double modélisation analytique et dynamique du disque de NGC 4654, nous cherchons à comprendre et quantifier: (i) les conséquences de la compression du gaz atomique et diffus par la pression dynamique ainsi que du gaz moléculaire dense et des étoiles par l’interaction gravitationnelle; (ii) la comparaison de l’efficacité de formation stellaire et de la fraction moléculaire entre le disque et au sein des régions comprimées; (iii) les réactions de la turbulence interstellaire

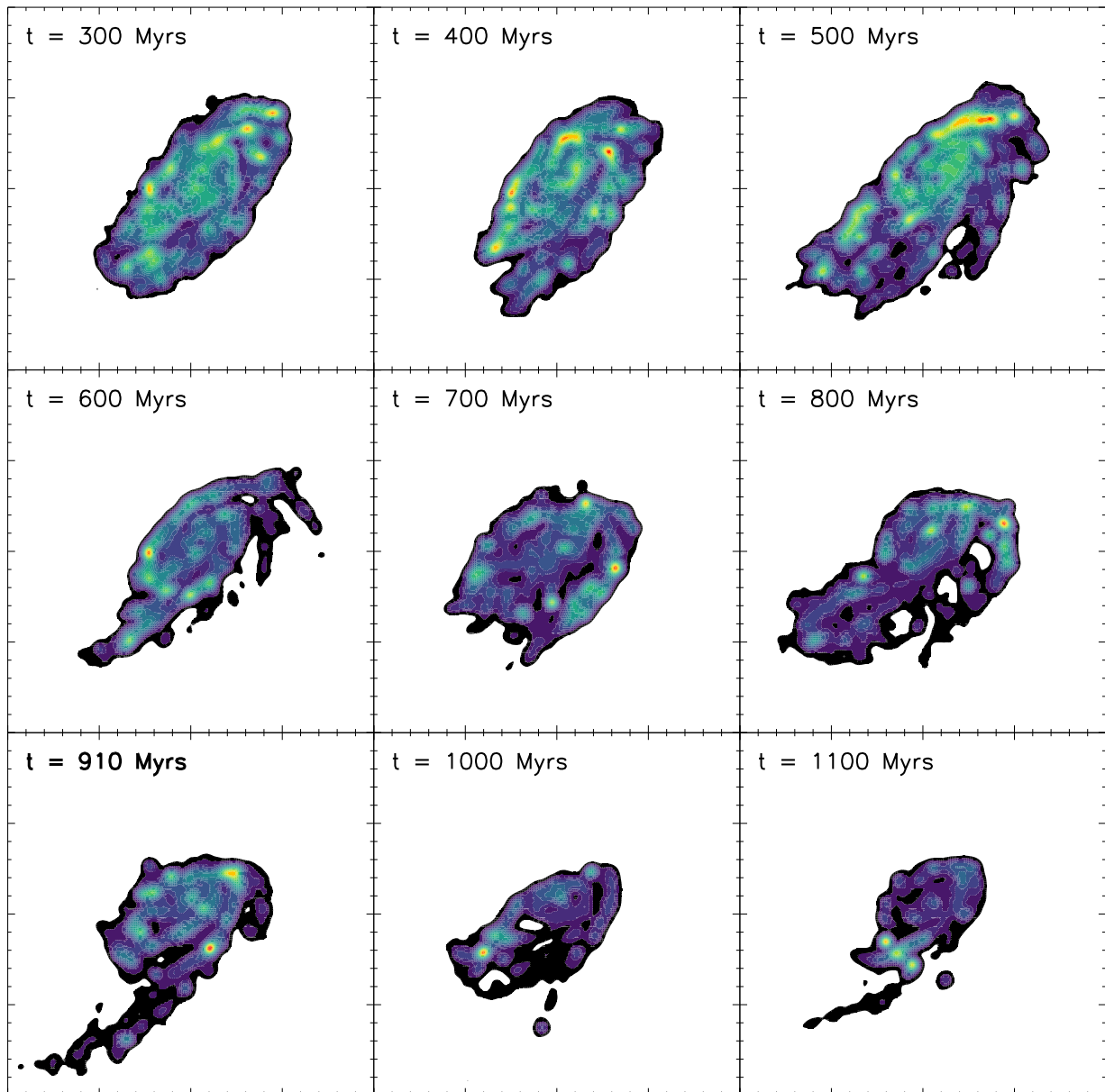


Figure 53: Comparaison des différents snapshots du modèle dynamique de NGC 4654. En couleur: carte de distribution du gaz atomique du modèle.

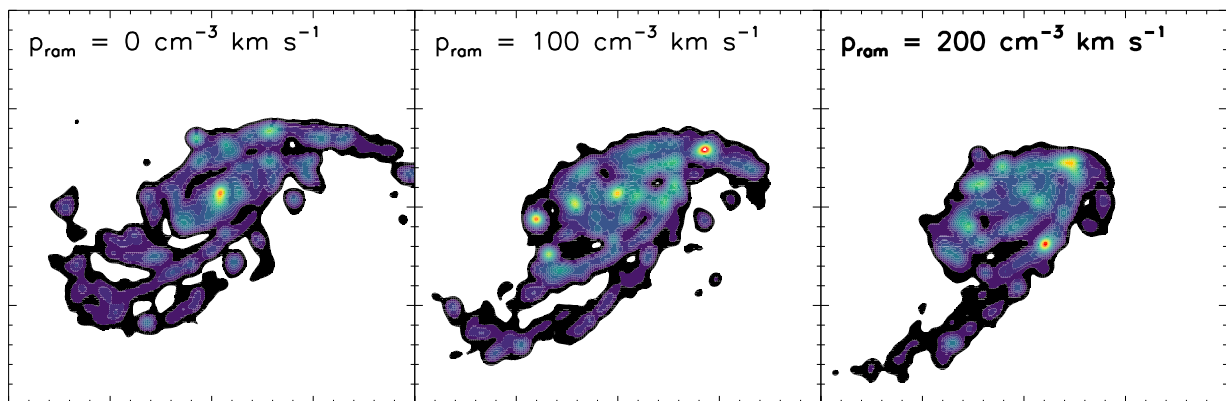


Figure 54: Comparaison des cartes du gaz atomique de NGC 4654 pour différentes puissances de la pression dynamique à  $t = 910$  Myrs.

face à la forte compression du gaz ainsi que les phénomènes de rétro-action stellaire.

La première partie de l'article se concentre sur une étude purement observationnelle de la galaxie basée sur la combinaison de nombreuses données multi-longueurs d'onde: le relevé VIVA pour tracer la distribution du gaz atomique; nos nouvelles données CO(2-1) HERA pour tracer le gaz moléculaire; les données  $3.6\mu\text{m}$  SPITZER pour la contribution stellaire; les données FUV GALEX,  $24\mu\text{m}$  SPITZER et H $\alpha$  GOLDMINE pour calculer le taux de formation stellaire; et les flux infrarouges lointains 250 et  $500\mu\text{m}$  SPIRE du relevé HERSCHEL pour les poussières. Dans cette section nous mettons en évidence la présence d'une région comprimée par la pression dynamique où la densité de surface HI dépasse très largement les valeurs habituellement observées ( $\Sigma_{\text{HI}}^{\text{max}} > 30 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$  pour NGC 4654 contre  $\Sigma_{\text{HI}}^{\text{max}} < 20 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$  dans la grande majorité des galaxies). Nous avons également tracé la relation de Schmidt-Kennicutt moléculaire de NGC 4654 qui présente une tendance linéaire pour l'ensemble du disque de la galaxie exceptée la région de forte densité de surface HI (= région Hi $\Sigma_{\text{HI}}$ ) pour laquelle l'efficacité de formation stellaire ( $\text{SFE}_{\text{H}_2} = \dot{\Sigma}_{\star}/\Sigma_{\text{H}_2}$ ) est jusqu'à deux fois plus importante. De la même manière nous avons tracé la relation entre la fraction moléculaire ( $R_{\text{mol}} = \Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{HI}}$ ) et la pression totale du plan qui une fois encore présente une relation linéaire entre les deux grandeurs exceptée dans la région Hi $\Sigma_{\text{HI}}$  où la valeur du rapport est cette fois jusqu'à deux fois plus basse.

Pour comprendre sous quelles conditions il est possible de former et maintenir une région présentant de telles caractéristiques au sein d'un disque galactique, nous avons dans un premier temps adapté le modèle analytique de [Vollmer & Leroy 2011](#) à la galaxie NGC 4654 (voir Section 6.2). Pour se faire, nous avons scindé le disque de la galaxie en deux parties distinctes: (i) une portion du disque qui englobe la totalité de la région Hi $\Sigma_{\text{HI}}$ , et (ii) son négatif. Nous avons adapté manuellement le profil de densité de surface stellaire pour le faire correspondre aux observations. Pour le côté perturbé, nous avons simulé une hausse de la densité de surface stellaire au sein de la région Hi $\Sigma_{\text{HI}}$  qui reproduit la surdensité stellaire présente dans le bras spiral en direction du nord-ouest comme observé. En utilisant une technique similaire à celle présentée dans la Section 4.5 de cette thèse, nous avons tenté de déterminer quels jeux de paramètres permettaient au mieux de reproduire les données observées. Le principal résultat que nous avons réussi à mettre en évidence avec cette méthode est que pour reproduire analytiquement la région Hi $\Sigma_{\text{HI}}$ , une augmentation de la dispersion de vitesse de l'ordre de  $\Delta v \sim 5 \text{ km s}^{-1}$  combinée avec une baisse du paramètre de Toomre  $Q$  gazeux  $Q_{\text{gas}} < 1$  était nécessaire pour reproduire une telle région. Nous avons également pu voir qu'une solution alternative serait de baisser le paramètre de Toomre  $Q$  très en dessous de la valeur critique  $Q_{\text{gas}} \ll 1$  ou bien d'augmenter dramatiquement la dispersion de vitesse du gaz  $v_{\text{turb}} > 30 \text{ km s}^{-1}$ . Dans les deux cas, les études observationnelles ne permettent pas de justifier de telles valeurs extrêmes.

À l'aide du modèle dynamique présenté en Section 6.3 qui reproduit à la fois l'interaction gravitationnelle et le balayage par pression dynamique, nous avons tenté de reproduire les distributions spatiales du gaz, des étoiles et de la SFR observées dans NGC 4645. L'étude du modèle dynamique a montré que nous étions capable de reproduire de manière satisfaisante les distributions du gaz et des étoiles, ainsi que toutes les grandeurs secondaires associées, mais que la SFR était très fortement sous estimée dans la région Hi $\Sigma_{\text{HI}}$  comparée aux observations. Nous avons donc pu voir quelles étaient les limites d'un modèle où la SFR est purement collisionnelle, l'absence de processus physiques comme les mécanismes de refroidissement du gaz ou la rétro-action stellaire empêchant la formation de régions surdenses où se forment majoritairement les étoiles. Si la largeur de raie observationnelle nous permet de fixer une limite haute pour la valeur de la dispersion de vitesse réelle du gaz, sa valeur directe de la dispersion ne peut être directement mesurée. En

se basant sur les valeurs de vitesse de chaque particule de gaz individuelles modélisées, nous avons comparé la dispersion de vitesse réelle du gaz calculée en 3D aux largeurs de raies obtenues à l'aide du moment 2 via le champ de vitesse HI de la galaxie.

Les différentes études réalisées dans ce papier nous ont permis de mieux comprendre comment le milieu interstellaire, principalement via la turbulence, se comporte lorsqu'il est soumis à des interactions majeures qui viennent altérer son efficacité de formation stellaire et plus globalement la stabilité de ses nuages de gaz. Tous nos résultats ainsi que l'étude comparée avec d'autres galaxies présentant des caractéristiques similaires laissent donc supposer que lors une période de compression du gaz par des interactions externes, la densité totale de surface du gaz est augmentée, entraînant une hausse du taux de formation d'étoiles et de la rétroaction stellaire. La balance entre la compression du gaz et l'augmentation de la dispersion de vitesse du gaz par la rétroaction stellaire qui en résulte semble donc permettre de stabiliser des régions normalement instables et de les maintenir durant plusieurs millions d'années.

## **6.5 Gas compression and stellar feedback in the tidally interacting and ram-pressure stripped Virgo spiral galaxy NGC 4654**

# Gas compression and stellar feedback in the tidally interacting and ram-pressure stripped Virgo spiral galaxy NGC 4654<sup>★</sup>

T. Lizée<sup>1</sup>, B. Vollmer<sup>1</sup>, J. Braine<sup>2</sup>, and F. Nehlig<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université de Strasbourg, CNRS, Observatoire Astronomique de Strasbourg, UMR 7550, 67000 Strasbourg, France  
e-mail: [thomas.lizee@astro.unistra.fr](mailto:thomas.lizee@astro.unistra.fr)

<sup>2</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Univ. Bordeaux, CNRS, B18N, Allée Geoffroy, Saint-Hilaire 33615, Pessac, France

Received 13 July 2020 / Accepted 12 November 2020

## ABSTRACT

Due to an environment that promotes gravitational interactions and ram pressure stripping, galaxies within clusters are particularly likely to present unusual interstellar medium (ISM) properties. NGC 4654 is a Virgo cluster galaxy seen almost face-on, which undergoes nearly edge-on gas ram pressure stripping and a fly-by gravitational interaction with another massive galaxy, NGC 4639. NGC 4654 shows a strongly compressed gas region near the outer edge of the optical disk, with HI surface densities (high HI surface density region) significantly exceeding the canonical value of  $10\text{--}15 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ . New IRAM 30 m HERA CO(2–1) data of NGC 4654 are used to study the physical conditions of the ISM and its ability to form stars in the region where gas compression occurs. The CO-to-H<sub>2</sub> conversion factor was estimated by (i) simultaneously solving for the conversion factor and the dust-to-gas ratio by assuming that the latter is approximately constant on giant molecular cloud scales and (ii) by assuming that the dust-to-gas ratio is proportional to the metallicity. The CO-to-H<sub>2</sub> conversion factor was found to be one to two times the Galactic value. Based on the comparison with a region of similar properties in NGC 4501, we favor the higher value. We observe a significant decrease in the ratio between the molecular fraction and the total ISM pressure in the high HI surface density region. The gas in this region is self-gravitating, with a Toomre parameter below the critical value of  $Q = 1$ . However, the star-formation efficiency ( $\text{SFE}_{\text{H}_2} = \Sigma_{\text{SFR}}/\Sigma_{\text{H}_2}$ ) is 1.5 to 2 times higher, depending on the assumed conversion factor, in the high HI surface density region than in the rest of the disk. Analytical models were used to reproduce radial profiles of the SFR and the atomic and molecular surface densities to better understand which physical properties are mandatory to maintain such high HI surface density regions. We conclude that a Toomre parameter of  $Q \sim 0.8$  combined with an increase in the velocity dispersion of  $\Delta v_{\text{disp}} \sim 5 \text{ km s}^{-1}$  are necessary conditions to simultaneously reproduce the gas surface densities and the SFR. A dynamical model that takes into account both gravitational interactions and ram pressure stripping was used to reproduce the gas distribution of NGC 4654. While the ISM properties are well reproduced in the whole disk, we find that the model SFR is significantly underestimated in the high HI surface density region due to the absence of gas cooling and stellar feedback. The comparison between the velocity dispersion given by the moment 2 map and the intrinsic 3D velocity dispersion from the model were used to discriminate between regions of broader linewidths caused by a real increase in the velocity dispersion and those caused by an unresolved velocity gradient only. We found that the  $5 \text{ km s}^{-1}$  increase in the intrinsic velocity dispersion predicted by the model is compatible with the observed velocity dispersion measured in the high HI surface density region. During a period of gas compression through external interactions, the gas surface density is enhanced, leading to an increased SFR and stellar feedback. Our observations and subsequent modeling suggest that, under the influence of stellar feedback, the gas density increases only moderately (by less than a factor of two). The stellar feedback acts as a regulator of star-formation, significantly increasing the turbulent velocity within the region.

**Key words.** galaxies: evolution – galaxies: interactions – galaxies: star formation – galaxies: clusters: individual: NGC 4654

## 1. Introduction

To understand how galaxies form stars from gas, it is essential to study disturbed disk galaxies. This is because it is possible to observe the influence of the perturbations on the interstellar medium (ISM) and its ability to form stars in these systems.

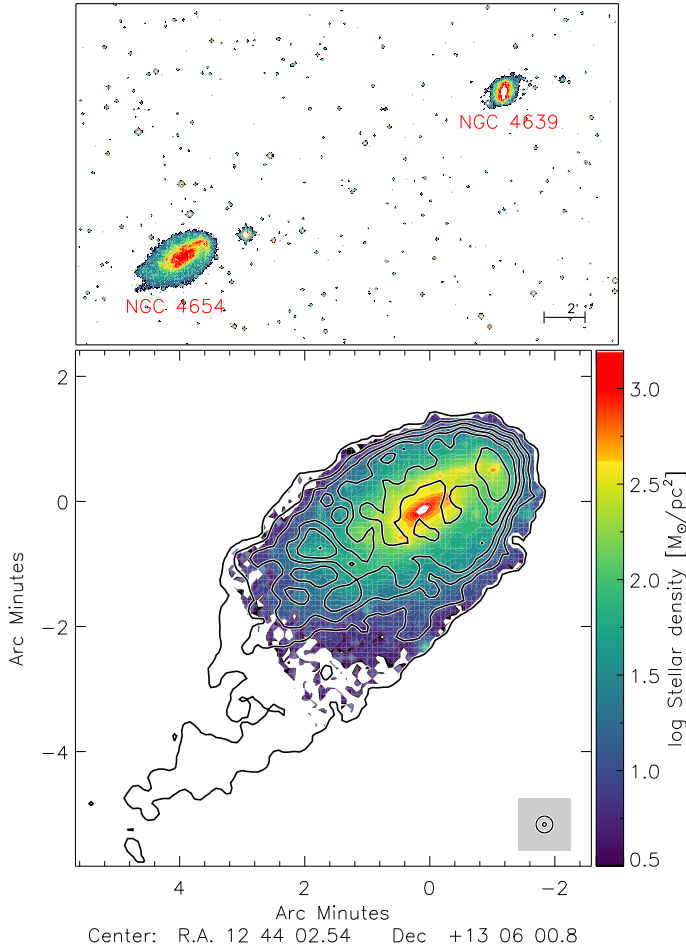
Galaxy clusters represent ideal laboratories for studying perturbations due to environmental interactions. Proximity between individual galaxies promotes gravitational interactions (slow galaxy-galaxy interactions or harassment) that affect both the stellar and dense gas distribution on large scales. Moreover, the hydrodynamical interaction created by the motion of a galaxy through the hot and tenuous gas that constitutes the intracluster

medium (ICM) also strongly affects the distribution of the interstellar medium (ISM). This effect – known as ram pressure stripping – depends on the ICM density and the velocity of the galaxy with respect to the cluster mean. Both quantities increase with a decreasing distance to the cluster center.

The main ingredient required for star-formation is dense molecular gas. Within spiral galaxies, a strong correlation has been identified between the molecular gas (H<sub>2</sub>) and the star-formation rate (SFR) (e.g. Kennicutt 1998; Bigiel et al. 2008; Kennicutt & Evans 2012; Bolatto et al. 2017). Therefore, one of the major quantities that has to be investigated is the star-formation efficiency with respect to the molecular gas,  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$ . Past studies have shown that variations in the  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  are wider between galaxies than within the same galactic disk (e.g. Leroy et al. 2008; Bigiel et al. 2008; Genzel et al. 2010; Schruba et al. 2011; Saintonge et al. 2017; Tacconi et al. 2018).

<sup>★</sup> The reduced datacube are only available at the CDS via anonymous ftp to [cdsarc.u-strasbg.fr](ftp://cdsarc.u-strasbg.fr) (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/cat/J/A+A/645/A111>

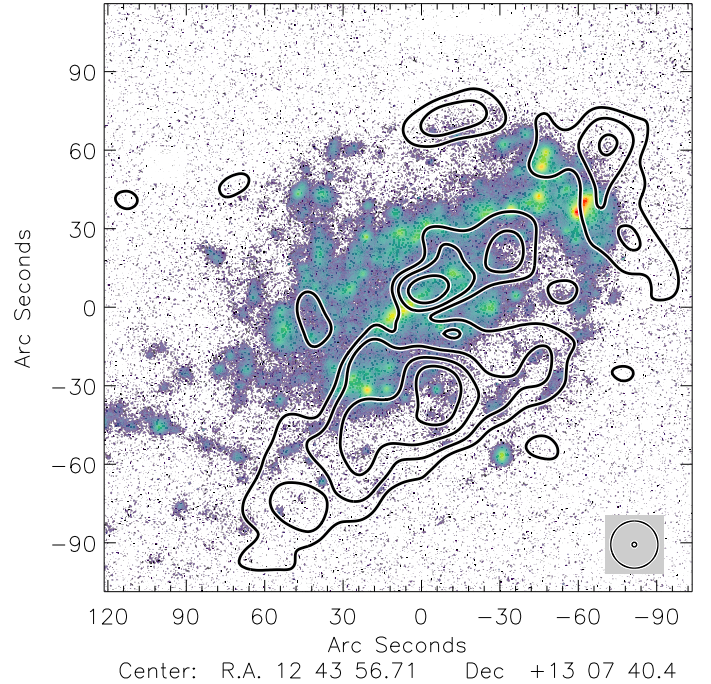




**Fig. 1.** Environment and interstellar medium distribution of NGC 4654. *Top panel:* NGC 4654 and its companion NGC 4639 (SDSS9 extracted via Aladin v10 (Nebot Gomez-Moran et al. 2020)). *Bottom panel:* HI surface density (contours) on the stellar surface density based on  $3.6\ \mu\text{m}$  *Spitzer* data (color). Contour levels are 1, 5, 10, 15, 20, and  $30\ M_{\odot}\ \text{pc}^{-2}$ . The resolution is  $16''$ .

The molecular ISM usually presents a constant depletion time of  $t_{\text{dep}}^{\text{H}_2} \sim 2.35\ \text{Gyr}$  with a  $1\sigma$  scatter of 0.24 dex (Bigiel et al. 2011). Only few extreme cases of interacting galaxies where the star-formation efficiency is significantly different have been found. This is the case for NGC 4438, which undergoes a tidal interaction and ram pressure stripping with  $t_{\text{dep}}^{\text{H}_2} \sim 6\ \text{Gyr}$  (Vollmer et al. 2009, 2012a), as well as the Taffy system, a head-on collision between two massive spiral galaxies with  $t_{\text{dep}}^{\text{H}_2} \sim 6\ \text{Gyr}$  (Vollmer et al. 2012b). Wong & Blitz (2002) highlighted a second correlation that describes the division of the molecular and the atomic phases within the ISM. The molecular fraction  $R_{\text{mol}} \equiv \Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{HI}}$  is approximately proportional to the total ISM pressure,  $P_{\text{tot}}$  (see Eq. (15)). The natural question that arises from this observation is whether or not we can find galaxies among the cases of disturbed disk galaxies, especially those affected by ram pressure stripping, where these relations do not hold.

Using the VIVA survey (VLA Imaging of Virgo galaxies in Atomic gas), Chung et al. (2007) revealed the presence of seven galaxies within the Virgo cluster with truncated HI disks and an extended HI gas tail on the opposite side. Among this sample, one galaxy in particular attracts our attention, NGC 4654. The HI disk of NGC 4654 is sharply truncated in the northwestern side of the disk and presents an unusually dense region of



**Fig. 2.** NGC 4654: 6 cm polarized radio continuum emission (contours) on the GOLDMINE  $\text{H}\alpha$  emission map in color levels (Gavazzi et al. 2003). The spatial resolutions are  $18''$  and  $1.8''$ .

atomic hydrogen surface density (about  $25\ M_{\odot}\ \text{pc}^{-2}$  including Helium) at the edge of the optical disk (Fig. 1). Such high surface densities are exceptional and have only been observed in very rare cases (e.g. in the interacting Eyelid galaxy, Elmegreen et al. 2016). In addition to being affected by ram pressure stripping, NGC 4654 underwent a gravitational interaction with another Virgo galaxy, NGC 4639, about 500 millions years ago (Vollmer 2003). NGC 4654 presents an asymmetric stellar distribution with a dense stellar arm toward the northwest (Fig. 1). A strongly enhanced  $\text{H}\alpha$  emission is also observed in the region of the highest atomic gas surface density (Fig. 2). The gravitational interaction and ram pressure stripping gave rise to asymmetric ridges of polarized radio continuum emission whereas the sudden ridge is most probably due to shear motions induced by the gravitational interaction and the western ridge is caused by ram pressure compression (Soida et al. 2006).

Chung & Kim (2014) conducted a study on NGC 4654 by combining the HI VIVA data with the extragalactic CO CARMA Survey Toward Infrared- bright Nearby Galaxies (STING, Rahman et al. 2011). They showed that the star-formation efficiency with respect to the molecular gas ( $\text{SFE}_{\text{H}_2}$ ) reaches unusually high values in the northwestern, high atomic gas surface density region. At the same time, they found that the  $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$  ratio is unusually low in this same region. As the  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  and  $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$  both depend on the surface density of the molecular gas, it is essential to determine the CO-to- $\text{H}_2$  conversion factor as precisely as possible.

The purpose of this paper is to investigate the influence of gas compression and stellar feedback on the gas distribution and SFR within spiral galaxies through the study of NGC 4654 and its overdense northwestern region. We refer to the high atomic gas surface density region as “ $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$ ” for the remainder of the paper. This article is organized in the following way. In Sects. 2 and 3, the new CO(2–1) IRAM 30 m data are presented, with ancillary data introduced in Sect. 4. The CO-to- $\text{H}_2$  conversion

**Table 1.** NGC 4654 general properties.

Morphological type	SAB(rs)cd
Optical diameter	$5.17' \times 1.41'$
Distance	17 Mpc
$\alpha$ (J2000)	$12^{\text{h}} 43^{\text{m}} 56.6^{\text{s}}$
$\delta$ (J2000)	$13^{\circ} 07' 36''$
Inclination angle	$51^{\circ}$
Systemic velocity	$1060 \text{ km s}^{-1}$
Rotational velocity	$170 \text{ km s}^{-1}$
Total SFR <sup>(a)</sup>	$1.84 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
HI mass <sup>(b)</sup>	$3.4 \times 10^9 M_{\odot}$
H <sub>2</sub> mass <sup>(c)</sup>	$2.3 \times 10^9 M_{\odot}$
Stellar mass	$2.8 \times 10^{10} M_{\odot}$

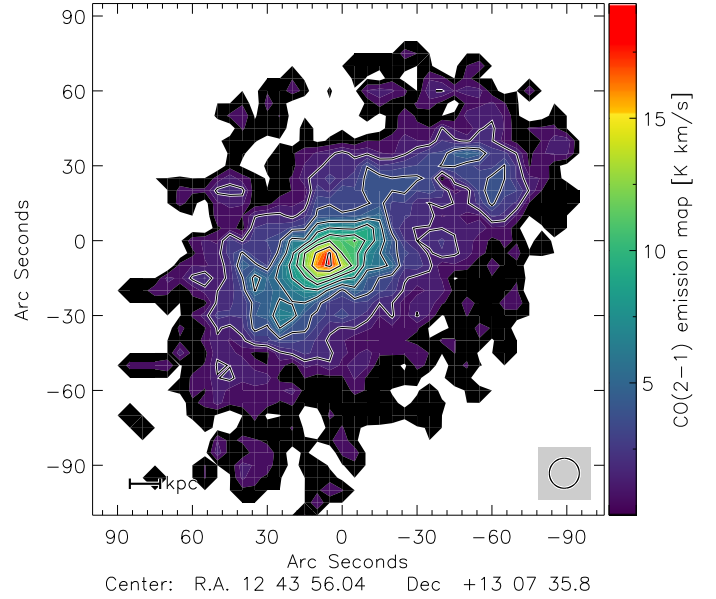
**Notes.** <sup>(a)</sup>Computed following Leroy et al. (2008) from the  $24 \mu\text{m}$  *Spitzer* and far-ultraviolet GALEX data. <sup>(b)</sup>Calculated from the VIVA HI data cube (Chung et al. 2008) for a distance of 17 Mpc. <sup>(c)</sup>Calculated using the modified  $\alpha_{\text{CO}}$  conversion factor presented in Sect. 5.

factor is estimated using the *Herschel*  $250 \mu\text{m}$  data and direct metallicity measurements from Skillman et al. (1996) in Sect. 5. In Sect. 6, we use this conversion factor to compute molecular and the total gas maps of NGC 4654, and use the resulting maps to investigate the relation between molecular fraction and total mid-plane pressure of the gas (Sect. 7), the star-formation efficiency (Sect. 8), and the Toomre stability criterion (Sect. 9). An analytical model is used in Sect. 10.1 to reproduce the observed radial profiles. In Sect. 10.2, a dynamical model is used to reproduce the available observations. All the results are discussed in Sect. 11. We give our conclusions in Sect. 12. The general physical properties used for NGC 4654 in this study are presented in Table 1.

## 2. Observations

NGC 4654 CO(2–1) data were observed by François Nehlig with the IRAM 30 m single-dish telescope at Pico Veleta, Spain. OTF maps have been done to cover the entire galaxy using EMIR instrument in four different positions with a scanning speed of  $5'' \text{ s}^{-1}$ , using FTS backends. The velocity window goes from  $770 \text{ km s}^{-1}$  to  $1410 \text{ km s}^{-1}$  with spectral resolution channel of  $10.4 \text{ km s}^{-1}$ . We reached an average rms noise of 7 mK after a total of 25 h of observation. We obtained a data cube with a spatial resolution of  $12''$  using CLASS GILDAS *xy\_map* routine. The pixel size is  $3''$ . Compared to the interferometric data CARMA STING used by Chung & Kim (2014) our data are four times deeper and are sensitive to extended large-scale emission.

We produced CO moment maps using the VIVA HI data cube assuming that the CO line is located within the HI line profile (see Vollmer et al. 2012b). To do so, we resampled the channels of the HI data cube to fit the CO data cube. A first 3D binary mask was produced by clipping the HI data cube at the  $4\sigma$  level. For the CO data cube, we calculated the rms noise level for each spectrum at velocities devoid of an HI signal and subtracted a constant baseline. A second 3D binary mask was produced based on the CO data cube. If the maximum intensity of a spectrum exceeded 5 times the rms, we fit a Gaussian profile to the CO spectrum and fixed the mask limit to  $\pm 3.2\sigma$ . The HI and CO 3D binary masks were added, applied to the CO data cube, and moment 0, 1, and 2 maps were created.



**Fig. 3.** NGC 4654 CO(2–1) emission map. Contour levels are 2, 4, 6, 8, 10, 12, 15 and 18  $\text{K km s}^{-1}$ . The resolution is  $12''$ .

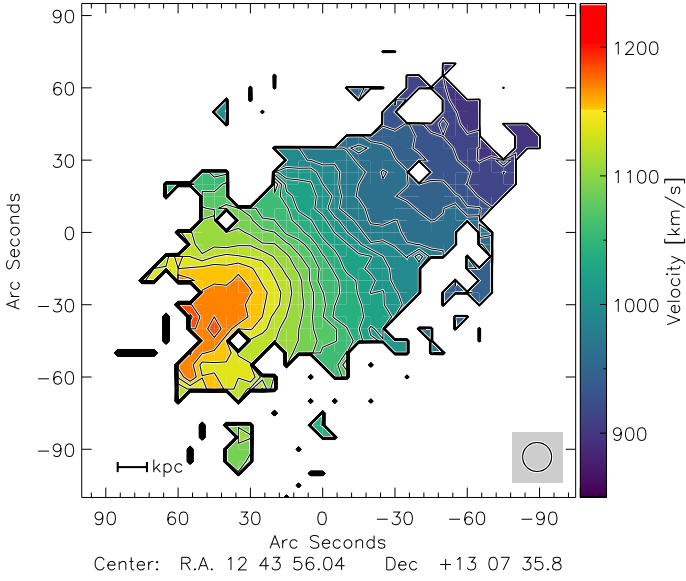
## 3. Results

The integrated CO(2–1) map was obtained from the reduced, windowed data cube (Fig. 3). The associated rms map is presented in Fig. A.1. The global emission distribution is asymmetric, the signal being detected up to 8 kpc to the northwest and 7 kpc to the southeast. The maximum value of  $19.3 \text{ K km s}^{-1}$  is reached in the galaxy center. The emission map presents an enhanced flux all along the galaxy spiral arm extending toward the northwest, corresponding closely to the dense stellar arm distribution. Within the spiral arm, the CO(2–1) flux is almost constant from 4 to  $5 \text{ K km s}^{-1}$ . These values are 2 to 3 times higher than those in the inter-arm, and 4 to 5 times higher than the southeast region at the same distance from the galaxy center.

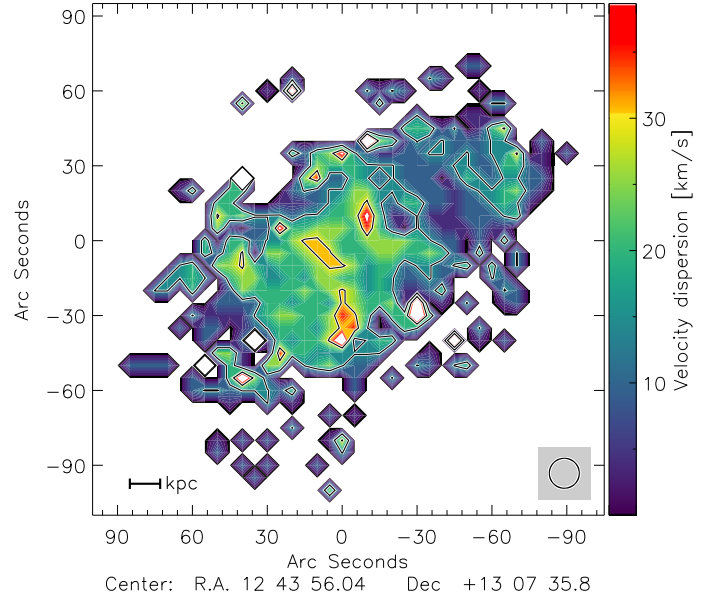
As a consequence of the gravitational interaction between NGC 4654 and NGC 4369, the CO velocity field (Fig. 4) shows an asymmetric profile along the major axis, with a constant velocity plateau reached in the southeast that is absent in the northwest. We determine the systemic velocity at  $1060 \text{ km s}^{-1}$ , measured in the optical center of the galaxy using  $\text{H}\alpha$  data from GOLDMINE (Gavazzi et al. 2003). This is consistent with the value of  $1050 \text{ km s}^{-1}$  given by the SDSS DR12 catalog (Alam et al. 2015). Considering  $1060 \text{ km s}^{-1}$ , the maximum velocities reached in the southeast and the northwest regions are  $+150 \text{ km s}^{-1}$  and  $-170 \text{ km s}^{-1}$ , respectively. The position-velocity diagrams along the major and the minor axis of the galaxy are presented in Fig. 5. In the southeast, the behavior of the diagram is standard: a gradient around the center of the galaxy ending with a velocity plateau at 3 kpc. On the other hand, in the northwest, the plateau is reached at 2 kpc and is followed by a second gradient at 4 kpc. The position-velocity diagram along the minor axis does not show any strong asymmetry.

The moment 2 map for the CO(2–1) data cube is presented in Fig. 6. Because of galactic rotation, the observed velocity dispersion strongly increases in the region around the center of the galaxy, with  $\Delta v \approx 40 \text{ km s}^{-1}$ . In the northwestern high HI surface density region, the CO(2–1) linewidth is  $5\text{--}10 \text{ km s}^{-1}$  broader than in the inner arm between the HI region and the center of the galaxy.

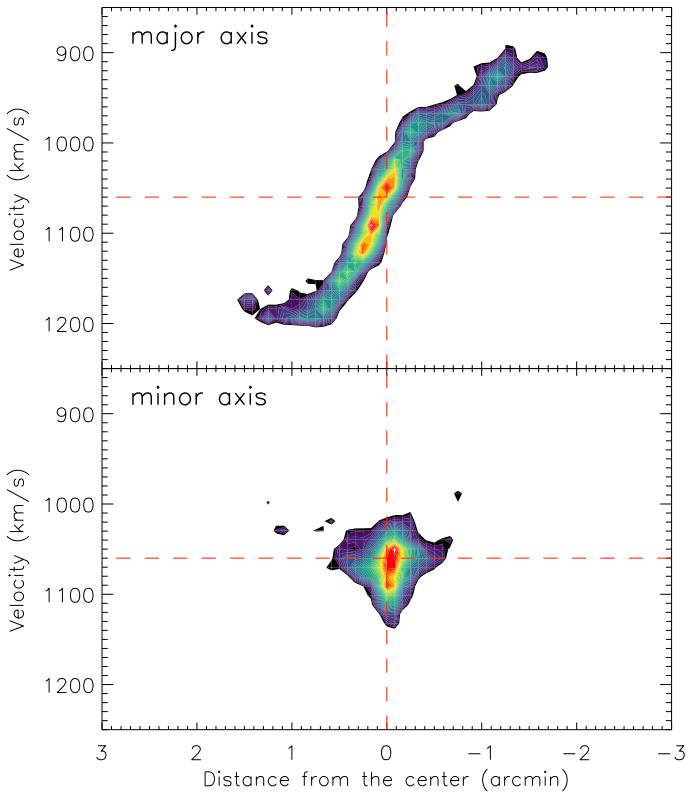




**Fig. 4.** NGC 4654 CO(2–1) velocity field. Contours levels are from 900 to 1200 km s<sup>−1</sup> in steps of 20 km s<sup>−1</sup>.



**Fig. 6.** CO(2–1) moment 2 map. Contour levels correspond to 15 and 30 km s<sup>−1</sup>.



**Fig. 5.** Position-velocity diagram of the CO(2–1) emission. *Top panel:* along the major axis. *Bottom panel:* along the minor axis. The dotted red line corresponds to the systemic velocity of 1060 km s<sup>−1</sup>.

#### 4. Ancillary data

In order to compute the SFR, the total gas and the ISM pressure, we used existing FUV 1528 Å data from GALEX (Martin et al. 2005), infrared 3.6 μm and 24 μm from *Spitzer* (Werner et al. 2004), H $\alpha$  emission from GOLDMINE (Gavazzi et al. 2003) and HI data from VIVA survey (Chung et al. 2008). The above-mentioned data are presented in the following subsections:

##### 4.1. Atomic gas

The atomic gas surface density  $\Sigma_{\text{HI}}$  is obtained using the VLA HI data from Chung et al. (2008):

$$\frac{\Sigma_{\text{HI}}}{(M_{\odot} \text{pc}^{-2})} = 0.020 \frac{I_{21 \text{ cm}}}{(\text{K km s}^{-1})}, \quad (1)$$

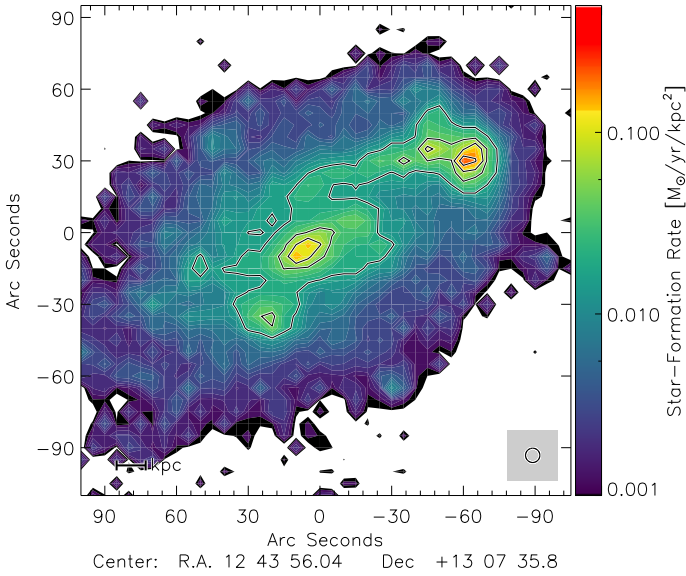
with  $I_{21 \text{ cm}}$  converted from Jy beam<sup>−1</sup> to K km s<sup>−1</sup>. The expression contains a coefficient of 1.36 to reflect the presence of Helium. The rms at  $3\sigma$  is about  $0.5 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$  and the spatial resolution is 16". The contour map of  $\Sigma_{\text{HI}}$  is shown in Fig. 1. For the following sections, we will consider the high HI surface density region as the northwestern area where  $\Sigma_{\text{HI}} > 28 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ .

##### 4.2. Star-formation rate

Chung & Kim (2014) computed the SFR of NGC 4654 using the 1.4 GHz radio continuum data from the NRAO VLA Sky Survey (NVSS, Condon et al. 1998). However, the conversion between the radio continuum emission and SFR has a large scatter (Vollmer et al. 2020) and is uncertain in galaxies whose ISM is affected by ram pressure stripping (Murphy et al. 2006). We therefore use GALEX FUV all-sky survey (Martin et al. 2005) and *Spitzer* 24 μm data (PI: J.D.P. Kenney) for the calculation of the star-formation map. We computed the SFR following Leroy et al. (2008):

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

where  $\dot{\Sigma}_{\star}(\text{FUV} + 24 \mu\text{m})$  is the SFR in  $M_{\odot} \text{kpc}^{-2} \text{yr}^{-1}$  and  $I_{\text{FUV}}$  and  $I_{24 \mu\text{m}}$  are given in MJy sr<sup>−1</sup>. The maximum of  $0.27 M_{\odot} \text{kpc}^{-2} \text{yr}^{-1}$  is reached in the high atomic gas surface density region at the outer edge of the stellar arm (Fig. 7). This value is 1.5 times higher than that of the galaxy center. The total integrated SFR is  $1.84 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , which places NGC 4654 on the star-forming main sequence, considering its stellar mass (e.g. Brinchmann et al. 2004; Noeske et al. 2007; Daddi et al. 2007). The high HI surface density region concentrates 20% of the total SFR of NGC 4654 ( $0.37 M_{\odot} \text{kpc}^{-2} \text{yr}^{-1}$ ). The compact region of high star-formation, where  $\dot{\Sigma}_{\star} > 0.20 M_{\odot} \text{kpc}^{-2} \text{yr}^{-1}$ , accounts



**Fig. 7.** Star-formation rate based on GALEX FUV and *Spitzer* 24  $\mu\text{m}$  data. Contour levels correspond to 0.02, 0.05, 0.10, and 0.20  $M_{\odot} \text{kpc}^{-2} \text{yr}^{-1}$ . The resolution is 6".

for 5% of the total SFR of NGC 4654 ( $0.09 M_{\odot} \text{kpc}^{-2} \text{yr}^{-1}$ ), which corresponds to  $\sim 25\%$  of the SFR in the entire high HI surface density region.

These results are consistent within 5% with the SFR computed using the  $H\alpha$  emission from GOLDMINE (Gavazzi et al. 2003), following Leroy et al. (2008). A third method was tested, combining the FUV data with the TIR emission computed from the 3.6, 24 (*Spitzer*), 100 and 160  $\mu\text{m}$  flux (*Herschel*). The method is described in Hao et al. (2011) and Galametz et al. (2013). The  $\text{SFR}_{\text{FUV}+\text{TIR}}$  shows slightly different results with a maximum of the SFR in the center of the galaxy. This is expected because the interstellar radiation field (ISRF), which heats the dust emitting in the infrared, contains a significant fraction of optical starlight. In the high HI surface density region,  $\dot{\Sigma}_{\star}(\text{FUV} + 24 \mu\text{m})$  is about 2 times higher than  $\dot{\Sigma}_{\star}(\text{FUV} + \text{TIR})$ . The total integrated SFR using TIR as infrared contribution gives  $1.53 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , which is 20% lower than the total SFR calculated from the FUV + 24  $\mu\text{m}$  or  $H\alpha$  recipes.

#### 4.3. Stellar surface density

The stellar surface density  $\Sigma_{\star}$  is obtained from 3.6  $\mu\text{m}$  *Spitzer* data following Leroy et al. (2008):

$$\frac{\Sigma_{\star}}{(M_{\odot} \text{pc}^{-2})} = 280 \frac{I_{3.6 \mu\text{m}}}{(\text{MJy sr}^{-1})}. \quad (3)$$

The resulting map is presented in Fig. 1. The stellar surface density makes it possible to calculate the vertical stellar velocity dispersion,  $v_{\text{disp}}^{\star}$ , necessary to estimate the ISM pressure of the disk:

$$v_{\text{disp}}^{\star} = \sqrt{\Sigma_{\star} \frac{2\pi G l_{\star}}{7.3}}, \quad (4)$$

where  $l_{\star}$  is the stellar scale length computed from the radial profile of the stellar surface density. To do so, we averaged the stellar surface density within ellipsoidal annuli of 0.6 kpc width and determined the slope in lin-log space. We obtained

$l_{\star} = 2.3 \text{ kpc}$ . The exponential stellar scale height is assumed constant with  $l_{\star}/h_{\star} = 7.3 \pm 2.2$  (Kregel et al. 2002), corresponding to  $h_{\star} \sim 0.3 \text{ kpc}$ .

#### 5. CO-to- $\text{H}_2$ conversion factor from dust emission

The CO-to- $\text{H}_2$  conversion factor is critical for our estimation of the molecular surface density and for the subsequent physical quantities of this study, the star-formation efficiency and the molecular fraction. For non-starburst spiral galaxies at low redshift, it is quite common to use the Milky Way standard value of  $X_{\text{CO}}^{\text{MW}} = 2 \times 10^{20} \text{cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$  (e.g. Bolatto et al. 2013). In the following sections, we will use the equivalent expression of the conversion factor expressed in solar masses,  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}} = 4.36 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$  that takes into account a factor of 1.36 for the presence of Helium.

Bolatto et al. (2013) suggested that below  $\sim 1/2-1/3$  of the solar metallicity, the conversion factor tends to increase significantly. Since the high HI surface density region is located close to the optical radius, where generally the metallicity is  $Z \sim 1/2-1/3 Z_{\odot}$ , a higher conversion factor is not excluded in this region. Chung & Kim (2014) also suggested that the conversion factor in this region might be higher than the Galactic standard value. We estimated the CO-to- $\text{H}_2$  conversion factor using the hydrogen column density  $N_{\text{H}}$  calculated from the far infrared *Herschel* bands at 250  $\mu\text{m}$  and 350  $\mu\text{m}$  and the dust-to-gas ratio, DGR, by applying the method presented in Leroy et al. (2011). By combining the dust emission with the CO and HI data, the following equation can be established:

$$\frac{N_{\text{H}}^{\text{dust}}}{\eta} = N_{\text{H}}^{\text{HI}} + 2 N_{\text{H}}^{\text{H}_2} = N_{\text{H}}^{\text{HI}} + 2 X_{\text{CO}} I_{\text{CO}(1-0)}, \quad (5)$$

where  $I_{\text{CO}(1-0)}$  is the CO(1-0) emission computed from the CO(2-1) emission assuming a line ratio  $I_{\text{CO}(1-0)} = I_{\text{CO}(2-1)}/0.8$  (Hasegawa 1997) and  $\eta = \text{DGR}/\text{DGR}_{\odot}$  is the DGR normalized by the solar DGR ( $\text{DGR}_{\odot} \sim 1/100$ , Draine et al. 2007). The use of  $\eta$  introduces a metallicity dependence in the calculations. The optical depth is given by:

$$\tau_{\nu} = \int \sigma_{\nu} N_{\text{H}} ds, \quad (6)$$

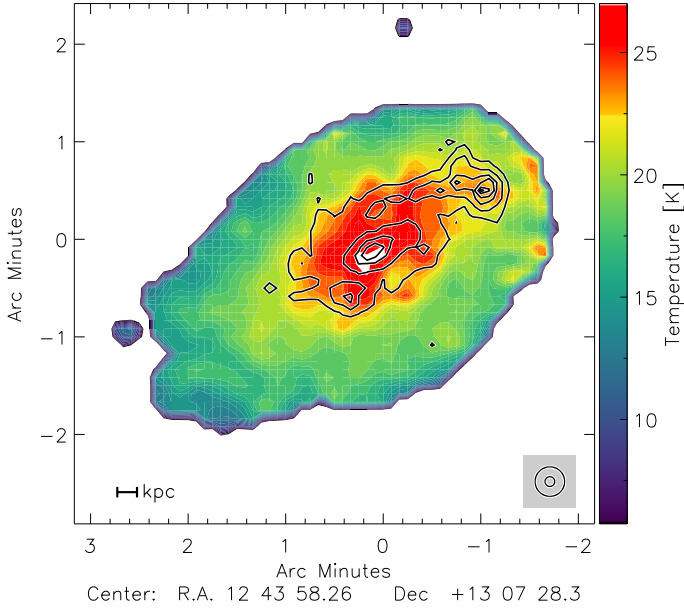
where  $\sigma_{\nu}$  is the absorption coefficient such that  $\sigma_{\nu} \propto \nu^{\beta}$  with  $\beta = 2$ . In order to calculate the column density, it is necessary to determine the temperature of the dust at each point of the galaxy using:

$$\frac{F_{250 \mu\text{m}}}{F_{350 \mu\text{m}}} = \frac{B_{250 \mu\text{m}}(T)}{B_{350 \mu\text{m}}(T)} \left( \frac{\nu_{250 \mu\text{m}}}{\nu_{350 \mu\text{m}}} \right)^{\beta}, \quad (7)$$

where  $F_{250 \mu\text{m}}$  and  $F_{350 \mu\text{m}}$  are the *Herschel* fluxes and  $B_{\nu}(T)$  is a modified black-body function. The resulting map is shown in Fig. 8. The maximum of the dust temperature, reached in the galaxy center, is about 27 K. The dust is significantly warmer along the dense stellar arm than in the inter-arm region with a local maximum of 22 K in the high HI surface density region. The temperature is 5 K higher in this region than in the rest of the disk at the same radius.

The hydrogen column density is obtained using the 250  $\mu\text{m}$  band together with a dust absorption coefficient  $\sigma_{250 \mu\text{m}}$ :

$$N_{\text{H}}^{\text{dust}} = \frac{F_{250 \mu\text{m}}}{B_{250 \mu\text{m}}(T) \sigma_{250 \mu\text{m}}}. \quad (8)$$



**Fig. 8.** Dust temperature map based on *Herschel* 250  $\mu\text{m}$  and 350  $\mu\text{m}$  data. Contour levels correspond to  $\Sigma_{\star} = 0.02, 0.05, 0.10,$  and  $0.20 M_{\odot} \text{kpc}^{-2} \text{yr}^{-1}$ .

The dust absorption coefficient  $\sigma_{250\mu\text{m}}$  is calibrated in a region where no CO is detected (i.e.,  $I_{\text{CO}} = 0$ ) by combining Eqs. (5) and (8):

$$\sigma_{250\mu\text{m}} \eta = \frac{F_{250\mu\text{m}}}{B_{250\mu\text{m}}(T) N_{\text{H}}^{\text{HI}}} \quad (9)$$

At this point, we only determine the value of the product between  $\eta$  and  $\sigma_{250\mu\text{m}}$  but not their respective contributions. For a comparison with the Galactic absorption coefficient, we assume that the DGR evolves linearly with the metallicity of the gas. [Gordon et al. \(2014\)](#) calculated the grain absorption cross section per unit mass  $\kappa_{\lambda}$  using the *Herschel* HERITAGE survey ([Meixner et al. 2014](#)):

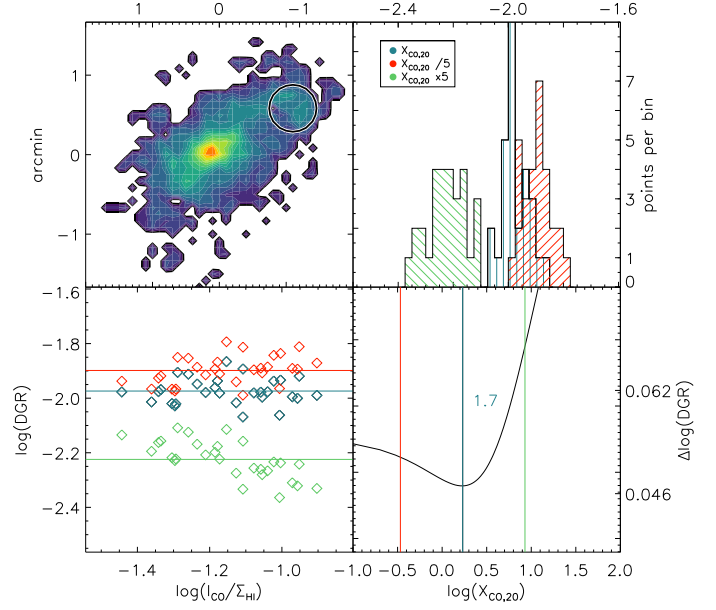
$$\kappa_{\lambda} = \kappa_{160\mu\text{m}} \left( \frac{\lambda}{160} \right)^{-\beta}, \quad (10)$$

where  $\kappa_{160\mu\text{m}} = 30.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  (SMBB model in Table 2 of [Gordon et al. 2017](#)). With a coefficient  $\beta = 2$ , the solar neighborhood value within the Milky Way at 250  $\mu\text{m}$  is  $\kappa_{250\mu\text{m}}^{\text{MW}} = 12.36 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . Equations (9) and (10) lead to the relation:

$$\sigma_{250\mu\text{m}} \eta = \left( \frac{Z}{Z_{\odot}} \right) \kappa_{250\mu\text{m}}^{\text{MW}} m_{\text{p}} \text{DGR}_{\odot}. \quad (11)$$

We calculated this ratio in regions without any CO detection and found metallicity of  $\sim 1/2 Z_{\odot}$  at 9 kpc from the galaxy center. This result is consistent with direct measurements of [Skillman et al. \(1996\)](#) in Fig. 10. We obtained  $\sigma_{\text{dust}} = 8.0 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ , which is consistent with the standard value of  $1.1 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$  ([Draine & Lee 1984](#)). We used this value in Eq. (8), and computed the hydrogen column density from dust emission for the entire galactic disk.

Based on the assumption that the DGR varies only slightly at kpc-scale within galactic disks ([Leroy et al. 2011](#); [Sandstrom et al. 2013](#)), the DGR and  $X_{\text{CO}}$  can be simultaneously determined using Eq. (5). For given  $I_{\text{CO}}$  and  $\Sigma_{\text{HI}}$ , the process consists in searching for the conversion factor that minimizes the dispersion of the DGR values in kiloparsec-size



**Fig. 9.** Simultaneous determination of the dust-to-gas ratio and the CO-to-H<sub>2</sub> conversion factor based on method described in [Sandstrom et al. \(2013\)](#). *Top-left panel*: selected region for the study on the CO(2–1) map. *Top-right panel*: scatter of the DGR calculated within resolution elements inside the selected area for different  $X_{\text{CO}}$ . *Bottom-left panel*: standard deviation of the DGR as a function of the ratio between the CO(2–1) flux and the HI gas surface density. *Bottom-right panel*: DGR dispersion as a function of  $X_{\text{CO}}$ .

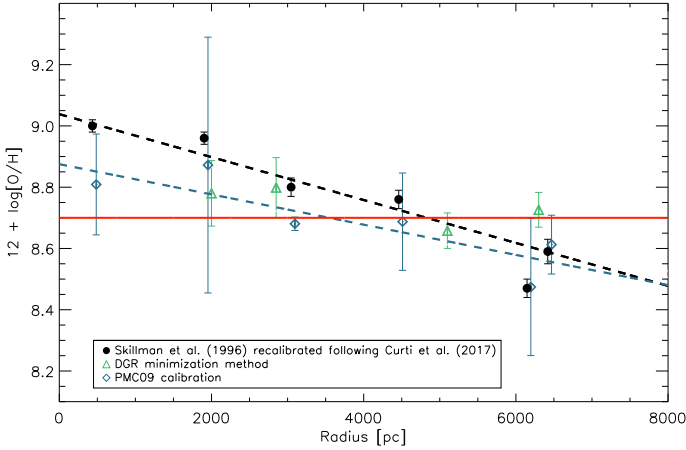
**Table 2.** Results of the minimization of the DGR variation method.

	Central ring	Outer ring	Inner arm	Hi $\Sigma_{\text{HI}}$
$D$ [kpc]	2.0	2.9	5.1	6.3
$\alpha_{\text{CO}}$	$3.7 \pm 1.2$	$3.3 \pm 1.1$	$6.5 \pm 0.6$	$3.7 \pm 0.6$
DGR/DGR $_{\odot}$	$1.2 \pm 0.2$	$1.3 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.1$	$1.0 \pm 0.1$
$12 + \log[\text{O}/\text{H}]$	$8.8 \pm 0.1$	$8.8 \pm 0.1$	$8.7 \pm 0.1$	$8.7 \pm 0.1$

regions. We adopted the method suggested by [Sandstrom et al. \(2013\)](#): the study have to be carried out (i) in areas where CO is detected; (ii) within a range of conversion factors from  $0.1\text{--}100 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ ; (iii) by selecting regions containing 9 resolution elements. We defined four distinct regions in NGC 4654: a first ring around the galactic center at a distance of 2 kpc, a second ring from 2 to 3 kpc, a region that contain the northwest stellar arm and the high HI surface density region. Figure 9 presents the DGR minimization method for the high HI surface density region. The other regions can be found in Appendix C.

The results of the DGR variation method for the four regions are presented in Table 2. The uncertainties in the DGRs are estimated via bootstrapping (see [Sandstrom et al. 2013](#)). All CO-to-H<sub>2</sub> conversion factors are consistent with the Galactic value within the errors.

As the DGR is expected to depend linearly on metallicity, we compare the metallicity based on the DGR variations to direct measurements. [Skillman et al. \(1996\)](#) obtained  $12 + \log[\text{O}/\text{H}]$  measurements using the strong-line method. For a reliable detection of the electronic temperature, the detection of faint auroral lines is necessary. However, [Skillman et al. \(1996\)](#) carried out the determination of the metallicity with a constant  $T_e$ . By using a spectrum stacking method in regions where auroral lines are



**Fig. 10.** Radial profile of the metallicity ( $12 + \log[\text{O}/\text{H}]$ ). The strong-line method measurements from Skillman et al. (1996) corrected following Curti et al. (2020) are shown in black. The PMC09 recalibration is shown in blue. The minimization of the DGR variation is shown in green. The solar metallicity ( $12 + \log[\text{O}/\text{H}]_{\odot} = 8.7$ ) is shown in red.

usually not detected, although necessary for metallicity measurements, Curti et al. (2017) were able to define a new mass-metallicity calibration (MZR) for star-forming galaxies. This new calibration reveals a systematic and significant offset for high mass galaxies. At the typical mass of NGC 4654, this offset is about 0.3 dex below previous calibrations (see Curti et al. 2020). We therefore recalibrated the data from Skillman et al. (1996) by applying this offset. A second recalibration was performed based on the work of Pérez-Montero & Contini (2009) (PMC09). This recalibration consists in the estimation of the metallicity

$$12 + \log[\text{O}/\text{H}] = 8.74 - 0.31 \times \text{O}_3\text{N}_2 \quad (12)$$

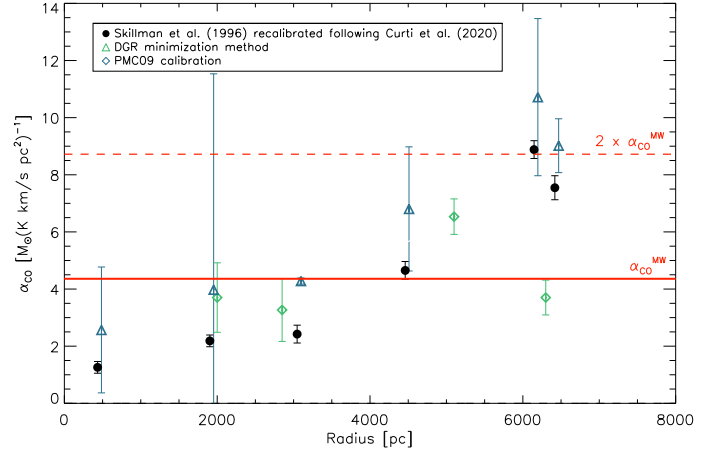
with the  $\text{O}_3\text{N}_2$  ratio

$$\text{O}_3\text{N}_2 = \log \left[ \frac{I[\text{OIII}](5007 \text{ \AA})}{I[\text{H}\beta]} \times \frac{I[\text{H}\alpha]}{I[\text{NII}](6584 \text{ \AA})} \right] \quad (13)$$

derived from the data of Skillman et al. (1996).

The Skillman et al. (1996) metallicity profiles recalibrated following Curti et al. (2020) and PMC09 are compared to the metallicity profile determined by the DGR method in Fig. 10. These methods lead to metallicities close to the solar value (see Table 2). The Curti et al. (2020) and PMC09 recalibrations resulted in metallicity gradients of  $-0.07 \text{ dex kpc}^{-1}$  and  $-0.05 \text{ dex kpc}^{-1}$ , respectively (Fig. 10). Both profiles lead to a solar metallicity at the distance of 4.5 kpc.

An alternative CO-to- $\text{H}_2$  conversion factor can be obtained by converting the recalibrated metallicities to DGRs. The  $X_{\text{CO}}$  derived from Eq. (5) are presented in Fig. 11. Between 0 and 5 kpc the mean CO-to- $\text{H}_2$  conversion factors are  $\alpha_{\text{CO}} = 3.9 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$  for the Curti et al. (2020) recalibration and  $\alpha_{\text{CO}} = 5.7 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$  for the PMC09 recalibration. These values are close to the Galactic conversion factor. The conversion factors in the high HI surface density region are  $\alpha_{\text{CO}} \sim 8.2 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$  and  $\alpha_{\text{CO}} \sim 8.7 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ , about twice the Galactic value. We therefore set  $\alpha_{\text{CO}} = 2 \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$  in the high HI surface density region and  $\alpha_{\text{CO}} = \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$  otherwise. The maps presented in the following sections are based on this modified conversion factor. The same maps for a Galactic conversion factor,  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$  in the high HI surface density region are presented in Appendix D.



**Fig. 11.** Radial profile of the CO-to- $\text{H}_2$  conversion factor. The red line corresponds to the Galactic conversion factor  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}} = 4.36 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ . Black dots correspond to the  $\alpha_{\text{CO}}$  estimation using Skillman et al. (1996) metallicities. Black triangles correspond to the conversion factors estimated using the DGR dispersion minimization method.

## 6. Molecular and total gas

The molecular gas surface density is computed using the CO-to- $\text{H}_2$  conversion factor presented in Sect. 5. and is given by the following equation:

$$\Sigma_{\text{H}_2} = \alpha_{\text{CO}} \frac{I_{\text{CO}}(2-1)}{0.8}. \quad (14)$$

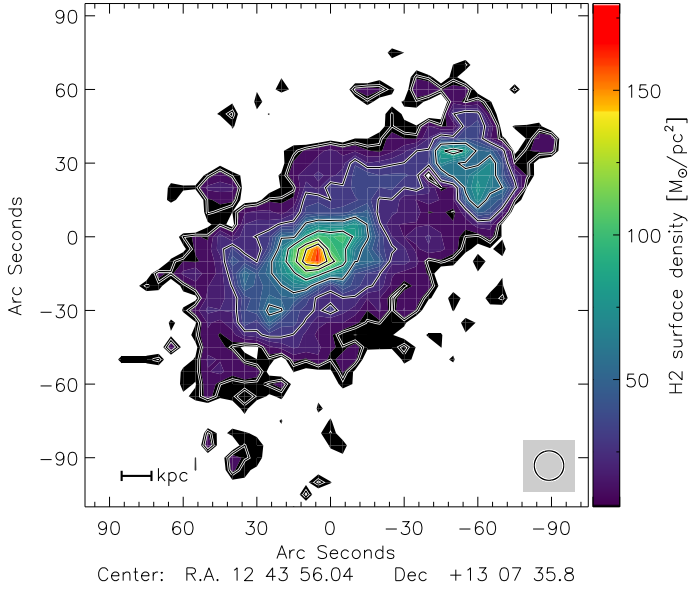
A factor of 1.36 reflecting the presence of Helium is included in  $\alpha_{\text{CO}}$ . The  $3\sigma$  detection limit of the CO data is  $0.5 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$  for a constant channel width of  $10.4 \text{ km s}^{-1}$ . The resulting map is presented in Fig. 12. using the modified  $\alpha_{\text{CO}}$  conversion factor and in Fig. D.1 with a constant  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ . The maximum of the molecular gas surface density is reached in the galaxy center,  $\Sigma_{\text{H}_2} = 173 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . The distribution of the molecular gas is strongly asymmetric along the major axis, extended to  $\sim 1.6'$  ( $7 \text{ kpc}$ ) to the southeast and  $\sim 1.8'$  ( $8 \text{ kpc}$ ) to the northwest. Toward the northwest, a high molecular gas surface density arm at  $40\text{--}50 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$  is detected, following the stellar arm (Fig. 1). The surface density values along the arm are 2 to 3 times higher than in the inter-arm region. Within the high HI surface density region, where the conversion factor is assumed to be  $2 \times \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ , the maximum value is  $\Sigma_{\text{H}_2} = 99 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . The total molecular gas mass is  $M_{\text{H}_2} = 2.1 \times 10^9 M_{\odot}$ , which is about 10% higher than the value using a constant  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ .

Convolved to the spatial resolution of  $16''$ , the molecular surface density can be added to the atomic surface density to compute the total gas map (Fig. 13). The maximum gas surface density is reached in the galaxy center with  $\Sigma_{\text{gas}} = 154 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ , which is lower than the value presented for  $\text{H}_2$  due to the convolution of the data. Along the spiral arm toward the northwest, the density is approximately constant,  $\Sigma_{\text{gas}} = 60\text{--}70 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . Within the high HI surface density region, a local maximum of  $117 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$  is observed.

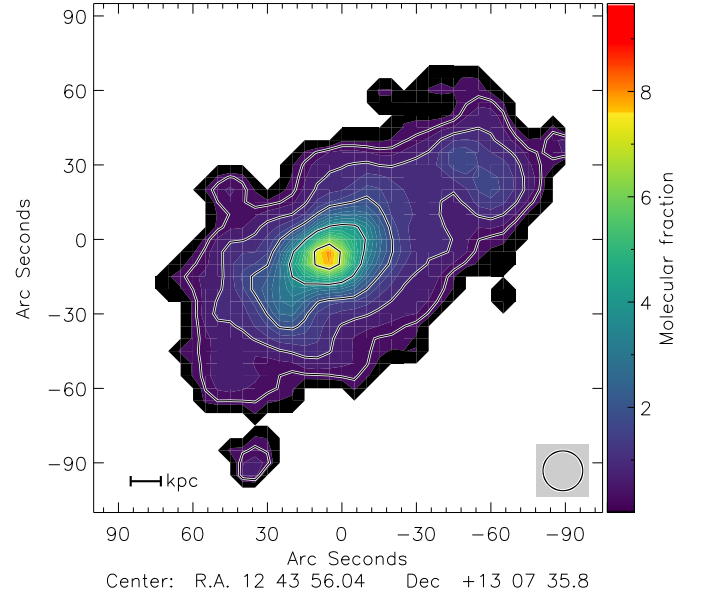
## 7. Molecular fraction and pressure

The molecular fraction corresponds to the ratio of the molecular surface density divided by the atomic surface density,  $R_{\text{mol}} = \Sigma_{\text{H}_2} / \Sigma_{\text{HI}}$  (Fig. 14). The molecular fraction reaches its maximum in the galaxy center, where  $R_{\text{mol}} = 8\text{--}9$ . Within the

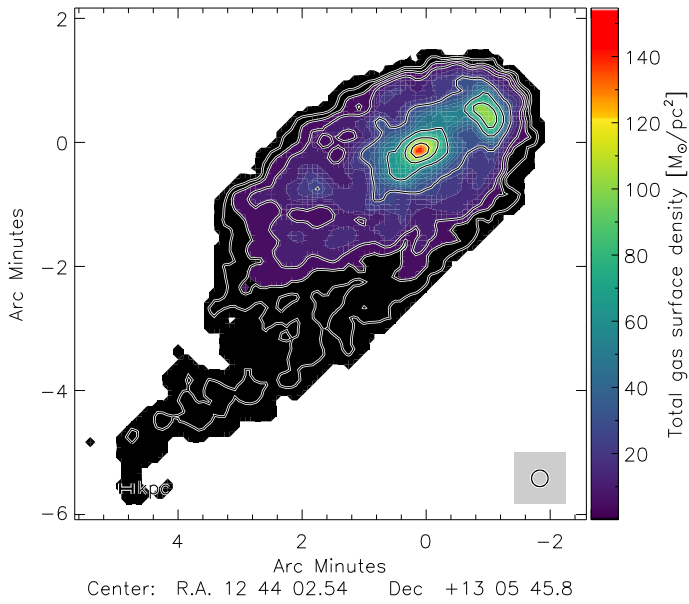




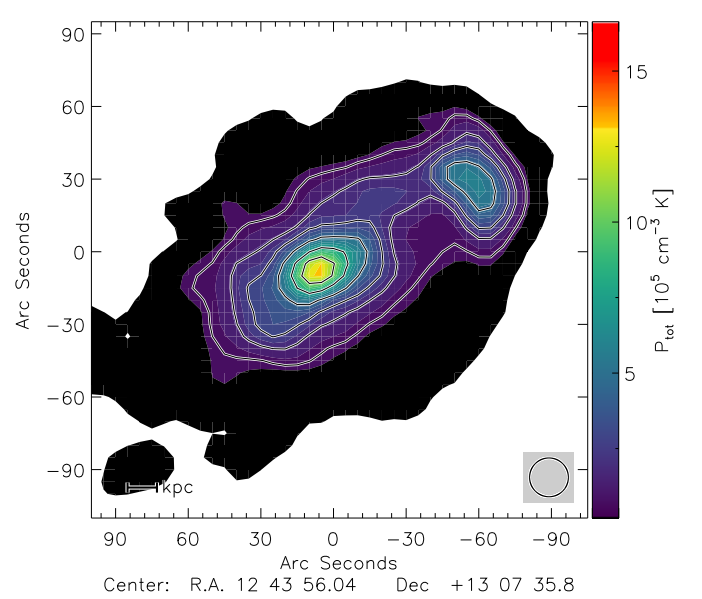
**Fig. 12.** H<sub>2</sub> surface density. Contour levels are 10, 30, 60, 90, 120 and 140  $M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ . The resolution is 12''.



**Fig. 14.** Molecular fraction  $R_{\text{mol}} = \Sigma_{\text{H}_2}/\Sigma_{\text{HI}}$ . Contours levels are 0.5, 1, 2, 4 and 7. The resolution is 16''.



**Fig. 13.** Total gas surface density  $\Sigma_{\text{gas}} = \Sigma_{\text{HI}} + \Sigma_{\text{H}_2}$ . Contour levels are 2, 5, 10, 30, 60, 90 and 120  $M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ . The resolution is 16''.



**Fig. 15.** Total ISM mid-plane pressure. Contours levels are 1, 2, 3, 5, 8 and  $11 \times 10^5 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ . The resolution is 16''.

disk of NGC 4654,  $R_{\text{mol}}$  decreases with increasing radius. In the high HI surface density region, the molecular fraction is 2–3 times higher than in the disk at the same radius, reaching a local maximum,  $R_{\text{mol}} \sim 2$ .

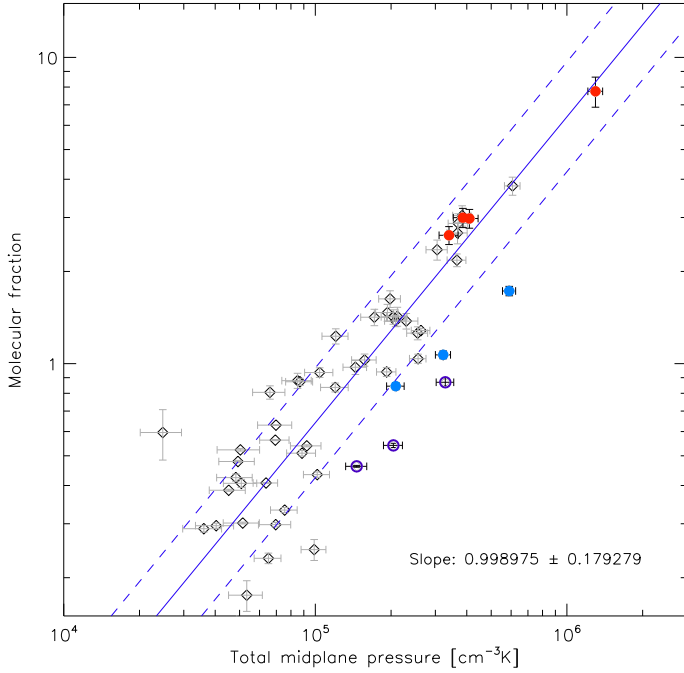
Blitz & Rosolowsky (2006) found a close correlation between the molecular fraction and the total gas mid-plane pressure in the star-forming galaxies, such that  $R_{\text{mol}} = P_{\text{tot}}^{0.92 \pm 0.07}$ . Assuming hydrostatic equilibrium within the disk, the total mid-plane pressure is computed following Elmegreen (1989):

$$P_{\text{tot}} = P_{\text{gas}} + P_{\star} = \left( \frac{\pi}{2} G \Sigma_{\text{gas}}^2 \right) + \left( \frac{\pi}{2} G \Sigma_{\text{gas}} \Sigma_{\star} \frac{v_{\text{disp}}}{v_{\text{disp}}^{\star}} \right), \quad (15)$$

where  $G$  is the gravitational constant and  $v_{\text{disp}}$  the gas velocity dispersion  $v_{\text{disp}} = 10(\pm 2) \text{ km s}^{-1}$  (Tamburro et al. 2009). The resulting map is shown in Fig. 15, the ratio between  $P_{\text{gas}}$  and  $P_{\star}$

is presented in Fig. 30. The general distribution of the pressure within the disk is similar to that of the molecular fraction, with a global maximum at the galaxy center and a local maximum in the high HI surface density region. The relation between the molecular fraction and the ISM pressure is presented in Fig. 16.

The slope of the correlation between  $R_{\text{mol}}$  and  $P_{\text{tot}}$  is  $(1.00 \pm 0.18)$ . This result is consistent with the value reported by Blitz & Rosolowsky (2006) cited above. However, the points corresponding to the high HI surface density region deviate from the correlation. These values are about 2–3 $\sigma$  lower than expected by the linear correlation. For a constant  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ , this offset is still present because both  $R_{\text{mol}}$  and  $P_{\text{tot}}$  depend on  $\Sigma_{\text{H}_2}$ . By decreasing the conversion factor the points corresponding to the high HI surface density move parallel to the correlation. We conclude that the lower  $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$  ratio in the high HI surface density region is independent of the choice of  $\alpha_{\text{CO}}$ .



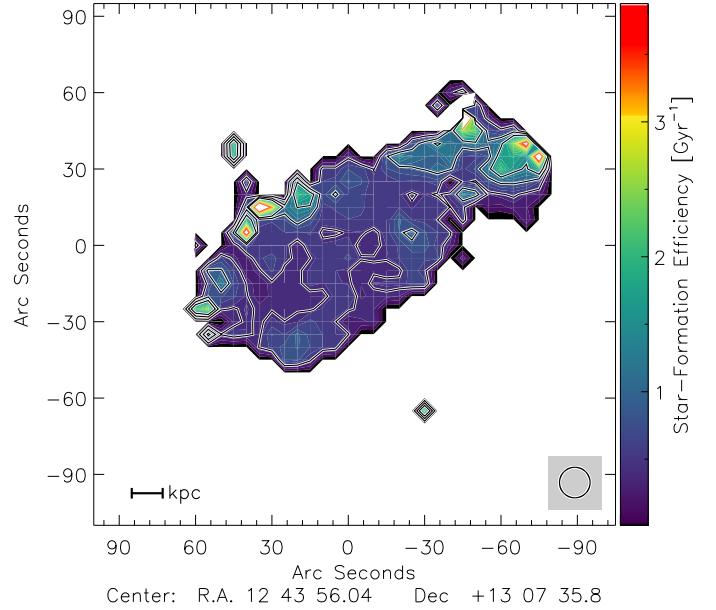
**Fig. 16.** Molecular fraction  $R_{\text{mol}}$  as a function of the ISM pressure  $P_{\text{tot}}$ . Light blue points correspond to the high HI surface density region with  $\alpha_{\text{CO}} = 2 \times \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ . Dark blue circles correspond  $\alpha_{\text{CO}} = \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ . Red points correspond to the galaxy center. The dashed lines correspond to  $\pm 1\sigma$ .

## 8. Star-formation efficiency

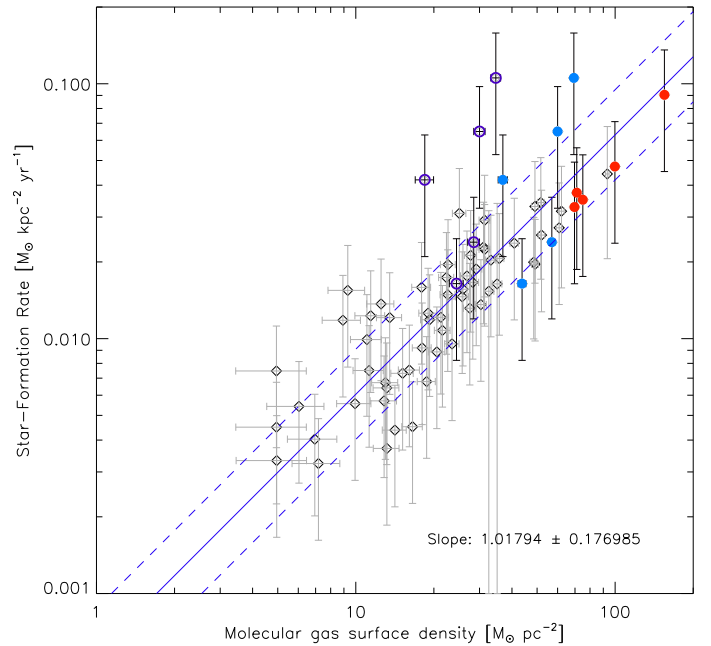
Since molecular gas is closely correlated with star-formation, the study of cases where the  $\text{SFE}_{\text{H}_2} = \dot{\Sigma}_\star / \Sigma_{\text{H}_2}$  is not constant provide valuable information on the physics of the ISM. Bigiel et al. (2008) showed that variations of the star-formation efficiency within a galaxy are lower than those between individual galaxies. Chung & Kim (2014) suggested that the  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  is significantly higher in the high HI surface density region than in the rest of the disk. We convolved the maps presented in Figs. 7 and 12 to a resolution of  $12''$  to obtain the  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  map shown in Fig. 17.

The molecular gas depletion timescale is defined as  $\tau_{\text{depl}}^{\text{H}_2} = \text{SFE}_{\text{H}_2}^{-1}$ . The mean value within the galactic disk is  $\tau_{\text{depl}}^{\text{H}_2} = 1.5 \text{ Gyr}$ , and  $\tau_{\text{depl}}^{\text{H}_2} = 2 \text{ Gyr}$  if we exclude the high HI surface density region in the calculations. The maximum of the star-formation efficiency is reached in the high HI surface density region, where  $\tau_{\text{depl}}^{\text{H}_2} \sim 500 \text{ Myr}$ , which is three times shorter than the mean value within the disk.

The SFR as a function of the molecular gas surface density is presented in Fig. 18. A linear power law is observed between the two quantities for NGC 4654, with a slope of  $1.02 \pm 0.18$  in agreement with Bigiel et al. (2008) ( $\dot{\Sigma}_\star \propto \Sigma_{\text{H}_2}^{1.0 \pm 0.2}$ ). The star formation efficiency of the galaxy center slightly is marginally lower by approximately  $0.5\sigma$ . For the modified  $\alpha_{\text{CO}}$ , the  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  of three resolution elements within the high HI surface density region are  $1\text{--}2\sigma$  higher than those of the rest of the disk. With a constant  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ , the  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  of the same resolution elements are  $2\text{--}3\sigma$  higher than their values expected from the linear correlation. Two other resolution elements within the high HI surface density region show values consistent with the linear correlation. These resolution elements are located at the northern edge of the high HI surface density region.



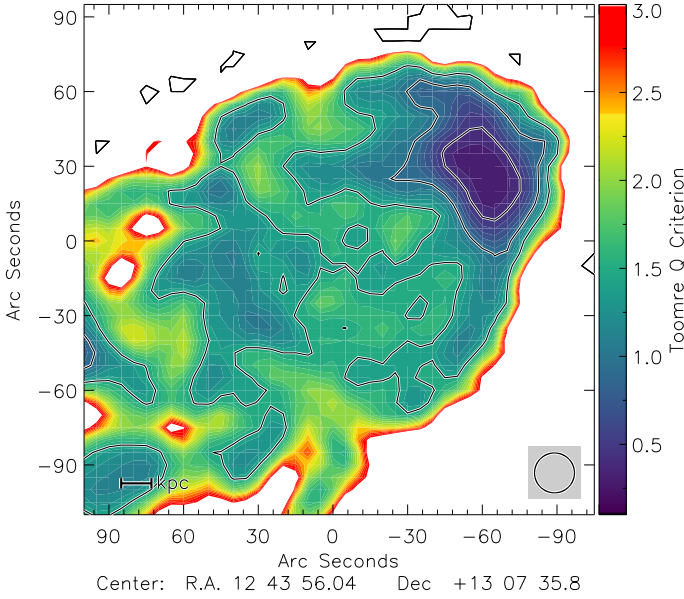
**Fig. 17.** Star-formation efficiency with respect to the molecular gas. Contours levels are 0.5, 1 and  $1.5 \text{ Gyr}^{-1}$ . The resolution is  $12''$ .



**Fig. 18.** Star-formation rate  $\dot{\Sigma}_\star$  as a function of the molecular gas surface density  $\Sigma_{\text{H}_2}$ . Light blue points correspond to the high HI surface density region with  $\alpha_{\text{CO}} = 2 \times \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ . Dark blue circles correspond to  $\alpha_{\text{CO}} = \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ . Red points corresponds to the galaxy center. The dashed lines correspond to  $\pm 1\sigma$ .

## 9. The Toomre stability criterion

The Toomre stability criterion (Toomre 1964) describes the stability of a gas disk against fragmentation. This criterion depends on the surface density and the velocity dispersion of both gas and stars. For our purpose we only evaluate the Toomre  $Q$  parameter of the gas disk. Since the combined Toomre  $Q$  parameter is always lower than the individual  $Q$  parameters, the  $Q$  parameter based on the gas can be regarded as an upper limit of the total  $Q$  parameter. We use the Toomre criterion to evaluate if the northwestern region remains stable ( $Q \geq 1$ ) with an enhanced



**Fig. 19.** Toomre  $Q$  parameter. Contour levels are 0.5, 1, and 1.5.

$\alpha_{\text{CO}}$ . The Toomre  $Q$  for the gas is calculated from the following equation (Toomre 1964):

$$Q_{\text{gas}} = \frac{\kappa v_{\text{disp}}}{\pi G \Sigma_{\text{gas}}}, \quad (16)$$

where  $\kappa$  is the epicyclic frequency:

$$\kappa = \sqrt{2 \frac{\Omega(R)}{R} \frac{d(R^2 \Omega)}{dR}}. \quad (17)$$

The angular velocity is  $\Omega(R) = v_{\text{rot}}(R)/R$  and  $v_{\text{rot}}$  is the rotation velocity of the galactic disk. We assume a constant gas velocity dispersion of  $v_{\text{disp}} = 10(\pm 2) \text{ km s}^{-1}$  (Tamburro et al. 2009). In Sect. 10.1 this assumption is dropped and a radial profile of the velocity dispersion is calculated based on the analytical model of Vollmer (2003). We generated two different Toomre  $Q$  maps. The first one is based on an approximation of the rotation curve following Boissier et al. (2003):

$$v_{\text{rot}} = v_{\text{flat}} \left( 1 - \exp\left(\frac{-R}{l_{\text{flat}}}\right) \right), \quad (18)$$

where  $l_{\text{flat}}$  and  $v_{\text{flat}}$  represent the length scale and velocity at which the rotation curve becomes flat. We estimated both values from the position-velocity diagram presented in Fig. 5. The resulting map is shown in Fig. 19. The second Toomre  $Q$  map is based on rotation velocities calculated from the deprojected CO velocity field (Fig. E.1).

The Toomre  $Q$  parameter is lower than one in the whole disk except in the high HI surface density region: the minimum is  $Q = 0.5$  for  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$  and  $Q = 0.3$  for the modified  $\alpha_{\text{CO}}$ .

## 10. Modeling NGC 4654

Our modeling effort is based on the combination of a small-scale analytical model together with a large-scale dynamical model, to handle the properties of a turbulent ISM in a simplified way. The analytical model takes into account gas pressure equilibrium (Eq. (15)), molecule formation, the influence of self-gravity of giant molecular clouds, and stellar feedback. The large-scale

dynamical model includes the gravitational interaction and ram pressure stripping. It gives access to the gas distribution and dynamics on scales of about 1 kpc. The large-scale model does not include stellar feedback. The combination of the two models gives insight into the physics of the compressed ISM and its ability to form stars.

### 10.1. Analytical model

The analytical model used for this study is presented in detail in Vollmer & Leroy (2011). The analytical model describes a star-forming turbulent clumpy gas disk with a given Toomre  $Q$ , where the energy flux produced by supernova explosions is dissipated by the turbulence of the gas. This model generates radial profiles of the main quantities of this study ( $\Sigma_{\text{gas}}$ ,  $\Sigma_{\text{H}_2}$ ,  $\Sigma_{\text{HI}}$  and  $\dot{\Sigma}_{\star}$ ) that can be compared with the observations to constrain its free parameters. The observational input parameters are the total stellar mass, the scale length of the stellar disk, and the rotation curve of the galaxy. In this model the ISM is considered as a single turbulent gas in vertical hydrostatic equilibrium:

$$p_{\text{turb}} = \rho v_{\text{turb}}^2 = \frac{\pi}{2} G \Sigma_{\text{gas}} \left( \Sigma_{\text{gas}} + \Sigma_{\star} \frac{v_{\text{turb}}}{v_{\text{disp}}^{\star}} \right). \quad (19)$$

Turbulence is driven by supernova explosions, which inject their energy into the ISM. The model considers turbulence as eddies with the largest eddies defined by a characteristic turbulent driving scale length  $l_{\text{driv}}$  and the associated velocity dispersion  $v_{\text{turb}}$ . Assuming a constant initial mass function independent of environment, the following equation can be written:

$$\xi \dot{\Sigma}_{\star} = \Sigma_{\text{gas}} \frac{v_{\text{turb}}^3}{l_{\text{driv}}} = \Sigma_{\text{gas}} v_{\text{turb}}^2 \frac{v_{\text{turb}}}{l_{\text{driv}}^2}, \quad (20)$$

where  $\xi = 4.6 \times 10^{-8} (\text{pc yr}^{-1})^2$  is the constant relating the SNe energy input into star-formation (Vollmer & Beckert 2003). Turbulence gives also rise to the viscosity  $\nu$  such that  $\nu = v_{\text{turb}} l_{\text{driv}}$ . In the model, the turbulent crossing time of a single cloud is compared to the gravitational free fall time in order to derive an expression of the volume filling factor  $\phi_v$ . Self-gravitation can be assumed for clouds if the condition  $\tau_{\text{turb}}^{\text{cl}} = \tau_{\text{ff}}^{\text{cl}}$  is verified. In such a case, the volume filling factor  $\phi_v$  links the average density of the disk  $\rho$  to the density of individual clouds  $\rho_{\text{cl}}$  such that  $\rho_{\text{cl}} = \phi_v^{-1} \rho$ . The density of a single cloud  $\rho_{\text{cl}}$  refers to the density of the largest self-gravitating structures of a size  $l_{\text{cl}}$ . The latter size is smaller than the driving length scale  $l_{\text{driv}}$  by a factor  $\delta$ , such that  $l_{\text{cl}} = l_{\text{driv}}/\delta$ . For self-gravitating clouds, the turbulent crossing time and the free-fall timescale can be written:

$$\tau_{\text{turb}}^{\text{cl}} = \delta^{-1} \frac{l_{\text{driv}}}{v_{\text{turb}}}, \quad (21)$$

$$\tau_{\text{ff}}^{\text{cl}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_{\text{cl}}}}. \quad (22)$$

These timescales are used to control both the balance between the atomic and molecular gas phases and between turbulence and star-formation. Considering clouds self-gravitation, the star-formation can be finally defined as:

$$\dot{\Sigma}_{\star} = \phi_v \frac{\rho}{\tau_{\text{ff}}} l_{\text{driv}} = \delta \phi_v \rho v_{\text{turb}}. \quad (23)$$



In the model, the turbulent motion is expected to redistribute angular momentum in the gas disk like an effective viscosity would do. With this consideration, accretion toward the center is allowed and one can treat the galaxy disk as an accretion disk. Assuming a continuous and nonzero external gas mass accretion rate  $\dot{\Sigma}_{\text{ext}}$ , the global viscous evolution can thus be written as:

$$\frac{\partial \Sigma_{\text{gas}}}{\partial t} \sim \frac{v \Sigma_{\text{gas}}}{R^2} - \dot{\Sigma}_{\star} + \dot{\Sigma}_{\text{ext}}. \quad (24)$$

The mass accretion rate at a given radius in a galactic disk with a constant rotation curve is given by

$$\dot{M}(R) = -2 \pi R \Sigma v_r = 4 \pi R^{\frac{1}{2}} \frac{\nabla}{\nabla R} (v \Sigma R^{\frac{1}{2}}), \quad (25)$$

where  $v_r$  is the radial velocity. If a stable total Toomre criterion  $Q_{\text{tot}} \sim 1$  is held over a few rotation periods by the balance between the mass accretion rate and the gas loss due to star-formation, the galaxy disk can be considered as stationary, such that  $\partial \Sigma / \partial t \sim 0$ . For such a stationary gas disk, the local mass and momentum conservation yield:

$$v \Sigma_{\text{gas}} = \frac{\dot{M}}{2\pi}. \quad (26)$$

Since NGC 4654 underwent a tidal interaction about 500 Myr ago and is now undergoing ram pressure stripping, it cannot be considered as a stable disk. However, the relatively unperturbed southeastern half of the disk of NGC 4654 is actually not far from such an equilibrium with a constant mass accretion rate (left panels of Fig. 20). On the other hand, the mass accretion rate clearly has to vary in the perturbed northwestern half of the disk. We decided to keep Eq. (26) for convenience and to radially vary  $\dot{M}$ . For each model, the real mass accretion rate can be calculated via Eq. (25).

The separation between the atomic and molecular phase of the ISM is defined by the molecular fraction, estimated by the ratio of the free-fall timescale to the molecule formation timescale (Eqs. (22) and (28)):

$$R_{\text{mol}} = \frac{\Sigma_{\text{H}_2}}{\Sigma_{\text{HI}}} \simeq \frac{\tau_{\text{ff}}^{\text{cl}}}{\tau_{\text{mol}}^{\text{cl}}}, \quad (27)$$

where the molecule formation timescale is:

$$\tau_{\text{mol}}^{\text{cl}} = \frac{\gamma}{\phi_v^{-1} \rho}. \quad (28)$$

The factor  $\gamma$  corresponds to the coefficient of molecule formation timescale (Tielens & Hollenbach 1985). If we assume no exchange between the ISM and the environment of the galaxy, we can estimate  $\gamma$  based on a closed box model following Vollmer & Leroy (2011):

$$\gamma = \gamma_0 \left( \ln \left( \frac{\Sigma_{\text{gas}} + \Sigma_{\star}}{\Sigma_{\text{gas}}} \right) \right)^{-1}, \quad (29)$$

where  $\gamma_0 = 7.2 \times 10^7 \text{ yr } M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ . The metallicity  $Z$  can be estimated using the solar value of the constant of molecule formation  $\gamma_{\odot} = 4.7 \times 10^7 \text{ yr } M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$  as  $Z/Z_{\odot} = (\gamma/\gamma_{\odot})^{-1}$ . In order to verify whether this approach is compatible with the results previously obtained using the strong-line method and the DGR variation method presented in Sect. 5, we used the radial profiles of the stellar and total gas surface densities to calculate the profile of the gas metallicity. We separated the galactic disk into

two halves: (i) the unperturbed eastern half and (ii) the western half containing the high HI surface density region. For the northwestern region, we separated two distinct cases: a constant conversion factor  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$  and the modified  $\alpha_{\text{CO}}$  in the high HI surface density region. The three resulting metallicity profiles are shown in Fig. C.1. As the results obtained for both conversion factor assumptions are consistent with the previous metallicity estimates based on both, the recalibrated Skillman et al. (1996) observations and the DGR variation method, we conclude that the closed-box model is consistent with observations. Using the molecular fraction computed from Eq. (27), we obtained:

$$\Sigma_{\text{H}_2} = \Sigma_{\text{gas}} f_{\text{mol}} = \Sigma_{\text{gas}} \left( \frac{\Sigma_{\text{H}_2}}{\Sigma_{\text{H}_2} + \Sigma_{\text{HI}}} \right) = \Sigma_{\text{gas}} \left( \frac{R_{\text{mol}}}{1 + R_{\text{mol}}} \right), \quad (30)$$

$$\Sigma_{\text{HI}} = \Sigma_{\text{gas}} (1 - f_{\text{mol}}) = \Sigma_{\text{gas}} \left( \frac{1}{1 + R_{\text{mol}}} \right). \quad (31)$$

### 10.1.1. Additional free parameters

The three free parameters of the analytical model that can be varied to reproduce the observational profiles are: the scaling factor between driving and dissipation length scale  $\delta$ , the Toomre stability parameter  $Q$ , and the accretion rate  $\dot{M}$ . The modification of these parameters induces significant changes in the resulting model profiles: (i) an increase in  $\dot{M}$  leads to an increase in the gas velocity dispersion; (ii) a decrease in the Toomre  $Q$  parameter leads to an increase in the gas surface density; (iii) an increasing  $\delta$  leads to an increase in both,  $R_{\text{mol}}$  and  $\Sigma_{\star}$ .

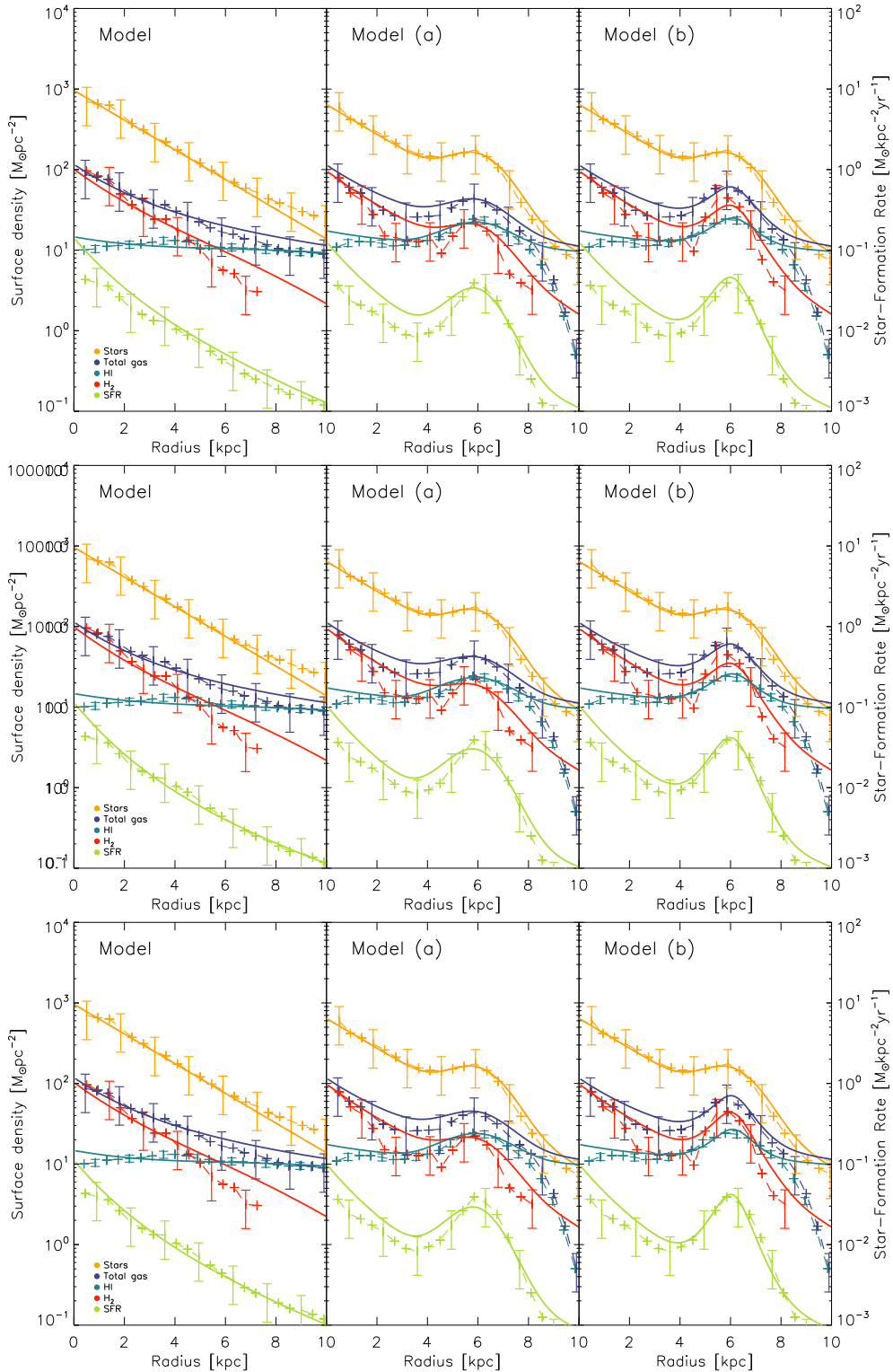
In addition to the free parameters  $\delta$ ,  $Q$  and  $\dot{M}$ , we decided to vary three other parameters that have a significant impact on the radial profiles of the model: the constant relating the supernova energy injection rate to the SFR  $\xi$ , the stellar vertical velocity dispersion  $v_{\text{disp}}^{\star}$ , and the constant of molecule formation timescale  $\gamma_0$ . Varying these parameters has several consequences on the radial profiles generated by the model: (i) an increase in  $\xi$  induces a decrease in the SFR (see Eq. (20)); (ii) a higher  $v_{\text{disp}}^{\star}$  leads to a lower SFR profile; (iii) an increase in  $\gamma_0$  strongly decreases the molecular fraction, which means that the  $\text{H}_2$  radial profile is lowered and the HI radial profile is augmented.

### 10.1.2. Degeneracies between parameters

The study of the analytical model revealed degeneracies between the free parameters. A decrease in  $Q$  or an increase in  $\dot{M}$  both result in an higher gas surface density. To decrease the value of  $R_{\text{mol}}$ ,  $\delta$  or  $\gamma_0$  have to be increased. Finally, four of the six free parameters have a significant impact on the SFR profile:  $\dot{M}$  positively;  $\delta$ ,  $\xi$  and  $v_{\text{disp}}$  negatively.

### 10.1.3. Results

To determine which set of parameters best fits the observational data, we carried out two successive reduced- $\chi^2$  minimizations: the first stage consists in the reproduction of the radial profiles averaged over the disk, excluding the northwest region, which differs from the rest. Once these parameters have been defined, a second minimization was carried out to adjust the values of  $Q$  and  $\dot{M}$  in the high HI surface density region. We selected a portion equivalent to 30% to the disk toward the northwest to include the entire high HI surface density region and avoid bias caused by stochastic increases in the SFR. The results of the two successive  $\chi^2$  minimizations are presented in Table 3.



**Fig. 20.** Radial profiles derived from observations (dashed lines) and from the analytical model (solid lines). The models correspond to model 1, 2, and 3. The models are presented in Table 3. The  $H_2$  profiles are limited by the detection threshold of  $3\sigma$  within three velocity channels, corresponding to  $2.8 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ .

The best-fit models are models 1, 2 and 3, described in detail in the following Sect. 5. Model 1 has the default parameters. Model 2 has a two times higher vertical stellar velocity dispersion, model 3 a two times higher constant relating the supernova energy injection rate to the SFR than model 1. We rejected models 4, 5, 6 and 7 due to the too high  $\chi^2$  found to reproduce the high HI surface density region.

#### 10.1.4. The unperturbed eastern disk

All three models reproduce the observational profiles for the unperturbed disk in a satisfactory way. The total  $\chi^2$  are all about three. We found values of  $\delta$  between 4.8 and 6.6, a Toomre  $Q$  parameter between 1.5 and 1.7, and a mass accretion rate  $\dot{M}$  between  $0.11$  and  $0.17 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . These parameters lead to

**Table 3.** Sets of parameters obtained from  $\chi^2$ -minimization to fit the observation profiles with the analytical model.

#	$X_{\text{CO}}$	$\delta$	$Q$	$\dot{M}$	$\gamma_0$	$\xi$	$v_{\text{disp}}^*$	$v_{\text{disp}}^{\text{DISK}}^{(1)}$	$v_{\text{disp}}^{\text{NW}}^{(2)}$	$Q^{\text{min}}^{(3)}$	$\chi^2$				$\chi^2$				
											$\chi_{\text{tot}}^2$	$\chi_{\text{HI}}^2$	$\chi_{\text{H}_2}^2$	$\chi_{\text{SFR}}^2$	$\chi_{\text{tot}}^2$	$\chi_{\text{HI}}^2$	$\chi_{\text{H}_2}^2$	$\chi_{\text{SFR}}^2$	
												DISK <sup>(4)</sup>				NW <sup>(5)</sup>			
1	(a)	–	6.6	1.7	0.17	–	–	–	10.6	19.5	1.26	3.3	1.0	1.0	1.3	5.6	3.7	1.0	0.9
	(b)	$\times 2$								13.5	0.64					4.7	0.8	1.4	2.4
2	(a)	–	<b>5.7</b>	<b>1.5</b>	<b>0.10</b>	–	–	$\times 2$	<b>8.7</b>	<b>18.0</b>	<b>1.20</b>	<b>3.1</b>	<b>0.9</b>	<b>1.1</b>	<b>1.1</b>	<b>3.2</b>	<b>0.8</b>	<b>0.8</b>	<b>1.6</b>
	(b)	$\times 2$								12.0	0.58					3.7	1.1	1.7	1.0
3	(a)	–	<b>4.8</b>	<b>1.6</b>	<b>0.11</b>	–	$\times 2$	–	<b>10.0</b>	19.8	1.23	<b>3.0</b>	<b>0.9</b>	<b>1.0</b>	<b>1.0</b>	4.1	0.9	1.1	2.1
	(b)	$\times 2$								<b>12.0</b>	<b>0.50</b>					<b>2.6</b>	<b>1.1</b>	<b>0.8</b>	<b>0.8</b>
4	(a)	–	11.1	1.6	0.13	$\times 2$	–	–	9.4	18.8	1.25	3.1	1.0	1.1	1.0	8.0	1.0	0.9	6.0
	(b)	$\times 2$								11.1	0.42					4.8	3.2	0.8	0.8
5	(a)	–	5.7	1.8	0.17	–	$\times 2$	$\times 2$	11.2	20.5	1.28	2.9	0.9	1.1	0.9	7.9	0.8	0.9	6.2
	(b)	$\times 2$								14.1	0.57					4.9	2.8	0.8	1.3
6	(a)	–	10.2	1.9	0.22	$\times 2$	$\times 2$	–	12.1	20.1	1.29	4.0	1.5	1.1	1.3	12.9	0.8	0.8	11.2
	(b)	$\times 2$								14.2	0.44					7.2	5.5	0.9	0.8
7	(a)	–	11.1	1.5	0.13	$\times 2$	–	$\times 2$	9.1	18.0	1.30	3.8	1.5	1.1	1.1	11.9	1.1	1.6	9.3
	(b)	$\times 2$								10.7	0.40					6.7	4.4	0.8	1.4

**Notes.** <sup>(1)</sup>Mean velocity dispersion in the unperturbed disk. <sup>(2)</sup>Maximum velocity dispersion reached in the high HI surface density region. <sup>(3)</sup>Minimum Toomre  $Q$  reached in the high HI surface density region. <sup>(4)</sup> $\chi^2$  obtained for the southeastern unperturbed disk. <sup>(5)</sup> $\chi^2$  obtained for the northwestern perturbed disk. The bold characters correspond to the models with the lowest total  $\chi^2$  for a galactic conversion factor  $X_{\text{CO}} = X_{\text{CO}}^{\text{MW}}$  and a modified conversion factor  $X_{\text{CO}} = 2 X_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ .

a mean velocity dispersion between 8.7 and 10.6 km s<sup>-1</sup> within the unperturbed disk, which corresponds to common values for undisturbed local spiral galaxies (e.g. [Tamburro et al. 2009](#)).

#### 10.1.5. The northwestern region with a constant $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$

Model 1(a) is the solution with the highest  $\chi_{\text{tot}}^2$  of the three selected models. This model reproduces almost perfectly the H<sub>2</sub> and SFR radial profiles within the high HI surface density region but is the worst to reproduce the HI in the same region (see Fig. 20). The drop of the Toomre  $Q$  parameter is half that of the observations while the increase in the velocity dispersion is two times higher. However, the advantage of this model is that it does not need any modification of the additional parameters to reproduce the observations.

Model 2(a) is the best model to fit the high HI surface density region with a constant conversion factor. The star-formation profile within the high HI surface density region is reproduced in an acceptable way (see Fig. 20). However the model requires a nearly 10 km s<sup>-1</sup> increase in velocity dispersion to reproduce the observations, while a fairly small decrease in the Toomre  $Q$  compared to the observations is found.

Model 3(a) is a decent but imperfect solution. Although the two gas phases in the high HI surface density region are reproduced quite accurately compared to observations (see Fig. 20). The deviation of the SFR from observations makes this model an acceptable but unfavorable choice for this study. The increase in the gas velocity dispersion and the drop in the Toomre  $Q$  criterion are comparable with the previous models.

Given its high  $\chi_{\text{tot}}^2$ , we first reject model 1(a). We prefer model 2(a) to model 3(a) because it is the model with the lowest  $\chi_{\text{tot}}^2$  of all considered solutions for the northwestern region with a constant  $\alpha_{\text{CO}}$ .

#### 10.1.6. The northwestern region with a modified $\alpha_{\text{CO}}$

Model 1(b) has the highest  $\chi_{\text{tot}}^2$  of the three considered models. Contrary to model 1(a), the HI is well reproduced but the

SFR deviates from observations (see Fig. 20). The increase in the velocity dispersion is small ( $\Delta v \sim 2.9$  km s<sup>-1</sup>) and the Toomre  $Q$  parameter drops significantly below the critical value of 1, with  $Q = 0.64$ .

Model 2(b) is an acceptable solution. As for Model 1(b), the increase in the velocity dispersion is small with  $\Delta v \sim 3.3$  km s<sup>-1</sup> and the Toomre  $Q$  drops to  $Q = 0.58$  in the high HI surface density region.

Model 3(b) is the best-fit model for a modified conversion factor. This model presents the lowest  $\chi_{\text{tot}}^2$  of all models presented in Table 3. Model 3(b) closely reproduces all observational profiles in the high HI surface density region (see Fig. 20). The increase in the velocity dispersion is only  $\Delta v \sim 2.0$  km s<sup>-1</sup> and the Toomre  $Q$  parameter is  $Q = 0.5$ .

Model 3(b) is thus our preferred model for the modified conversion factor. All three models show a rather small increase in the velocity dispersion and a significant drop of the Toomre parameter in the high HI surface density region.

#### 10.1.7. Conclusion for the analytical model

The unperturbed disk is reproduced by model 1, 2, and model 3 the unperturbed disk. We found mean values of  $\delta \sim 5.6$ ,  $Q \sim 1.6$ , and  $\dot{M} \sim 0.13 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ .

For all the solutions and regardless of the choice of  $\alpha_{\text{CO}}$ , an increase in the velocity dispersion combined with a decrease in the Toomre criterion is mandatory to reproduce the high HI surface density region. Models using a constant conversion factor lead to a significant increase in the velocity dispersion and a slight drop in the Toomre  $Q$  parameters in the high HI surface density region compared to the unperturbed disk. On the other hand, models using a modified  $\alpha_{\text{CO}} = 2 \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$  lead to a significant drop in the Toomre  $Q$  parameter with only a slight increase in the velocity dispersion. Overall, the increase in the velocity dispersion in the high HI surface density region is  $\Delta v \sim 2\text{--}10$  km s<sup>-1</sup> and the Toomre  $Q$  parameters ranges between  $Q = 0.5\text{--}1.3$ . Since we think that the CO-to-H<sub>2</sub> conversion factor lies between one and two times the Galactic value, we expect a Toomre  $Q$  parameter of  $Q \sim 0.8$  and  $\Delta v \sim 5$  km s<sup>-1</sup>.

## 10.2. The dynamical model

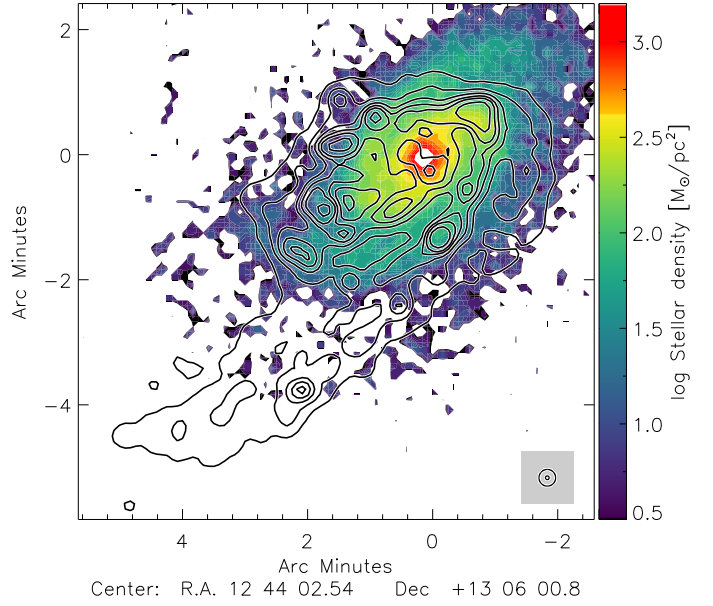
The dynamical model is based on the  $N$ -body sticky particle code described in Vollmer et al. (2001). The particles are separated in two distinct phases: a non-collisional phase that reproduces the dark matter and stellar component of NGC 4654 and a collisional component for the ISM. The model takes into account both the gravitational interaction with the neighboring galaxy NGC 4369 and the influence of ram pressure stripping over 1 Gyr. The ram pressure time profile is of Lorentzian form, which is consistent with highly eccentric orbits of galaxies within the Virgo cluster (Vollmer et al. 2001). The effect of ram pressure stripping is simulated by an additional pressure on the clouds in the wind direction, defined as  $p_{\text{ram}} = \rho v_{\text{turb}}^2 \sim 200 \text{ cm}^{-3} \text{ km s}^{-1}$ . Only clouds that are not shielded by other clouds are affected by ram pressure. The star-formation is assumed to be proportional to the cloud collision rate. Stars are formed by cloud-cloud collision and added to the total number of particles as zero-mass points with the position and the velocity of the colliding clouds. The information about the time of creation is attached to each new star particle, making it possible to model the H $\alpha$  emission for each snapshot using stars created less than 10 Myr ago. The UV emission is modeled by the UV flux from single stellar population models from STARBURST99 (Leitherer et al. 1999). The total UV flux corresponds to the extinction-free distribution of the UV emission from newly created star particles. The cloud masses range between  $3 \times 10^5$  and  $3 \times 10^6 M_{\odot}$ . The atomic and molecular phases of the ISM are separated by computing the molecular fraction  $f_{\text{mol}}$  using (Eqs. (30) and (31)). Observational input parameters are presented in Table 1. The dynamical model produces CO, HI, FUV, stellar mass and H $\alpha$  data cubes at the spectral and spatial resolution of the observations. This first set of modeled data is used to produce derived quantities such as total mid-plane pressure, SFR, star-formation efficiency and Toomre  $Q$  criterion in order to carry out a complete comparative study between the model and the observations.

Contrary to the analytical model, the dynamical model gives direct access to two quantities that are difficult to observe although fundamental: the volume density  $\rho$  of the gas and its intrinsic 3D velocity dispersion  $v_{\text{disp}}$ . The model neglects supernova feedback, which may be the origin of an increased gas velocity dispersion and an enhancement of the SFR within dense gas regions.

Three different versions of the model were produced: (i) constant pressure of  $p = 200 \text{ cm}^{-3} \text{ km s}^{-1}$ ; (ii) constant ram pressure of  $p = 100 \text{ cm}^{-3} \text{ km s}^{-1}$ ; (iii) no ram pressure. Only the model with a strong ram pressure wind was able to reproduce both the extended HI gas tail and the high HI surface density region, so we chose to focus our study on this version. The maps obtained from the other versions are presented in Appendix G. We search by eye for the relevant timestep that reproduces the available observations best. A summary table of the comparison between the model and observations is presented in Table 4.

### 10.2.1. Stellar and atomic gas surface densities

Maps of the surface density of atomic gas and stars are shown in Fig. 21. The stellar distribution of the dynamical model is highly asymmetric. The diffuse stellar disk extends 9 kpc to the southeast compared to 12 kpc to the northwest. Toward the northwest an overdense stellar arm is formed. At the end of this stellar arm, a region of high HI surface density appears in the model, with total gas surface densities on the order of  $50 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . Beyond



**Fig. 21.** NGC 4654 dynamical model. The colors correspond to the stellar surface density. The contours correspond to the HI surface density. Contour levels are 1, 5, 10, 15, 20, and  $30 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . The model data are convolved to the same spatial resolutions as the observations.

the southeastern edge of the optical disk an extended HI gas tail is formed with surface densities of  $5\text{--}10 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . Another high HI surface density region is observed south of the galaxy center with  $\Sigma_{\text{HI}} > 40 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . By studying previous timesteps of the model, we identified this region as an overdensity with a lifetime of few tens million years created accidentally at this position. We do not consider this overdensity as relevant for analysis.

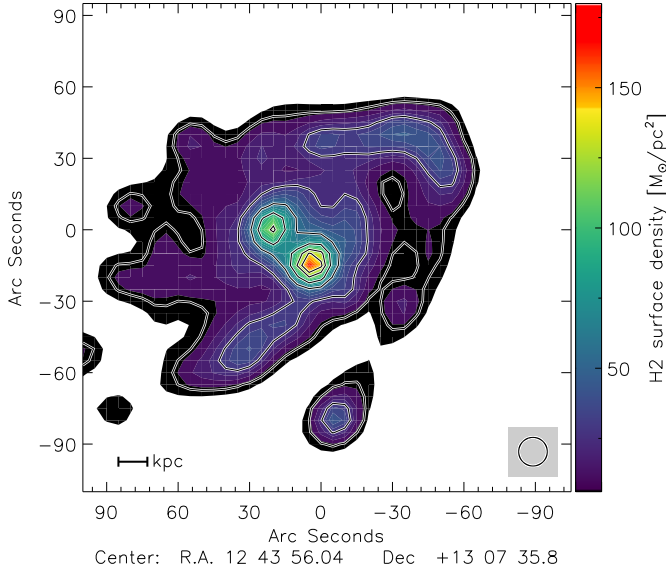
Qualitatively, the overall model stellar and gaseous distributions are consistent with observations (Fig. 1). The overdense stellar arm is well reproduced, with a comparable high HI surface density region at its end. The HI gas tail in the southeast direction is also well reproduced by the dynamical model. However, the northwestern half of the diffuse stellar disk is much more extended in the model than in the observations. Quantitatively, the stellar arm presents similar surface densities, with  $\Sigma_{\star} = 200\text{--}500 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . The model high HI surface density region presents comparable HI surface densities, with a maximum of  $\Sigma_{\text{HI}} \sim 50 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$  compared to the observed maximum of  $35 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . However, the HI surface density in the southeastern gas tail is 2 to 3 times higher than in the observations.

The dynamical model is therefore able to reproduce the dense stellar arm, the high HI surface density region in the northwest and the HI tail. However, it overestimates the influence of the ram pressure stripping and does not reproduce properly the diffuse stellar component.

### 10.2.2. Molecular and total gas surface densities

The molecular gas map of the model is presented in Fig. 22. Its maximum is reached in the galaxy center with  $\Sigma_{\text{H}_2} = 170 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . The model forms an overdense arm in the northwest direction with  $\Sigma_{\text{H}_2} \sim 40 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$  which follows the stellar arm. On the opposite side, a southeastern spiral arm with lower surface densities is present. Moreover, an external gas arm is created without any correlation with the stellar distribution in the southern edge of the disk. This gas arm is identified as





**Fig. 22.** Molecular gas surface density of NGC 4654 from the dynamical model. Contour levels are 2, 5, 10, 30, 60, 90, and  $120 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ .

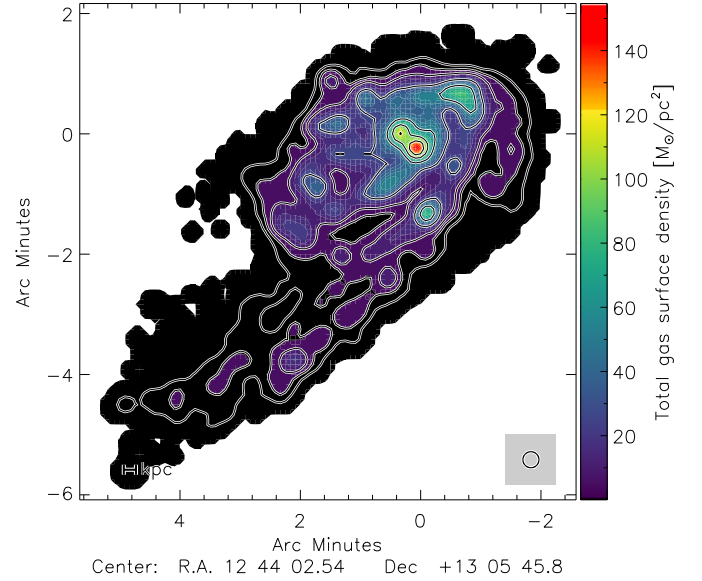
a consequence of shear motions induced by the combined effect of galaxy rotation and ram pressure stripping.

As for the HI gas, the general distribution of  $\text{H}_2$  gas is broadly consistent with observations (Fig. 12). The average surface density within the northwestern arm is almost equivalent to the observations. The local maximum within the high HI surface density region is about  $40 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ , which is almost two times lower than the observed value with a modified  $\alpha_{\text{CO}}$  and equivalent to observations with a constant conversion factor,  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ . The galaxy center also presents comparable surface density as observations. The differences between the model and the observations are essentially: (i) the presence of the southeastern spiral arm that we did not intend to reproduce with the model; (ii) the overdense external gas arm formed in southern edge of the galactic disk, suggesting that the model slightly overestimates the strength of the ram pressure stripping.

We added the atomic gas to the molecular gas to study the distribution of the total gas of the model (Fig. 23). Since on one hand the molecular gas surface density is consistent with observations with a constant conversion factor but on the other hand the HI is slightly overestimated, the total gas map of the model provides an intermediate solution between observations with  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$  and a modified  $\alpha_{\text{CO}}$ . The maximum of  $\Sigma_{\text{gas}}$  reached in the high HI surface density region is  $90 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ , which is  $10 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$  above the observations with a constant conversion factor and  $30 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$  below the observations with a modified conversion factor. To conclude, the model seems to be able to reproduce quite accurately the general distribution of the total gas of NGC 4654. It is, however, slightly more similar to observations with a constant factor than with a modified factor  $\alpha_{\text{CO}}$ .

### 10.2.3. Star-formation rate

To compute the model SFR, we used the FUV map generated by the dynamical model normalized to the total observed SFR. The model SFR map is presented in Fig. 24. The maximum of the SFR is reached in the galaxy center with  $\dot{\Sigma}_{\star} = 0.2 M_{\odot} \text{kpc}^{-2} \text{yr}^{-1}$ . Toward the northwest, a higher SFR surface density arm is observed, corresponding to the dense stellar and molecular gas surface density arm. We also note the presence of a slightly



**Fig. 23.** Total gas surface density of NGC 4654 from the dynamical model. Contour levels are 2, 5, 10, 30, 60, 90 and  $120 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ .

enhanced  $\dot{\Sigma}_{\star}$  arm following the southeastern spiral arm on the opposite side of the galaxy.

The general morphology of the SFR in the model is consistent with observations, except for the higher SFR arm along the southeast spiral arm, which is not observed (Fig. 7). This could be however linked to the small enhancement of the  $\text{H}\alpha$  emission observed in Fig. 2. The maximum of the SFR is reached in the galaxy center, contrary to observations where the maximum is located in the high HI surface density region. The model SFR is 2–3 times lower in the northwestern region and 2–3 times higher in the galaxy center than the corresponding observed SFRs.

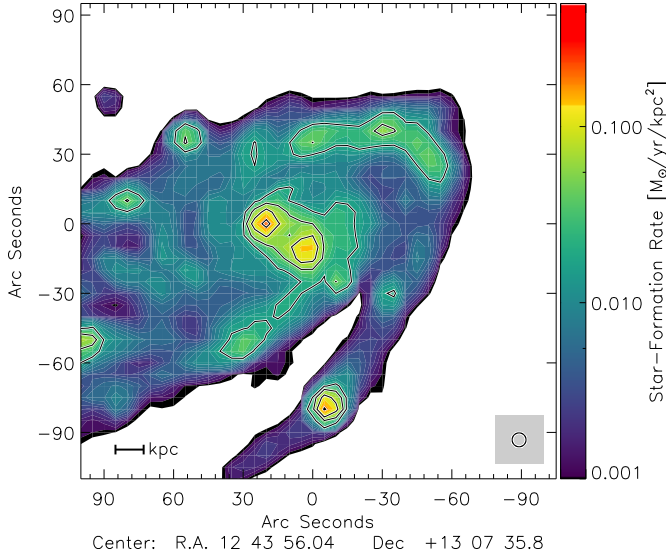
To conclude, the model seems to be able to reproduce qualitatively the SFR distribution of NGC 4654 but not quantitatively. As mentioned in the introduction of this section, we can presume that this is due to the absence of supernova feedback in the model.

### 10.2.4. $R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$ and $\Sigma_{\text{H}_2}-\dot{\Sigma}_{\star}$ correlations

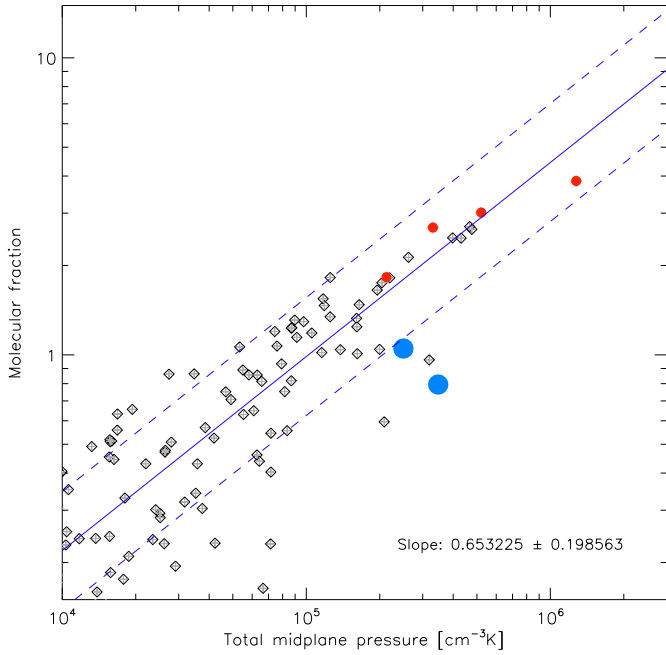
The model correlation between the molecular fraction of the ISM and the total gas pressure is presented in Fig. 25. The  $R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$  slope is  $0.65 \pm 0.19$ , which is significantly flatter than the predictions of Blitz & Rosolowsky (2006). The slope is consistent within the errors bars with the results of Leroy et al. (2008) (0.73), measured for local spiral galaxies of the THINGS survey. As for the observations, the model molecular fraction within the high HI surface density region deviates by 1 to  $2\sigma$  from the overall correlation.

The slope of the model  $\Sigma_{\text{H}_2}-\dot{\Sigma}_{\star}$  relation is  $0.94 \pm 0.25$ , which is consistent within the error bars with the results of Bigiel et al. (2008) and the observed relation (Fig. 26). The  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  varies little within the model disk, with a scatter of 0.25 dex. In contrast to our observations, the  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  of the high HI surface density region does not deviate from the general correlation, with all the corresponding points included in the  $\pm 1\sigma$  error bars.

The study of the  $R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$  and the  $\Sigma_{\text{H}_2}-\dot{\Sigma}_{\star}$  correlations revealed that the dynamical model reproduces faithfully the decrease in  $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$  in the high HI surface density region. However, the model is not able to reproduce the observed enhancement of the  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  in this region.



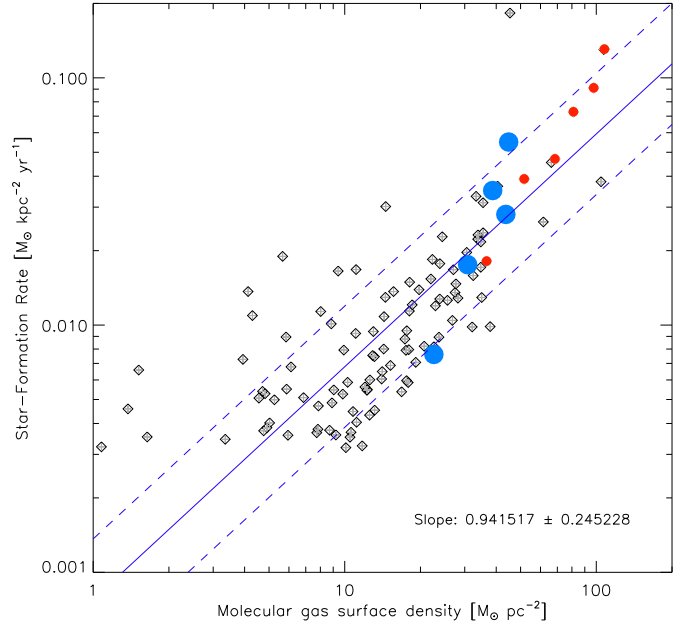
**Fig. 24.** Star-formation rate of NGC 4654 from the dynamical model. Contours levels correspond to 0.02, 0.05, 0.10 and  $0.20 M_{\odot} \text{ kpc}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ .



**Fig. 25.** Molecular fraction  $R_{\text{mol}}$  as a function of the ISM pressure  $P_{\text{tot}}$  of NGC 4654 from the dynamical model. Blue points correspond to the high HI surface density region. Red points correspond to the galaxy center. The dashed lines correspond to  $\pm 1\sigma$ .

### 10.2.5. Velocity field, linewidths, and velocity dispersion

The velocity field of the dynamical model (Fig. 27) presents straight iso-contours along the major axis in the northwest direction. These results reveal a well-defined velocity gradient toward the northwest along the major axis, that is also observed. A velocity plateau is reached in the southeast side of the disk along the major axis. The iso-contours along the minor axis are curved to the southeast, which is also consistent with the observations. The velocity field in the HI tail increases slightly therein, while in the observations, the region is decoupled from the galaxy rotation. All these results are consistent with previous studies of Vollmer (2003).



**Fig. 26.** Star-formation rate  $\dot{\Sigma}_{\star}$  as a function of molecular gas surface density  $\Sigma_{\text{H}_2}$  of NGC 4654 from the dynamical model. Blue points correspond to the high HI surface density region. Red points correspond to the galaxy center. The dashed lines correspond to  $\pm 1\sigma$ .

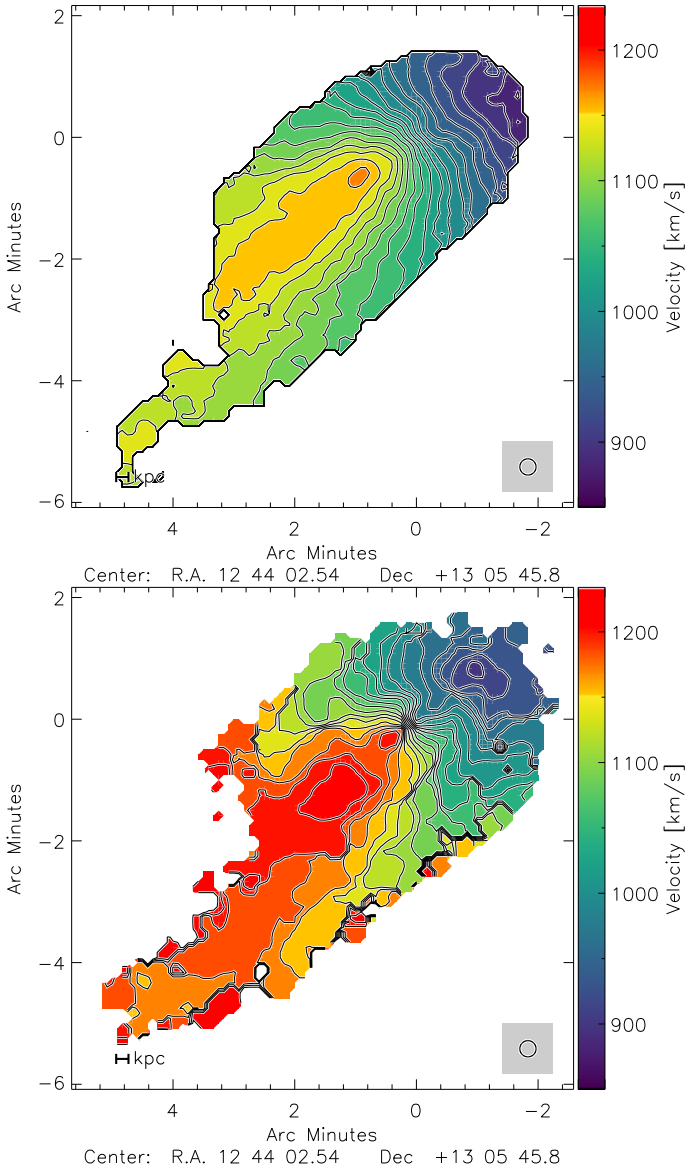
As mentioned in the introduction of this section, the 3D dynamical model allows us to investigate the velocity dispersion of the ISM. An increase in the HI linewidth within the disk can be explained by: (i) the presence of a velocity gradient within a resolution element or (ii) an increase in the intrinsic velocity dispersion of the gas caused by local phenomena and physical conditions. In order to separate the broadening of the linewidth generated by these two scenarios, we computed two different maps: (i) the HI moment 2 map of the dynamical model; (ii) the 3D velocity dispersion map based on the velocity dispersion obtained for each particle using its 50 closest neighbors. The two resulting maps are presented in Fig. 28.

The moment 2 map of the model reveals that the broadest velocity dispersion is created in the galaxy center with  $\Delta v \sim 50 \text{ km s}^{-1}$ . In the high HI surface density region, the velocity dispersion is only  $5 \text{ km s}^{-1}$  above the values at the same radius on the opposite side of the disk, with a mean  $\Delta v \sim 20 \text{ km s}^{-1}$ . Within the external gas arm, the velocity dispersion is broader than in the rest of the disk, with  $\Delta v = 20\text{--}40 \text{ km s}^{-1}$ . This result is consistent with the assumption that the ram pressure strength in the model is too strong because the band disappears in models without any ram pressure stripping. The velocity dispersion map shows an enhancement of the dispersion within the high HI surface density region, reaching a maximum of  $18 \text{ km s}^{-1}$ . Within the external gas arm, no increase is measured. The mean velocity dispersion is  $\bar{v}_{\text{disp}} = 5 \text{ km s}^{-1}$  therein. We therefore suggest that the velocity dispersion within the northwest region is unrelated to the velocity gradient, while the rise in the external gas arm seems to be its direct outcome.

### 10.2.6. The model Toomre stability criterion

The Toomre stability criterion of the dynamical model is computed using Eq. (16). To compute  $\kappa$ , we used direct measurements of velocities and distances to the center for every mass



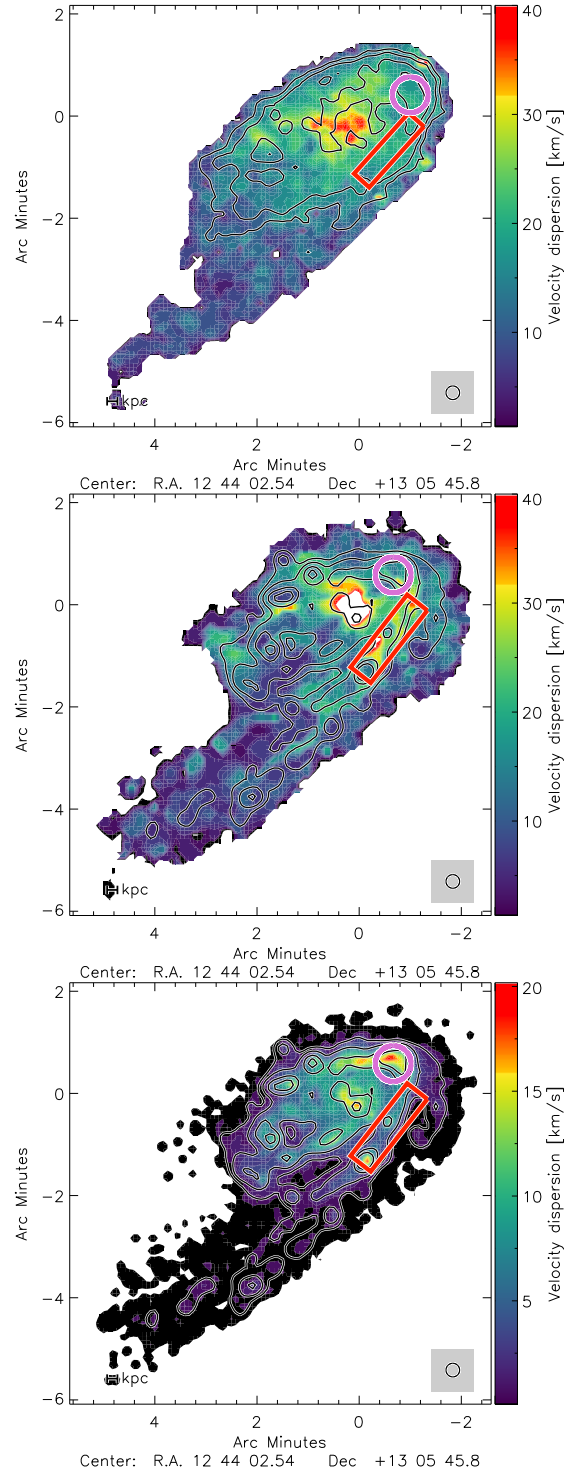


**Fig. 27.** HI velocity field. *Top panel:* from VIVA data. *Bottom panel:* from the dynamical model.

point within the model. The velocity dispersion  $v_{\text{disp}}$  corresponds to the real dispersion presented in Fig. 28. A local minimum is reached in the high HI surface density region, with  $Q < 0.5$  while in the rest of the disk the Toomre criterion is around  $Q = 1$  (Fig. 29). This result is consistent with observations, suggesting that even in the dynamical model, the region is unstable with respect to fragmentation.

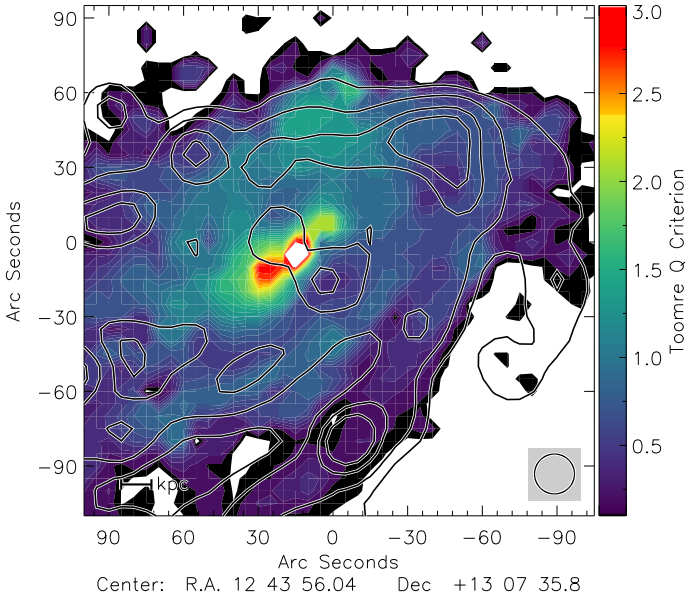
#### 10.2.7. Summary of the dynamical model

Table 4 gathers all results from the study of the dynamical model. The dynamical model appears to be closer to the observations with a constant conversion factor  $a_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ . The model reproduces HI observations of NGC 4654: the HI tail and the high HI surface density region being well reproduced with quite comparable surface densities. Although the stellar arm is well reproduced by the model, the diffuse stellar disk is much more extended toward the northwest than the observations. The spatial distribution of the molecular gas matches the observations but is



**Fig. 28.** Gas velocity dispersion. *Top panel:* observed VIVA HI velocity dispersion (moment 2). *Middle panel:* velocity dispersion (moment 2) of the dynamical model. *Bottom panel:* intrinsic 3D velocity dispersion. The pink circle corresponds to the high HI surface density region. The red rectangle corresponds to the external gas arm. Contours correspond to HI surface densities of  $\Sigma_{\text{HI}} = 5, 10, 20$  and  $50 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ .

underestimated by a factor of 2 along the dense stellar arm. The observed enhancement of the SFR in the high HI surface density region is not reproduced by the model, suggesting that the inclusion of local physical phenomenon such as supernova feedback is mandatory to reproduce such high star-formation. The deviation of the high HI surface density from the galaxy



**Fig. 29.** Toomre  $Q$  parameter of NGC 4654 from the dynamical model. Contours levels are 0.5, 1 and 1.5.

correlation  $R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$  is also present in the model. However, the model  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  does not decrease in the high HI surface density region as it is observed. The Toomre stability parameter of the dynamical model decreases below one within the high HI surface density region, suggesting that the region is unstable with respect to gas fragmentation. Excluding the formation of an external gas arm caused by an overestimation of the ram pressure stripping in the model, the reproduction of the velocity field of the dynamical model is also robust with the observations. A velocity gradient in the northwestern direction is measured with comparable strength. Separate studies of the observed velocity dispersion and the intrinsic velocity dispersion within the model suggests that the broader linewidth measured in the high HI surface density region are produced by a real increase in the intrinsic velocity dispersion and not by a sole consequence of the velocity gradient caused by the ram pressure stripping.

## 11. Discussion

In this section we investigate which kind of physical environment is required to maintain the high HI surface density region in its current state. We first compare the region of NGC 4654 with a similar region of enhanced HI surface density in another Virgo galaxy, NGC 4501. Then, we carry out a comparative study between the analytical and dynamical models to highlight what these regions have in common and what distinguishes them. Finally, we conclude the discussion on the suggested youth of the northwestern region.

### 11.1. Comparison with NGC 4501

NGC 4501 is another Virgo galaxy studied in detail in Nehlig et al. (2016) that is undergoing active ram pressure stripping. The interaction is nearly edge-on, leading to a well-defined compression front on the western side of the disk. NGC 4501 also presents a region where the HI surface density is particularly high, located in this compressed front. Nehlig et al. (2016) studied the variation of the  $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$  and  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  correlations within the galaxy. They showed that the high HI surface density region

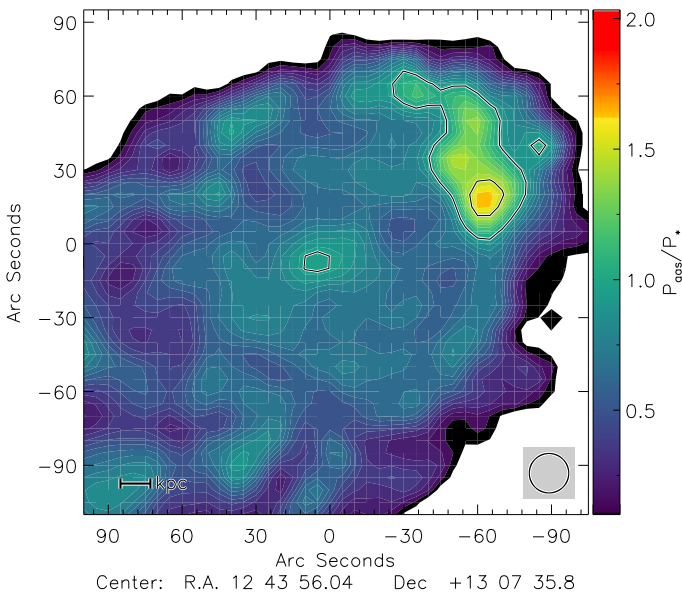
of NGC 4501 presents: (i) an excess in the HI surface density up to  $27 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ ; (ii) a slight increase in the  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  of 0.1 dex; (iii) a significant decrease in  $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$  of 0.3–0.4 dex; (iv) a drop of the Toomre  $Q$  parameter close to the value of 1; (v) an increase in the  $P_{\text{gas}}/P_{\star}$  ratio up to 0.7. In the following, the properties of the high HI surface density region of NGC 4654 and NGC 4501 are compared in detail.

The high HI surface density region of NGC 4654 also exceeds the usual  $10\text{--}15 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$  observed in spiral galaxies (Leroy et al. 2008), with an even higher maximum  $\Sigma_{\text{HI}} = 40 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ . The slight increase in the star-formation efficiency of NGC 4501 is comparable with the one obtained with a modified conversion factor for the high HI surface density region of NGC 4654, namely 0.1 dex above the  $\Sigma_{\text{H}_2}-\dot{\Sigma}_{\star}$  correlation. Whereas the metallicity profile of NGC 4654 observed by Skillman et al. (1996) and corrected following Curti et al. (2020) suggests an increase in the conversion factor within the high HI surface density region, this is not the case for NGC 4501. The overall metallicity profile of NGC 4501 is significantly higher and flatter than the profile of NGC 4654. At the outer radii the metallicity of NGC 4501 also measured by Skillman et al. (1996) is about twice as high as that of NGC 4654. The metallicity within the high HI surface density region of NGC 4501 remains therefore higher than solar. This suggests that the conversion factor within the high HI surface density region of NGC 4501 is close to the Galactic value while for NGC 4654 a two times higher conversion factor seems appropriate. With such an increased conversion factor, the star-formation efficiencies with respect to the molecular gas of NGC 4654 and NGC 4501 are well comparable. This result supports the assumption of an increased  $\alpha_{\text{CO}}$  in the high HI surface density region. As for NGC 4501, a significant drop of the  $R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}}$  of 0.2–0.3 dex is observed within the high HI surface density region of NGC 4654. The Toomre  $Q$  parameter in the northwestern region of NGC 4654 is half than that estimated by Nehlig et al. (2016) in the high HI surface density region of NGC 4501, with a minimum of  $Q \sim 0.5$ . The total gas surface density of NGC 4501 in the high HI surface density region is approximately  $\Sigma_{\text{gas}} = 40\text{--}50 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ , while for NGC 4654, with a modified conversion factor, the total surface density reaches a local maximum around  $\Sigma_{\text{gas}} = 90 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ . This difference may explain partially the lower Toomre  $Q$  parameter found in NGC 4654. We produced a map of the observed ratio between the gas pressure and the pressure term due to the stellar gravitational potential  $P_{\text{gas}}/P_{\star}$  (Fig. 30). The map shows that the gas in the high HI surface density region is self-gravitating with  $P_{\text{gas}}/P_{\star} = 1.7$  at its maximum. This value is 2.5 times higher than that of the high HI surface density region of NGC 4501. While in NGC 4501 the ISM in the high HI surface density region is approaching self-gravitation, the total mid-plane pressure of NGC 4654 in the corresponding region is dominated by  $P_{\text{gas}}$ . The difference between the two high HI surface density region of NGC 4501 and NGC 4654 might be also explained by the higher total gas surface density of NGC 4654 compared to that of NGC 4501.

Since the two regions are comparable in all stated points, the high HI surface density region of NGC 4654 being an enhanced version of that of NGC 4501, it can be assumed that the underlying physical processes are the same: a high gas surface density together with a somewhat increased velocity dispersion and a low Toomre  $Q$  parameter. Whereas we know that NGC 4654 undergoes both gravitational interaction and ram pressure stripping, NGC 4501 experiences only ram pressure

**Table 4.** Comparison between the observations and the dynamical model.

	Observations ( $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}/2\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ )	Model
Mean $\Sigma_{\text{HI}}$ in the gas tail	$1.86 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$	$2.96 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$
Max $\Sigma_{\text{HI}}$ in the high HI surface density region	$40.6 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$	$43.6 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$
Mean $\Sigma_{\text{H}_2}$ in the northwestern dense stellar arm	$30\text{--}40 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$	$30\text{--}40 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$
Max $\Sigma_{\text{H}_2}$ in the galaxy center	$173 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$	$170 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$
Max $\Sigma_{\text{H}_2}$ in the high HI surface density region	$49.6 M_{\odot} \text{pc}^{-2}/99.3 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$	$49.5 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$
Max $\dot{\Sigma}_{\star}$ in the high HI surface density region	$0.27 M_{\odot} \text{kpc}^{-2} \text{yr}^{-1}$	$0.07 M_{\odot} \text{kpc}^{-2} \text{yr}^{-1}$
Slope of $\Sigma_{\text{H}_2}\text{--}\dot{\Sigma}_{\star}$ correlation	1.02 ( $\pm 0.18$ )	0.94 ( $\pm 0.25$ )
high HI surface density region deviation from the correlation	0.1–0.2 dex	–
Slope of $R_{\text{mol}}\text{--}P_{\text{tot}}$ correlation	1.00 ( $\pm 0.18$ )	0.65 ( $\pm 0.20$ )
high HI surface density region deviation from the correlation	0.2–0.3 dex	0.2 dex


**Fig. 30.** NGC 4654 observed mid-plane pressure counterparts ratio  $P_{\text{gas}}/P_{\star}$ . Contour levels correspond to 1 and 1.5.

stripping (Vollmer et al. 2008). Therefore, we conclude that the combined effect of ram pressure stripping and gravitational interaction gave rise to a higher gas surface density in the compressed region of NGC 4654. On the other hand, the reaction of the ISM including star-formation is the same in the two galaxies. We speculate that the high HI surface density regions in the gravitationally interacting galaxy NGC 2207 (Elmegreen et al. 2016) are in the same physical state.

### 11.2. The radio spectral index

Vollmer et al. (2010) studied the radio spectral index  $\epsilon$  between 6 and 20 cm of 8 Virgo galaxies affected by ram pressure stripping. The spectral index along the northwestern stellar arm is significantly steeper than that of the rest of the disk ( $\epsilon \gtrsim -0.8$ ). The spectral index reaches its maximum in the high HI surface density region, with  $\epsilon \sim -0.5$ , i.e, it is close to the typical value for a population of cosmic ray electrons at the time of injection. This suggests that the star-forming region is relatively young, only a few 10 Myr old (Beck 2015).

### 11.3. Joining between the analytical and dynamical models

In both, the analytical or dynamical model, an increase in the velocity dispersion combined with a decrease in the Toomre  $Q$  parameter are mandatory to reproduce the observations. Although the velocity dispersion increases consistently between these two models, the resulting SFR is significantly lower in the dynamical model than in the analytical model.

The main difference between the two models lies in the cloud density  $\rho_{\text{cl}}$  within the high HI surface density region. The dynamical model does not consider cooling and heating mechanisms of the ISM through self-gravitating collapse and stellar feedback. This means that the model does not allow clumping in regions that are presumed to be dense, leading to an underestimation of the local SFR. In the analytical and dynamical models, the decrease in the Toomre  $Q$  parameter induces an increase in the global density. Whereas the volume filling factor is assumed to be constant in the dynamical model, it shows an increase by about a factor of two in the dynamical model leading to an increase in the SFR (Eq. (23)). Despite the fact that the large-scale density distributions are consistent between the two models, the small-scale gas density and SFR are poorly reproduced by the dynamical model. In the latter, the star-formation is purely driven by collisions between gas particles, while in the analytical model supernova feedback determines the ISM properties at small-scales which have a significant impact on star-formation.

### 11.4. Reaching atomic gas surface densities in excess of $30 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ in galaxies with and without stellar feedback

Using the analytical model, we investigated how high HI surface density regions with  $\Sigma_{\text{HI}} > 30 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$  can be created and maintained. The question is therefore to understand how far should the velocity dispersion be increased to reach such surface densities without any decrease in the Toomre  $Q$  parameter or, conversely, how much must the Toomre  $Q$  parameter be decreased below the critical value of one to reach such surface densities without increasing the velocity dispersion.

We first modeled an unperturbed disk with  $\delta = 5$ , a mean Toomre  $Q$  parameter of  $Q = 1.5$  and an accretion rate of  $\dot{M} = 0.1 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . The additional free parameters  $\xi$ ,  $v_{\text{disp}}^{\star}$  and  $\gamma$  were not modified. We then created a high HI surface density region with  $\Sigma_{\text{HI}} \sim 30 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$  at a radius of 6 kpc by varying the gas density via the Toomre  $Q$  parameter or the velocity dispersion via the mass accretion rate. In both cases the stellar feedback is strongly increased. We found that: (i) To obtain a high



HI surface density region without an increase in the velocity dispersion, the Toomre  $Q$  parameter must be  $Q \leq 0.3$ . The resulting SFR in this region is about 60% of the SFR in the galaxy center. The molecular gas surface density reaches high values, leading to a molecular fraction of  $R_{\text{mol}} \sim 2$  in this region; (ii) To obtain a high HI surface density region without a decrease in the Toomre  $Q$  parameter, the increase in the velocity dispersion in this region must be  $\Delta v_{\text{disp}} \geq 16 \text{ km s}^{-1}$ . The resulting SFR in this region is about 40% of the SFR in the galaxy center. The molecular fraction is only  $R_{\text{mol}} \sim 0.5$  in this region.

The analytical model therefore suggests that it is theoretically possible to reach  $\Sigma_{\text{HI}} > 30 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$  by modifying only the Toomre  $Q$  parameter or the velocity dispersion. We found that the star-formation rate does not allow us to discriminate between these two extreme hypotheses. However, the resulting molecular gas surface density of the two assumptions are strongly different. This suggests that CO observations are necessary to determine if stellar feedback can keep the density of the compressed ISM approximately constant or if the density increases during a compression phase, i.e. if the velocity dispersion is abnormally high or if the Toomre  $Q$  parameter is particularly low.

For the determination of the molecular fraction a CO-to-H<sub>2</sub> conversion factor has to be applied. In the case of a strong decrease in the Toomre  $Q$  parameter a significant increase in the molecular fraction can still be observed even when a Galactic conversion factor is assumed. We conclude that, in the absence of a reliable estimate of the intrinsic velocity dispersion, it is possible to roughly estimate the influence of stellar feedback in a high HI surface density region located in the outer galactic disk, i.e. the balance between the decrease in the Toomre  $Q$  parameter and the increase in the velocity dispersion by estimating the molecular fraction assuming a Galactic CO-to-H<sub>2</sub> conversion factor.

## 12. Conclusions

New IRAM 30 m HERA CO(2–1) data were combined with VIVA HI data to investigate the distribution of the total gas within the disk of the Virgo spiral galaxy NGC 4654 and its ability to form stars. NGC 4654 undergoes both, a gravitational interaction with another massive galaxy and nearly edge-on ram pressure stripping. The combined effects of these interactions lead to the formation of an overdense stellar and molecular gas arm toward the northwest, ending with an abnormally high HI surface density region. Previous studies (Chung & Kim 2014) showed that within this region the SFE<sub>H<sub>2</sub></sub> is unusually high and the ratio of the molecular fraction to the total mid-plane pressure is significantly lower than that of the rest of the disk. With deeper CO observations of higher spatial resolution (12'') and a star-formation map based on GALEX FUV and *Spitzer* 24  $\mu\text{m}$  data, we pursued this study to understand the physical properties of the ISM in the high HI surface density region and their impact on the ability of the ISM to form stars.

We applied two methods to determine the value of the CO-to-H<sub>2</sub> conversion factor within the disk of NGC 4654. Following Sandstrom et al. (2013), the first method consists in the simultaneous determination of the DGR and the conversion factor using *Herschel* 250  $\mu\text{m}$  FIR data as a tracer for total gas surface density. The second method is based on the determination of the DGR from direct metallicity measurements of Skillman et al. (1996) corrected according to the calibration of Curti et al. (2020). Different results were found by the two models: a constant conversion factor and an increased conversion factor by a factor of two in the high HI surface density region. The comparison of the metallicity and the SFE of the high HI surface

density region in NGC 4654 and NGC 4501, which has similar physical characteristics, supports the assumption of a modified conversion factor for NGC 4654 (see Sect. 11.1).

The radial profiles of the atomic gas, molecular gas and star-formation were compared to an analytical model of a star-forming turbulent clumpy disk (see Sect. 10.1). We simultaneously varied six free parameters to reproduce the available observations via two successive reduced- $\chi^2$  minimizations. The radial profiles of the unperturbed southeastern and perturbed northwestern disk halves were fitted separately (see Sect. 10.1.1). Degeneracies between the free parameters were revealed, making it impossible to discriminate between the two assumptions on the CO-to-H<sub>2</sub> conversion factor (see Sect. 10.1.2). However, regardless of the choice of the conversion factor used to compute the molecular gas surface density, the high HI surface density region presents (i) an increase in the intrinsic velocity dispersion by  $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$  ( $2\text{--}10 \text{ km s}^{-1}$ ) and (ii) a decrease in the Toomre  $Q$  parameter (Fig. 19). For  $\Delta v_{\text{disp}} \leq 6 \text{ km s}^{-1}$ , the Toomre  $Q$  parameters drops below unity, suggesting that the region is marginally unstable with respect to gas fragmentation. The increase in velocity dispersion is compatible with the VIVA HI observations.

The available observations were compared to a dynamical model that takes into account the gravitational interaction and ram pressure stripping (see Sect. 10.2). The model atomic and molecular gas surface densities, velocity field, moment 2 map, slopes of the  $R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$  and  $\Sigma_{\text{H}_2}-\Sigma_{\star}$  correlations, and deviation of the high HI surface density region from the  $R_{\text{mol}}-P_{\text{tot}}$  correlation are consistent with observations. However, the model is not able to reproduce the SFR in the high HI surface density region because of the absence of physical processes such as gas cooling and stellar feedback preventing the formation of small-scale clumpy regions with high volume densities.

Using the analytical model, we examined the physical conditions required to maintain a high HI surface density region with  $\Sigma_{\text{HI}} > 30 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$  in the outer parts of galactic disks (see Sect. 11.4). We found that it is possible to create such a peculiar HI region by either strongly decreasing the Toomre  $Q$  parameter or by strongly increasing the velocity dispersion. The CO surface brightness is a good criterion to discriminate between these two extreme solutions. The most realistic result, however, remains a combination of the two solutions, as observed in NGC 4654.

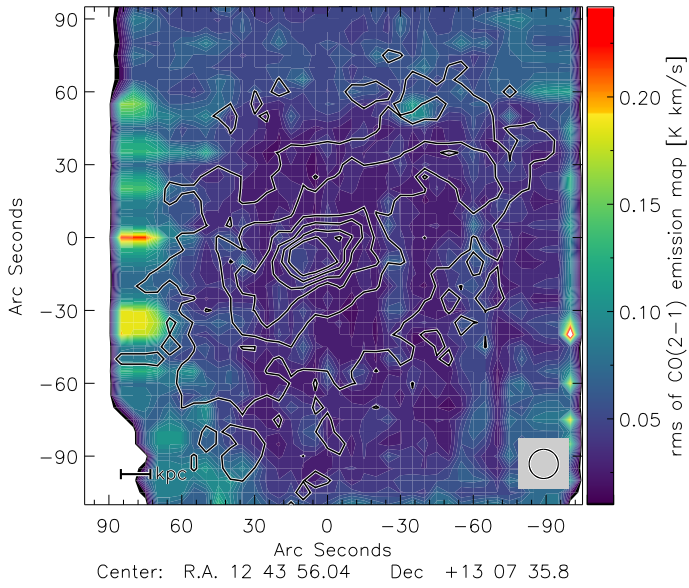
Based on our results we suggest the following scenario for the high HI surface density region: during a period of gas compression through external interactions the gas surface density is enhanced leading to an increased SFR and stellar feedback. Our observations and subsequent modeling suggest that under the influence of stellar feedback the turbulent velocity dispersion significantly increases and hence the increase in the gas density is only moderate (less than a factor of two). Thus, stellar feedback acts as a regulator of star-formation (see Ostriker et al. 2010; Ostriker & Shetty 2011).

## References

- Alam, S., Albareti, F. D., Prieto, C. A., et al. 2015, *ApJS*, 219, 12
- Beck, R. 2015, *A&ARv*, 24, 4
- 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
- Blitz, L., & Rosolowsky, E. 2006, *ApJ*, 650, 933
- Boissier, S., Prantzos, N., Boselli, A., & Gavazzi, G. 2003, *MNRAS*, 346, 1215
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013, *ARA&A*, 51, 207
- Bolatto, A. D., Wong, T., Utomo, D., et al. 2017, *ApJ*, 846, 159
- Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al. 2004, *MNRAS*, 351, 1151
- Chung, E. J., & Kim, S. 2014, *PASJ*, 66, 11

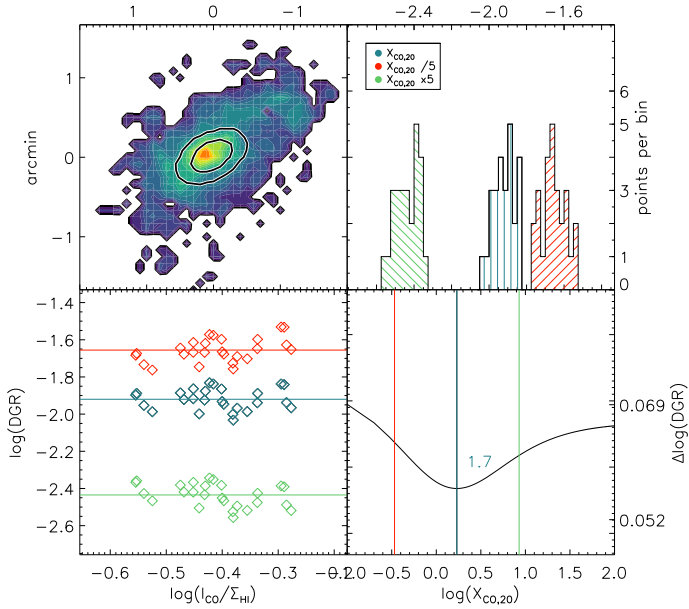
- Chung, A., van Gorkom, J. H., Kenney, J. D. P., & Vollmer, B. 2007, *ApJ*, **659**, L115
- Chung, A., van Gorkom, J. H., Crowl, H., Kenney, J. D. P., & Vollmer, B. 2008, in *Frontiers of Astrophysics: A Celebration of NRAO's 50th Anniversary*, eds. A. H. Bridle, J. J. Condon, & G. C. Hunt, *ASP Conf. Ser.*, **395**, 364
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, **115**, 1693
- Curti, M., Cresci, G., Mannucci, F., et al. 2017, *MNRAS*, **465**, 1384
- Curti, M., Mannucci, F., Cresci, G., & Maiolino, R. 2020, *MNRAS*, **491**, 944
- Daddi, E., Dickinson, M., Morrison, G., et al. 2007, *ApJ*, **670**, 156
- Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, **285**, 89
- Draine, B. T., Dale, D. A., Bendo, G., et al. 2007, *ApJ*, **663**, 866
- Elmegreen, B. G. 1989, *ApJ*, **338**, 178
- Elmegreen, B. G., Kaufman, M., Bournaud, F., et al. 2016, *ApJ*, **823**, 26
- 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
- Genzel, R., Tacconi, L. J., Gracia-Carpio, J., et al. 2010, *MNRAS*, **407**, 2091
- Gordon, K. D., Roman-Duval, J., Bot, C., et al. 2014, *ApJ*, **797**, 85
- Gordon, K. D., Roman-Duval, J., Bot, C., et al. 2017, *ApJ*, **837**, 98
- Hao, C.-N., Kennicutt, R. C., Johnson, B. D., et al. 2011, *ApJ*, **741**, 124
- Hasegawa, T. 1997, in *IAU Symposium*, eds. W. B. Latter, S. J. E. Radford, P. R. Jewell, J. G. Mangum, & J. Bally, 170, 39
- Kennicutt, R. C., Jr. 1998, *ApJ*, **498**, 541
- Kennicutt, R. C., & Evans, N. J. 2012, *ARA&A*, **50**, 531
- Kregel, M., van der Kruit, P. C., & de Grijs, R. 2002, *MNRAS*, **334**, 646
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, *ApJS*, **123**, 3
- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., et al. 2008, *AJ*, **136**, 2782
- Leroy, A. K., Bolatto, A., Gordon, K., et al. 2011, *ApJ*, **737**, 12
- Martin, D. C., Fanson, J., Schiminovich, D., et al. 2005, *ApJ*, **619**, L1
- Meixner, M., Seale, J., Roman-Duval, J., Gordon, K., & HERITAGE Team 2014, *Astron. Nachr.*, **335**, 523
- Murphy, E. J., Braun, R., Helou, G., et al. 2006, *ApJ*, **638**, 157
- Nebot Gomez-Moran, A., Fernique, P., & CDS Team 2020, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXVII*, eds. P. Ballester, J. Ibsen, M. Solar, & K. Shorridge, *ASP Conf. Ser.*, **522**, 77
- Nehlig, F., Vollmer, B., & Braine, J. 2016, *A&A*, **587**, A108
- Noeske, K. G., Weiner, B. J., Faber, S. M., et al. 2007, *ApJ*, **660**, L43
- Ostriker, E. C., & Shetty, R. 2011, *ApJ*, **731**, 41
- Ostriker, E. C., McKee, C. F., & Leroy, A. K. 2010, *ApJ*, **721**, 975
- Pérez-Montero, E., & Contini, T. 2009, *MNRAS*, **398**, 949
- Rahman, N., Bolatto, A., & STING Collaboration 2011, *Am. Astron. Soc. Meet. Abstr.*, **218**, 130.01
- Saintonge, A., Catinella, B., Tacconi, L. J., et al. 2017, *ApJS*, **233**, 22
- Sandstrom, K. M., Leroy, A. K., Walter, F., et al. 2013, *ApJ*, **777**, 5
- Schruba, A., Leroy, A. K., Walter, F., et al. 2011, *AJ*, **142**, 37
- Skillman, E. D., Kennicutt, R. C., Jr., Shields, G. A., & Zaritsky, D. 1996, *ApJ*, **462**, 147
- Soida, M., Otmianowska-Mazur, K., Chyży, K., & Vollmer, B. 2006, *A&A*, **458**, 727
- Tacconi, L. J., Genzel, R., Saintonge, A., et al. 2018, *ApJ*, **853**, 179
- Tamburro, D., Rix, H. W., Leroy, A. K., et al. 2009, *AJ*, **137**, 4424
- Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1985, *ApJ*, **291**, 722
- Toomre, A. 1964, *ApJ*, **139**, 1217
- Vollmer, B. 2003, *A&A*, **398**, 525
- Vollmer, B., & Beckert, T. 2003, *A&A*, **404**, 21
- Vollmer, B., & Leroy, A. K. 2011, *AJ*, **141**, 24
- Vollmer, B., Cayatte, V., Balkowski, C., & Duschl, W. J. 2001, *ApJ*, **561**, 708
- Vollmer, B., Soida, M., Chung, A., et al. 2008, *A&A*, **483**, 89
- Vollmer, B., Soida, M., Chung, A., et al. 2009, *A&A*, **496**, 669
- Vollmer, B., Soida, M., Chung, A., et al. 2010, *A&A*, **512**, A36
- Vollmer, B., Wong, O. I., Braine, J., Chung, A., & Kenney, J. D. P. 2012a, *A&A*, **543**, A33
- Vollmer, B., Braine, J., & Soida, M. 2012b, *A&A*, **547**, A39
- Vollmer, B., Soida, M., Beck, R., & Powalka, M. 2020, *A&A*, **633**, A144
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, *ApJS*, **154**, 1
- Wong, T., & Blitz, L. 2002, *ApJ*, **569**, 157

**Appendix A: CO(2–1) rms map**

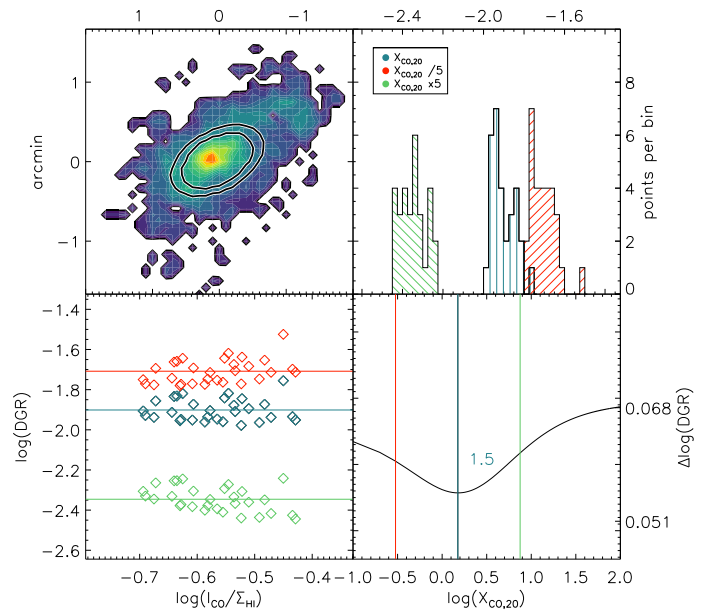


**Fig. A.1.** CO(2–1) rms noise with  $\Sigma_{\text{H}_2}$  contours.

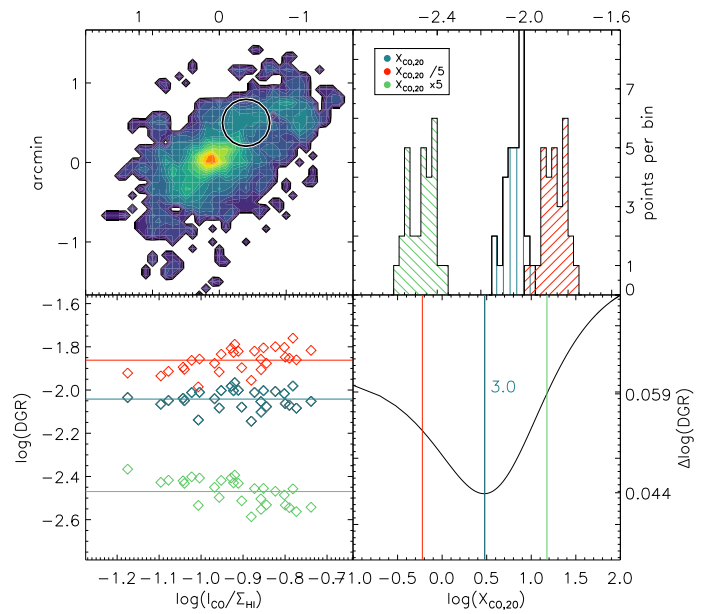
**Appendix B: DGR minimization method – Other regions**



**Fig. B.1.** Same description as Fig. 9.



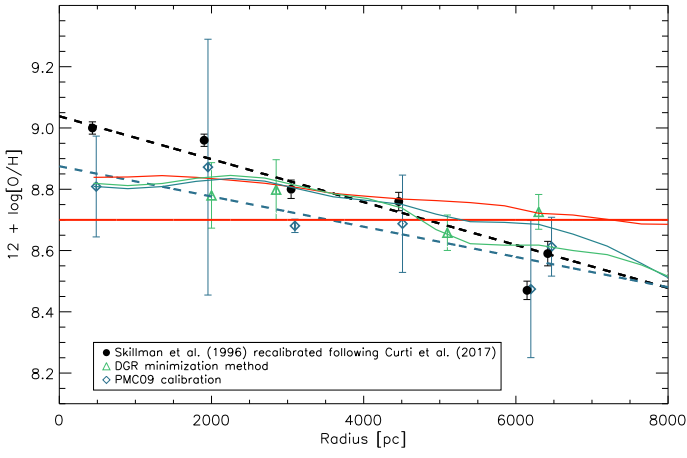
**Fig. B.1.** continued.



**Fig. B.1.** continued.



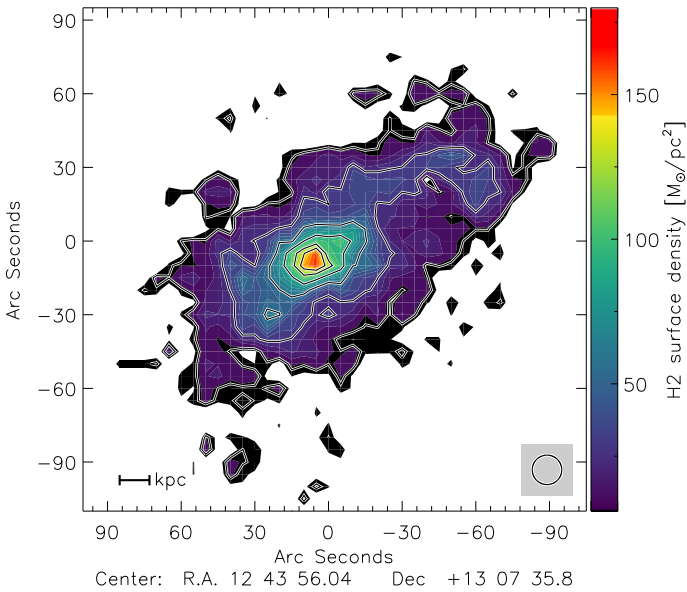
### Appendix C: Comparison between different metallicity estimation methods



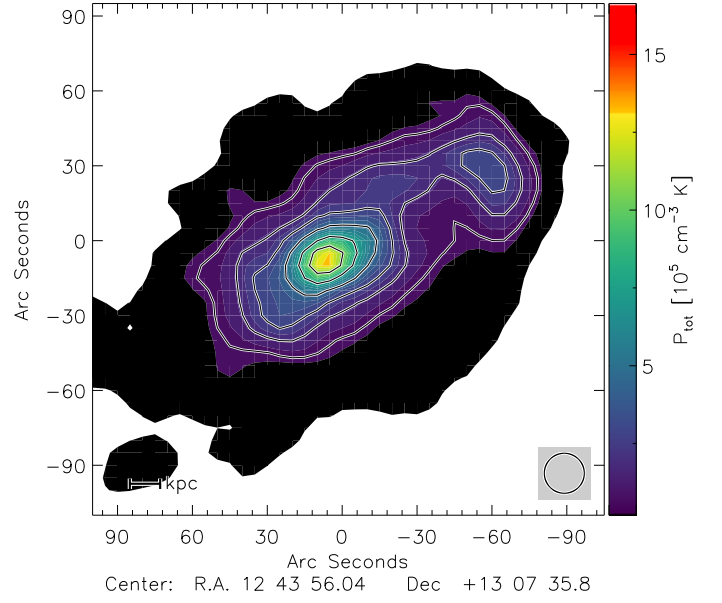
**Fig. C.1.** Same description as Fig. 10. The green, red, and blue lines correspond, respectively, to the metallicity obtained from the analytical models (1), (1a), and (1b) using the molecule formation timescale with the closed box model.

### Appendix D: Results with a constant CO-to-H<sub>2</sub> conversion factor

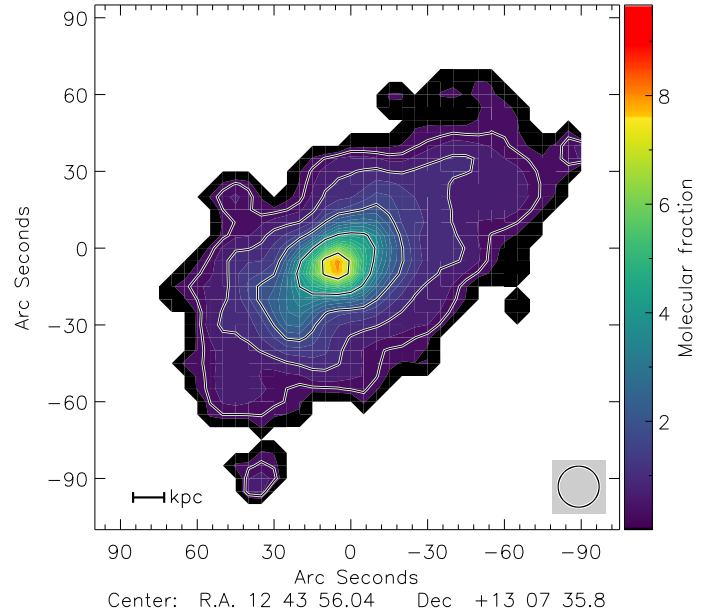
In this section, we reproduce the same maps as in the Results sections. in order to compare the results using a constant CO-to-H<sub>2</sub> conversion factor  $\alpha_{\text{CO}} = 4.36 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$ .



**Fig. D.1.** Molecular gas surface density. Contours levels are 10, 30, 60, 90, 120, and  $140 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ . The resolution is  $12''$ .

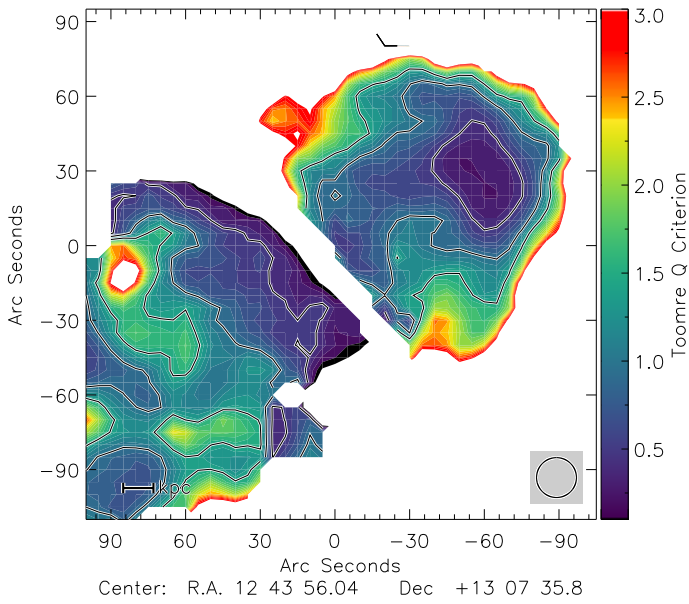


**Fig. D.2.** Total ISM mid-plane pressure. Contours levels are 1, 2, 3, 5, 8, and  $11 \times 10^5 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ . The resolution is  $16''$ .



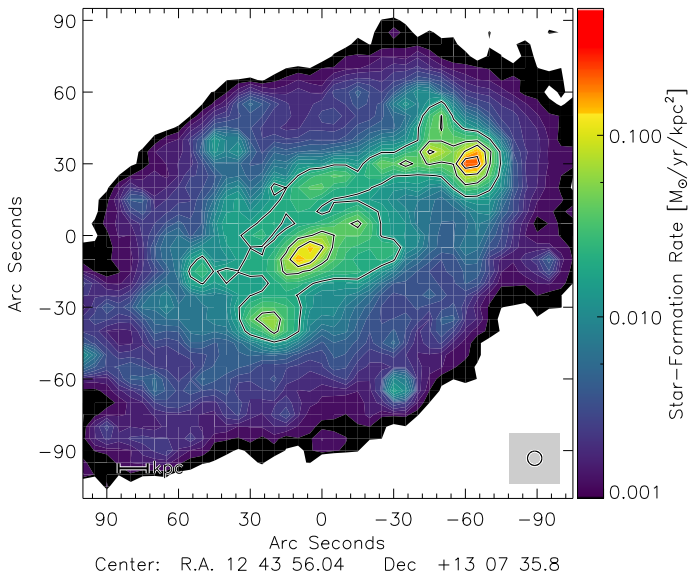
**Fig. D.3.** Molecular fraction  $R_{\text{mol}} = \Sigma_{\text{H}_2} / \Sigma_{\text{HI}}$ . Contours levels are 5, 10, 30, 60, 90, 120, and  $140 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ . The resolution is  $16''$ .

**Appendix E: Toomre  $Q$  criterion alternative map**

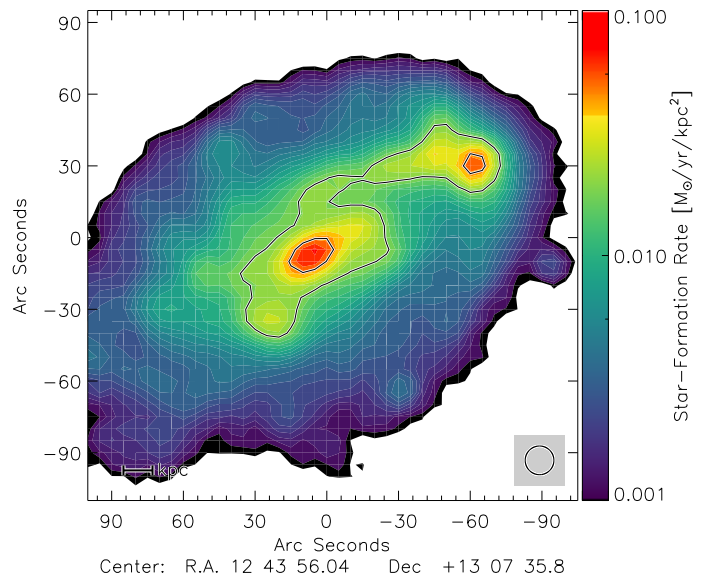


**Fig. E.1.** Toomre  $Q$  parameter map obtained from the observational rotation curve. Contour levels correspond to 0.5, 1, and 1.5.

**Appendix F: Star-formation rate comparison**

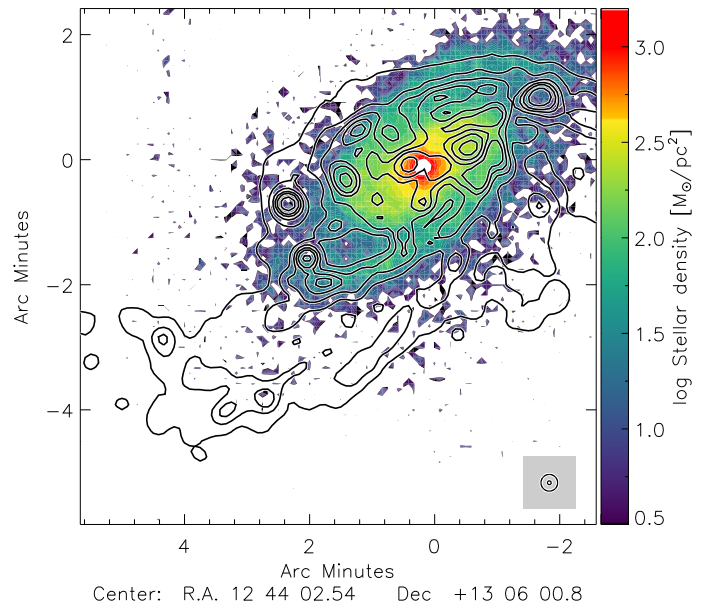


**Fig. F.1.** Star-formation map computed using  $24\ \mu\text{m}$  and  $\text{H}\alpha$  data.

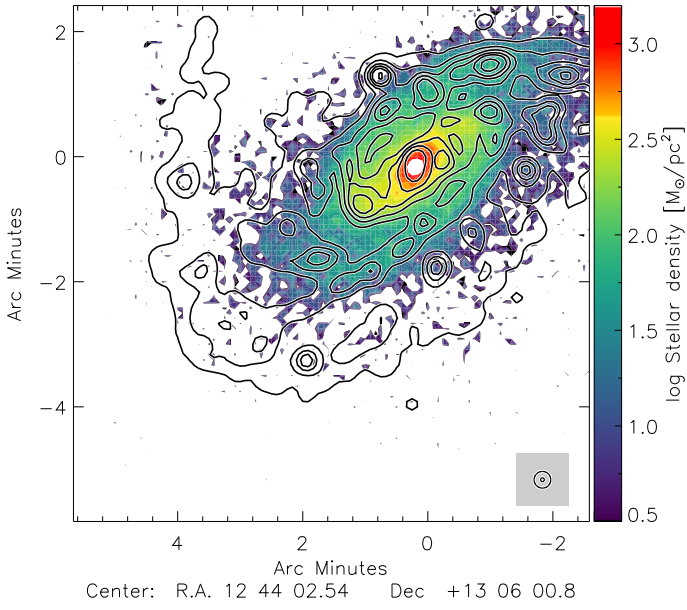


**Fig. F.2.** Star-formation map computed using FUV and TIR data.

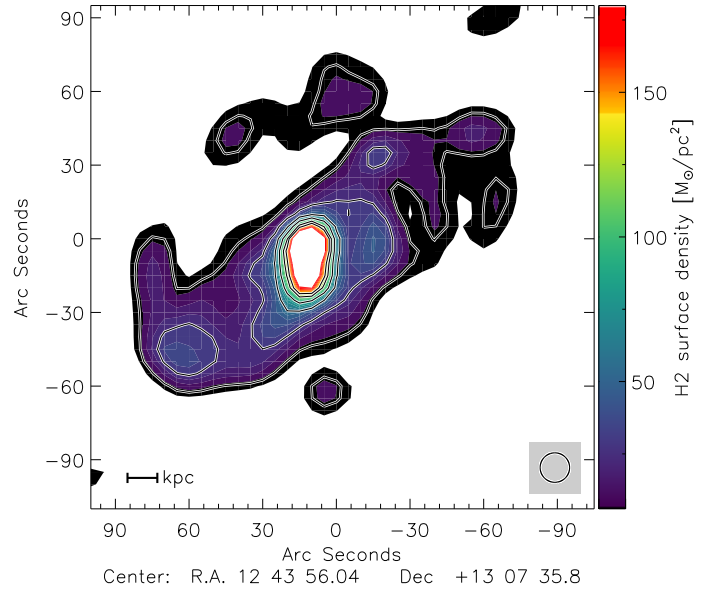
**Appendix G: Alternative ram pressure stripping models**



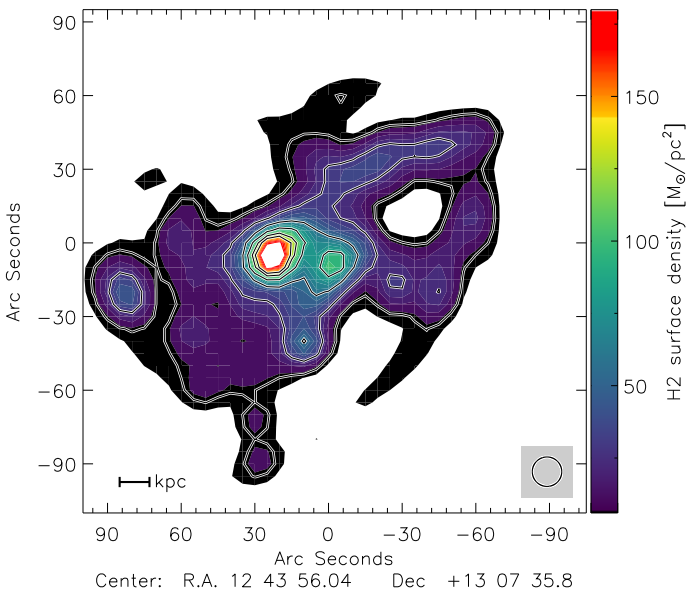
**Fig. G.1.** Half wind ram pressure model: stellar and atomic gas surface densities.



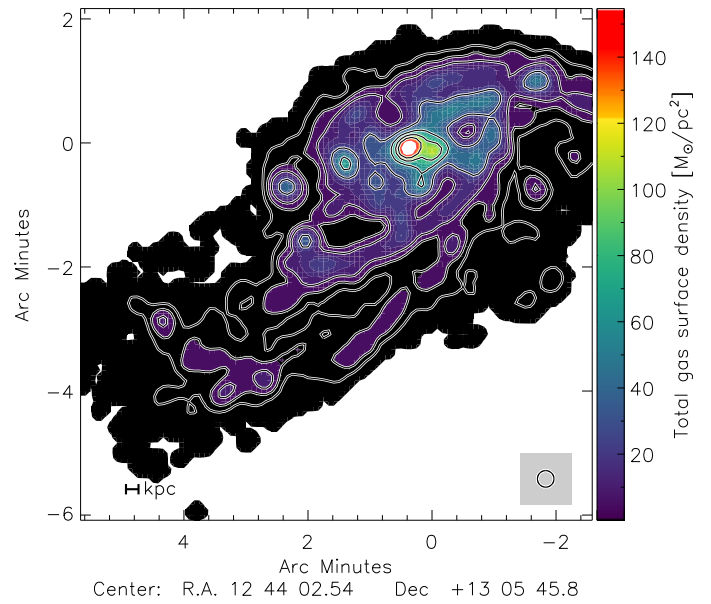
**Fig. G.2.** No wind ram pressure model: stellar and atomic gas surface density.



**Fig. G.4.** No wind ram pressure model: molecular gas surface density.



**Fig. G.3.** Half wind ram pressure model: molecular gas surface density.



**Fig. G.5.** Half wind ram pressure model: total gas surface density.

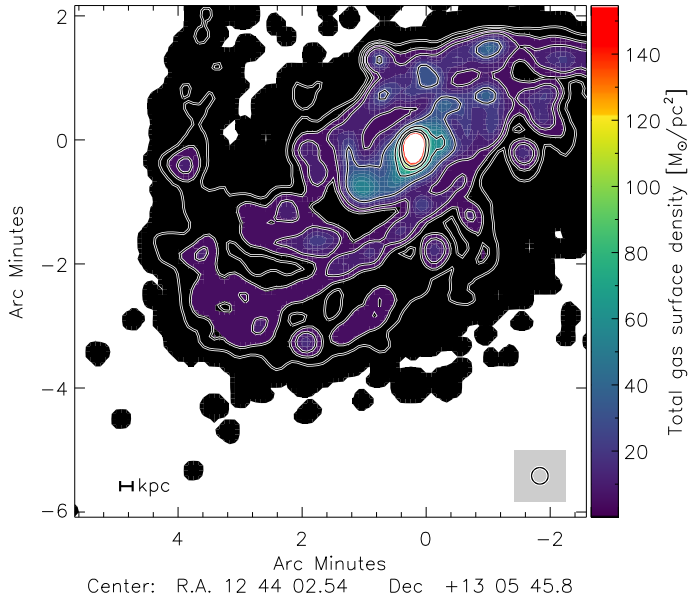


Fig. G.6. No wind ram pressure model: total gas surface density.

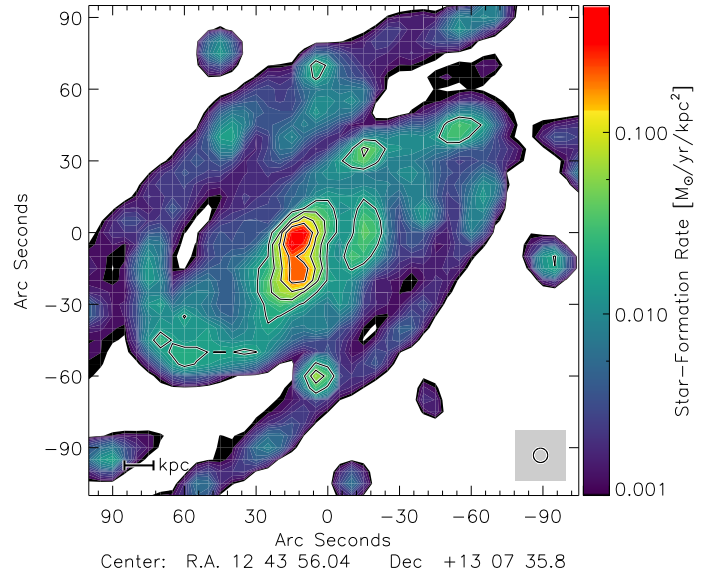


Fig. G.8. No wind ram pressure model: SFR.

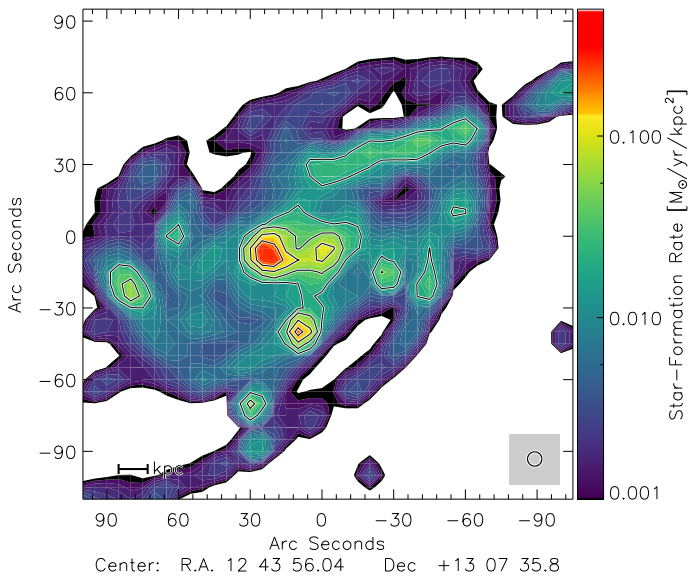


Fig. G.7. Half wind ram pressure model: SFR.

## 6.6 Recherche de cas similaires

NGC 4501 est une galaxie spirale de l’amas de la Vierge. Particulièrement massive, elle est située à une distance de 0.5 Mpc du centre de masse et fait parti des galaxies fortement affectées par le balayage par la pression dynamique. La distribution de son gaz HI est fortement asymétrique le long de son axe mineur, avec le côté qui fait face au centre l’amas tronqué présentant une région de très forte densité de surface; et à l’inverse le côté opposé plus étendu et diffus. L’étude de la polarisation présentée par [Vollmer et al. \(2007\)](#) suggère également que le milieu interstellaire de la galaxie est fortement comprimé dans la région qui fait face à M 87. Les études de la galaxie réalisées par [Nehlig et al. \(2016\)](#) ont relevée la présence d’une région comprimée assez similaire à la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  de NGC 4654 (voir Fig. 5). On y trouve un rapport entre la fraction moléculaire et la pression inférieur à celui mesuré dans le reste de la galaxie, une densité de surface du gaz atomique supérieure à la valeur canonique de  $\Sigma_{\text{HI}} = 10 - 15 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$  ainsi qu’un temps de déplétion du gaz ( $t_{\text{dep}} = 1/\text{SFE}_{\text{H}_2}$ ) sensiblement inférieur à la valeur habituellement observée dans les galaxies de  $t_{\text{dep}} \sim 1 - 2 \text{ Gyr}$ . La comparaison entre les valeurs mesurées dans les deux régions  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  de NGC 4501 et NGC 4654 est décrite dans la Table 5. Notons qu’ici les valeurs proposées dans le tableau supposent pour les deux galaxies une valeur du facteur de conversion galactique,  $\alpha_{\text{CO}} = \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ .

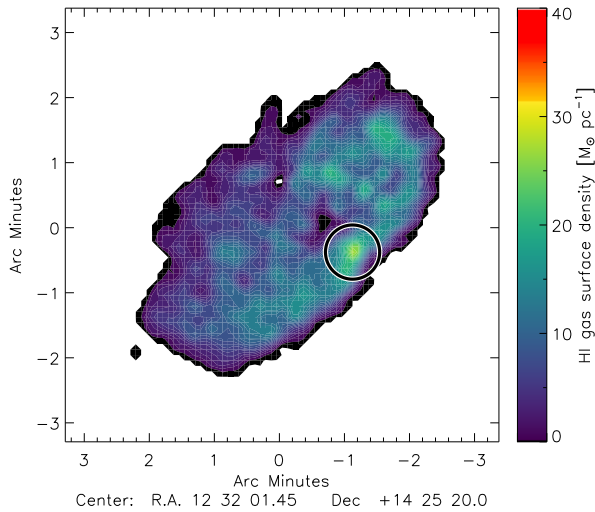


Figure 55: NGC 4654.

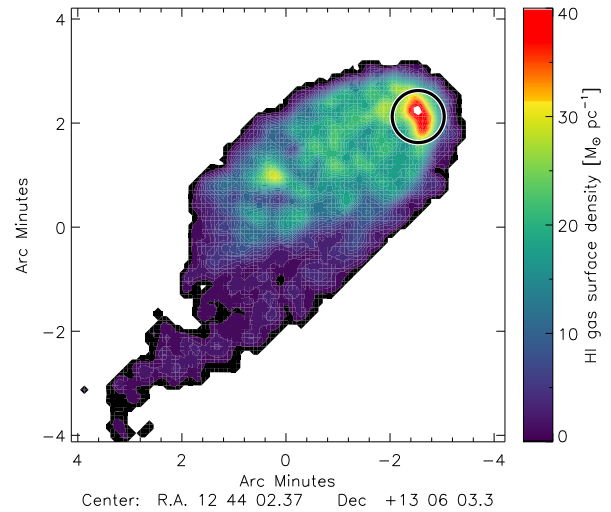


Figure 56: NGC 4654..

Hormis pour les densités de surface de gaz moléculaire qui restent comparables entre les deux galaxies, la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  de NGC 4501 se présente comme une version moins extrême de celle observée au nord-ouest du disque de NGC 4654. L’efficacité de formation stellaire est deux fois moins importantes, avec un rapport entre la fraction moléculaire et la pression qui - bien que inférieur à la valeur observée dans le reste du disque - reste 4 fois supérieure à celle de NGC 4654. Même pour la densité de gaz atomique, la région de NGC 4501 reste de 10 à 15  $\text{M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}$  en dessous des valeurs observées dans NGC 4654. Il semblerait donc que pour NGC 4501 le balayage par la pression dynamique seul ne suffisent pas à créer une région aussi extrême que celle de NGC 4654 qui subit en plus une interaction gravitationnelle de marée avec la galaxie NGC 4639. En effet contrairement à NGC 4654, la région de NGC 4501 ne présente aucune hausse de la densité de surface stellaire dans la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$ . On peut donc supposer que le potentiel induit par la masse stellaire augmentée dans NGC 4654 joue également un rôle non-négligeable dans le maintien d’une région avec des caractéristiques aussi particulières.



Table 5: Comparaison entre les régions  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  de NGC 4564 et NGC 4501.

	NGC 4501	NGC 4654
$\Sigma_{\text{HI}} (\text{M}_{\odot} \text{ pc}^{-2})$	20-25	30-40
$\Sigma_{\text{H}_2} (\text{M}_{\odot} \text{ pc}^{-2})$	20-30	20-30
$t_{\text{dep}} (\text{Gyr})$	1	0.5
$R_{\text{mol}}/P_{\text{tot}} (10^{-5} \text{ cm}^3 \text{ K}^{-1})$	2	0.5

Parmi les autres pistes possibles pour trouver de telles régions  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$ , une solution pourrait se trouver dans les galaxies à anneaux. Lorsqu’une galaxie A est traversée dans le plan du disque par une autre galaxie B sans aboutir à une fusion, une onde de choc peut se générer et propager la matière interstellaire de la galaxie A de manière homogène dans toutes les directions formant ainsi un grand anneau de gaz en expansion. La matière qui compose l’anneau étant fortement comprimée, les densités de surface du gaz augmentent alors considérablement, entraînant avec eux une hausse du taux de formation stellaire. Enfin le dernier type d’interaction pourrait être à l’origine de régions similaires seraient les systèmes en cours de fusion. Dans certains systèmes en cours de fusion, on peut observer dans les bras faisant la jonction entre les deux galaxies des densités de surface du gaz augmentées ainsi que des dispersions de vitesse du gaz supérieures à la moyenne. C’est notamment le cas dans une région relativement ponctuelle située dans le bras qui rejoint les deux galaxies de la pair NGC 2207/IC 2163. L’étude multi-longueurs de tels systèmes pourraient peut-être permettre de mieux comprendre comment de telles régions peuvent se former en dehors des environnements d’amas de galaxies.

## 6.7 Adaptation du nouveau modèle analytique à NGC 4654

Nous avons tenté de reproduire les parties non-perturbées et perturbées du disque du disque de NGC 4654 à l’aide de notre nouveau modèle présenté dans Lizee et al. (2021b) ainsi qu’en section 4.1 de cette thèse. Nous avons gardé la même séparation entre les deux parties du disque comme présenté dans Lizee et al. (2021). Les mêmes modification apportées aux profils de densité stellaire ont été appliquées en plus, afin de prendre en considération les perturbations du disque causées par l’interaction gravitationnelle. Les valeurs de Toomre  $Q$  et  $\dot{M}$  ne sont désormais plus fixées au départ mais sont déterminées pour chaque rayon à l’aide d’une minimisation de  $\chi^2$ . Les paramètres secondaires sont les mêmes que ceux présentés dans le papier Lizee et al. (2021b). Nous calculons ensuite des grilles différentes pour chacun de ces paramètres secondaires et pour les deux parties du disque de la galaxie séparément. Les profils radiaux des meilleurs modèles obtenus pour chacune des deux parties de la galaxies sont présentées en Fig. 57 et 58. Pour le côté non-perturbé, on remarque que les profils sont reproduits dans la gamme des erreurs pour l’ensemble des rayons pour les trois grandeurs à notre disposition: HI, CO(2-1) et SFR. Pour le côté perturbé en revanche, nous n’arrivons pas à reproduire parfaitement la SFR et le gaz moléculaire de la galaxie en même temps, les meilleurs modèles préférant de manière générale coller à la SFR et au HI plutôt qu’au CO(2-1).

Nous avons ensuite réalisé comme pour les galaxies THINGS dans le papier Lizee et al. (2021b) des profils des différentes grandeurs physiques en sortie de notre modèle. Les Figures 59 et 60 présentent l’évolution radiales des Toomre  $Q_{\text{gas}}$  et  $Q_{\text{tot}}$ , du taux d’accrétion  $\dot{M}$ , de la dispersion de vitesse du gaz totale  $\sigma_{\text{turb}} = \sqrt{v_{\text{turb}}^2 + c_s^2}$ , des temps de déplétion moléculaire et visqueux ainsi que du facteur de conversion



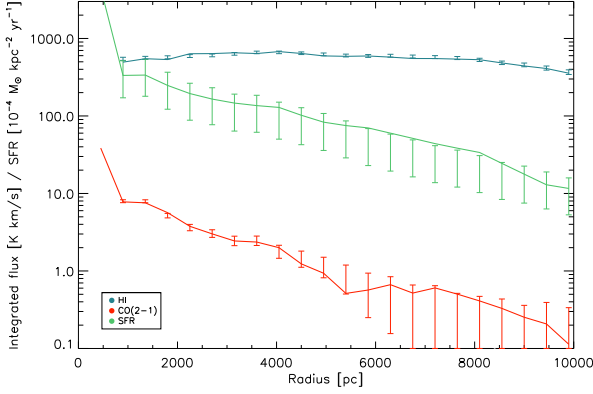


Figure 57: NGC 4654. Comparaison entre les profils radiaux observationnels (barres d’erreur) et les profils issus du modèle analytique de Lizée et al. (2021b) pour le disque non-perturbé de la galaxie.

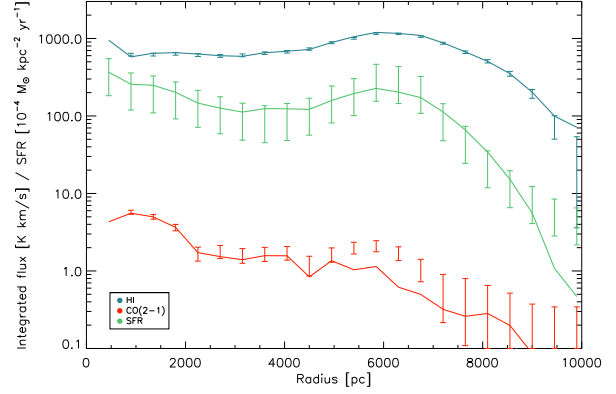


Figure 58: NGC 4654. Comparaison entre les profils radiaux observationnels (barres d’erreur) et les profils issus du modèle analytique de Lizée et al. (2021b) pour le disque perturbé de la galaxie.

$\alpha_{\text{CO}}$ . Pour le côté non-perturbé, on trouve une valeur de Toomre  $Q_{\text{gas}}$  constante, sensiblement au dessus de la valeur de 1, accompagnée par un taux d’accrétion de masse externe qui croit entre 0 et 4 kpc, avant de redescendre vers l’extérieur du disque CO. Le Toomre  $Q$  total en revanche est quasiment égal à l’unité à tous les rayons. L’effet combiné de ces deux paramètres nous amène à une dispersion de vitesse totale du gaz relativement constante, de l’ordre de 9-12 km/s sur l’ensemble des rayons, en adéquation avec les observations du moment 2 HI et des modélisations précédentes (modèles analytiques et dynamiques présentés dans Lizée et al. 2021). Le temps de déplétion du gaz est strictement inférieur au temps visqueux sur l’ensemble du disque de la galaxie, avec une différence d’un ordre de grandeur à tous les rayons. Enfin le facteur de conversion CO- $\text{H}_2$  est estimé comme  $\alpha_{\text{CO}} = \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$  au centre jusqu’à environ 4 kpc, avant de monter progressivement pour atteindre une valeur de  $\alpha_{\text{CO}} = 3 \times \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$  à l’extérieur du disque CO.

Pour le côté perturbé et contrairement au modèle analytique de Vollmer & Leroy (2011) utilisé dans Lizée et al. (2021), le modèle ne semble pas nécessiter une baisse du paramètre de Toomre  $Q_{\text{gas}}$  dans la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  pour s’ajuster aux données observées. Le  $Q_{\text{tot}}$  est quant à lui comparable à celui du côté non-perturbé, proche de 1 à tous les rayons. On observe en revanche une hausse assez nette du taux d’accrétion de masse externe dans la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  et sensiblement au delà, aboutissant à une augmentation de la dispersion de vitesse du gaz jusqu’à 15 km/s. Cette hausse de la dispersion est en adéquation avec les résultats énoncés dans Lizée et al. (2021), autorisée par les mesures de largeurs de raie HI et CO observées pour NGC 4654. La différence entre les temps visqueux et de déplétion du gaz total sont moins importantes que dans le côté non-perturbé du disque de la galaxie, avec cependant un temps visqueux toujours plus important à tous les rayons. Enfin le facteur de conversion suit une évolution similaire à celle du côté non-perturbé, croissant avec le rayon de  $\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$  au centre jusqu’à  $3\alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$  à l’extérieur du disque CO. Ce résultat est une fois encore cohérent avec nos précédents travaux, directement comparables à l’évolution radiale du facteur de conversion  $\alpha_{\text{CO}}$  obtenue à partir de la pente de métallicité calculée à partir des données de Skillman et al. (1996) avec la recalibration PMC09 (Padovani et al. 2009).

## 6.8 Comparaison entre la région $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$ de NGC 4654 et les galaxies à haut redshift

Face aux propriétés physiques particulièrement atypiques que présentent la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  de NGC 4654, nous nous sommes demandés si ce genre de région pouvait être observées dans d’autres galaxies locales

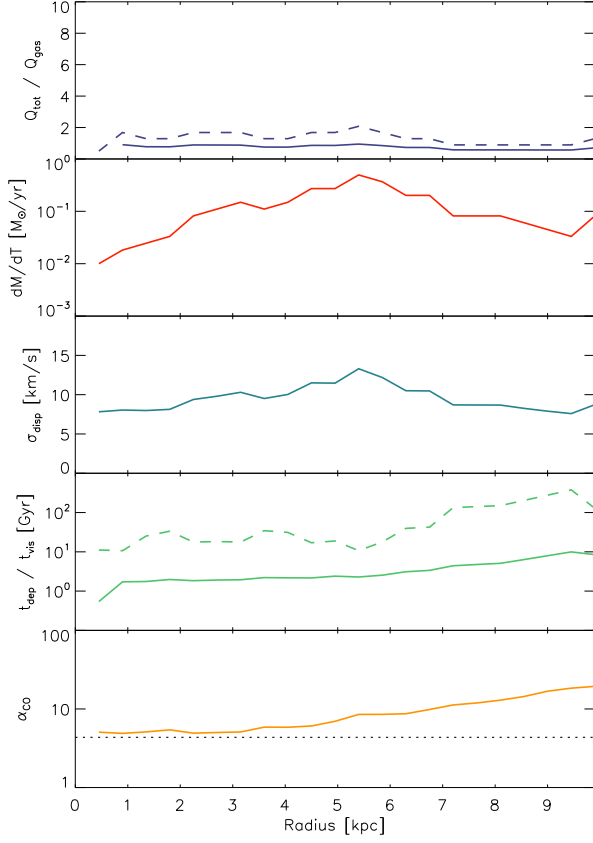


Figure 59: NGC4654 (disque non-perturbé). Profils radiaux des différentes grandeurs physiques du modèles.

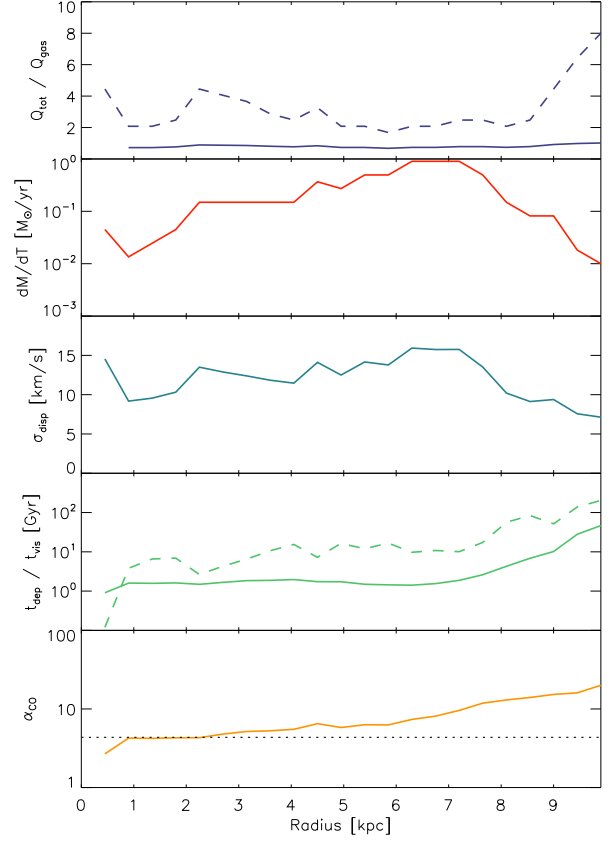


Figure 60: NGC4654 (disque perturbé). Profils radiaux des différentes grandeurs physiques du modèles.

subissant des interactions majeures. Cependant une piste que nous n'avions pas encore étudiée réside encore dans les galaxies à plus haut redshift. On sait que lorsqu'on s'approche du pic de formation stellaire cosmologique, on se retrouve face à des galaxies où le taux de formation stellaire devient particulièrement grand et où les réserves de gaz sont encore relativement importantes, alimentées par l'environnement dans lequel baignait alors les galaxies beaucoup plus dense qu'il ne l'est aujourd'hui. Nous avons cherché parmi l'échantillon des galaxies PHIBBS (Tacconi et al. 2013) s'il existait des individus dont les caractéristiques physiques étaient comparables avec la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  de NGC 4654.

La candidate qui a retenu notre attention est nommée EGS13004684. EGS13004684 est une galaxie dite LIRG (pour "Luminous InfraRed Galaxy") qui présente donc une luminosité infrarouge particulièrement importante située à un redshift de  $z \sim 1$ . Si cette dernière appartient à la séquence principale de son époque, en comparaison avec les galaxies à  $z = 0$  elle est particulièrement au dessus de la SFMS. Etant de ce fait bien trop distante pour être résolue spatialement rendant impossible la réalisation d'un profil observationnel de cette dernière, nous avons injecté sa SFR totale et sa masse stellaire intégrée à notre modèle analytique afin de générer ses profils radiaux. Nous avons adopté les paramètres  $Q = 1.5$  et  $\dot{M} = 4 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  suggérés par Vollmer et al. (2017), en prenant ces valeurs constantes à tous les rayons. Nous avons ensuite fait tourner le code et généré les profils radiaux des principales quantités observationnelles disponibles pour NGC 4654 également:  $\Sigma_{\text{HI}}$ ,  $I_{\text{CO}(2-1)}$ ,  $\dot{\Sigma}_{\star}$  et  $\Sigma_{\star}$ , ainsi que la dispersion de vitesse du gaz  $v_{\text{turb}}$  qui en découle.

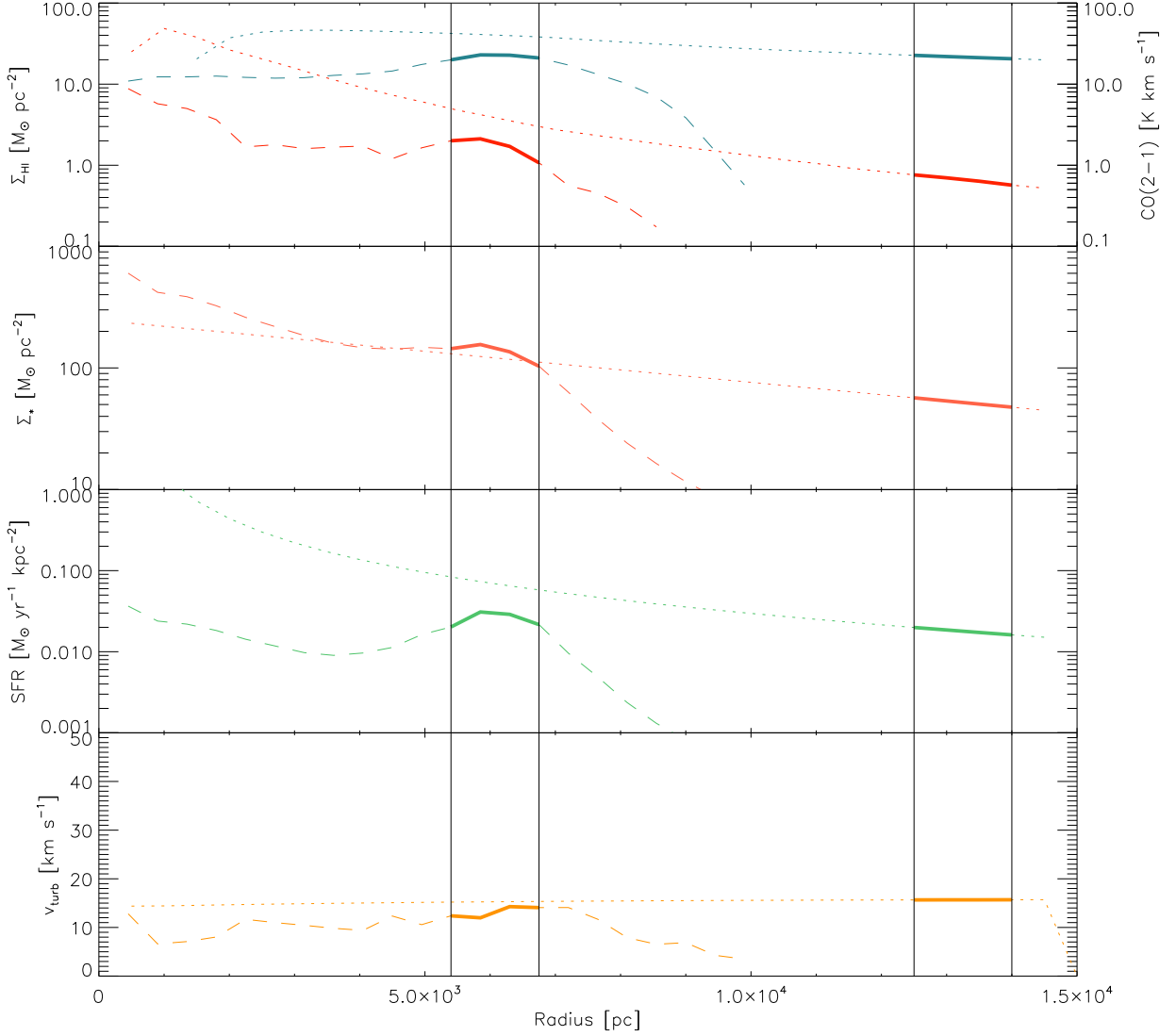


Figure 61: Profils radiaux observationnel de NGC 4654 (lignes discontinues) et profils radiaux générés à partir du modèle présenté dans Lizee et al (2021b) de EGS13004684 (en pointillés) des principales observables: gaz atomique HI, CO(2-1),  $\Sigma_*$  et  $v_{\text{turb}}$ . Les zones délimitées par les traits pleins correspondent respectivement de gauche à droite à la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  de NGC 4654 ( $\Sigma_{\text{HI}} > 20 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ ) et à une portion du disque de EGS13004684 où la densité de surface est également du même ordre de grandeur.

Nous avons comparé les valeurs prises par ces différents paramètres au sein de la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  avec une portion équivalente en taille du disque de EGS13004684 générée par notre modèle où la densité de surface  $\Sigma_{\text{HI}}$  est comparable,  $\Sigma_{\text{HI}} > 20 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ . Sur la Figure 61, on peut voir que ces densités de surface HI sont atteintes vers l'extérieur du disque de la galaxie (dont le  $R_{25}$  est estimé autour de 14 kpc). Dans cette région de EGS13004684, les valeurs de densité de surface stellaire et d'émission intégrée CO(2-1) sont légèrement inférieures à celle de la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  mais restent relativement comparables. Le taux de formation stellaire est en revanche identique entre les deux régions. Pour ce qui est de la dispersion de vitesse, on trouve également la même valeur entre les galaxies, autour de 15 km/s. En terme de valeurs observationnelles pures, les deux régions semblent donc vraiment comparables, suggérant que la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  de NGC 4654 reproduit bien localement de part l'effet cumulé des interactions gravitationnelle et hydrodynamique qu'elle subit les conditions physiques observées dans les galaxies starburst à haut redshift. Nous avons donc utilisés ces différentes valeurs et profils afin de calculer les grandeurs finales de nos modèles et de les comparer également en Figure 62.

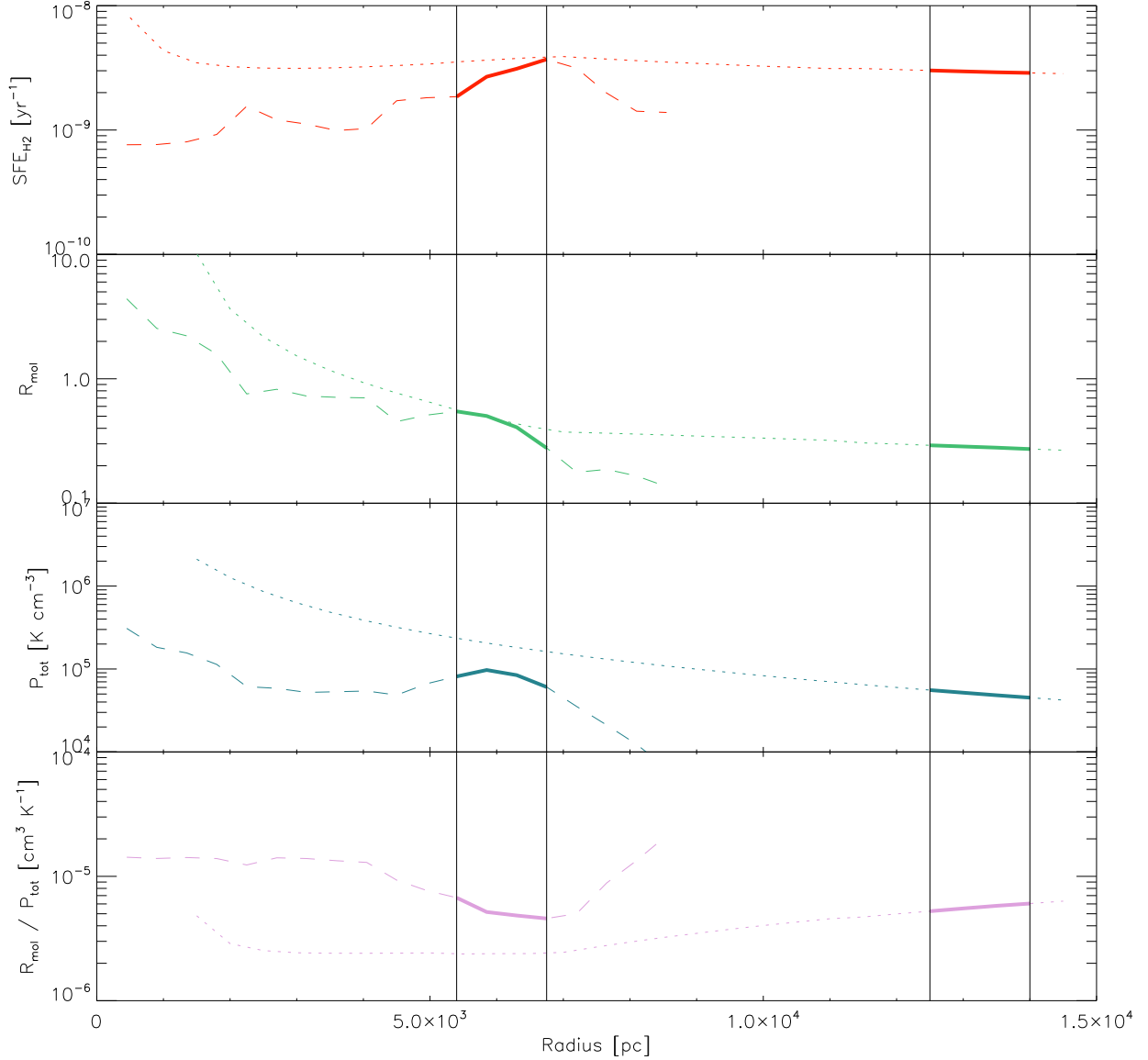


Figure 62: Profils radiaux observationnel de NGC 4654 (lignes discontinues) et profils radiaux générés à partir du modèle présenté dans Lizee et al (2021b) de EGS13004684 (en pointillés) des principales grandeurs finales calculées:  $SFE_{H_2}$ ,  $R_{mol}$ ,  $P_{tot}$  et  $R_{mol}/P_{tot}$ . Les zones délimitées par les traits pleins correspondent respectivement de gauche à droite à la région  $Hi\Sigma_{HI}$  de NGC 4654 ( $\Sigma_{HI} > 20 M_{\odot} pc^{-2}$ ) et à une portion du disque de EGS13004684 où la densité de surface est également du même ordre de grandeur.

L'efficacité de formation stellaire via la gaz moléculaire des deux galaxies est relativement comparable, sensiblement supérieure dans la région de EGS13004684 qui présentait justement une densité de gaz moléculaire inférieure malgré une SFR comparable. On remarque que pour la galaxie PHIBBS entière, le temps de déplétion du gaz présente des valeurs de  $t_{dep} \sim 500$  Myr soit 2 à 4 inférieures à celles observées de manière générale dans les galaxies spirales locales. La fraction de gaz moléculaire est légèrement inférieure à celle de la région  $Hi\Sigma_{HI}$  de NGC 4654, mais une fois encore comparable, autour de  $R_{mol} = 0.6 - 0.7$ . Les deux régions semblent donc présenter une quantité de gaz HI particulièrement élevée, au delà des valeurs canoniques usuellement observées dans les galaxies spirales. La pression totale du plan médian,  $P_{tot}$ , calculée en suivant l'expression de Elmegreen (1989) (voir Eq. 45), est équivalente dans les deux régions, aboutissant donc à un rapport  $R_{mol}/P_{tot}$  qui lui aussi est totalement comparables entre les deux galaxies. Afin de mieux visualiser ces résultats, nous avons également réalisés les diagrammes de type

Schmidt-Kennicutt  $\Sigma_{\text{H}_2} - \text{SFR}$ , et  $P_{\text{tot}} - R_{\text{mol}}$  à partir des différentes valeurs obtenues via le modèle pour chaque pas spatial (Figures 63 et 64).

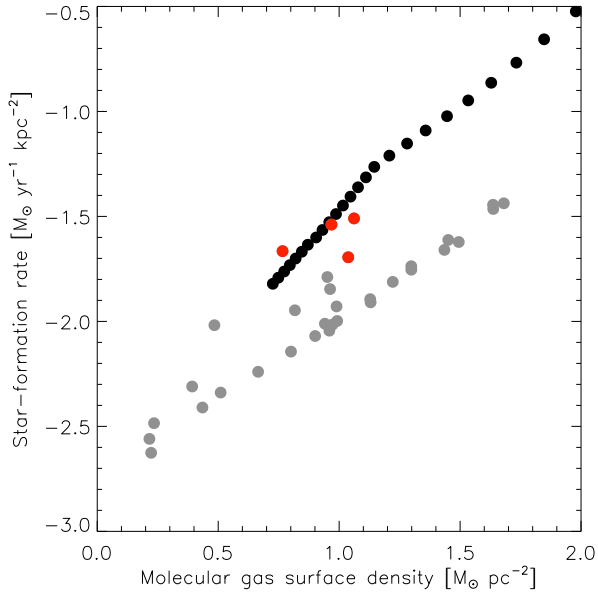


Figure 63: NGC 4654 et EGS13004684, relation de Schmidt-Kennicutt du gaz moléculaire ( $\Sigma_{\text{H}_2} - \text{SFR}$ ). Sur le diagramme, les points gris correspondent aux valeurs des profils non-perturbé et perturbé hors région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  de NGC 4654. Les points rouges correspondent aux régions de NGC 4654 où la densité de surface HI est supérieure à  $20 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ . Les points noirs représentent les valeurs de EGS13004684.

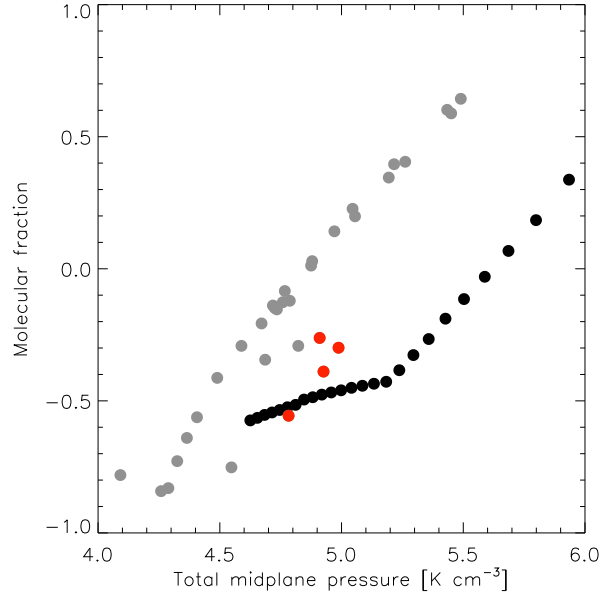


Figure 64: NGC 4654 et EGS13004684, relation entre la fraction moléculaire et la pression ( $P_{\text{tot}} - R_{\text{mol}}$ ). Sur le diagramme, les points gris correspondent aux valeurs des profils non-perturbé et perturbé hors région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  de NGC 4654. Les points rouges correspondent aux régions de NGC 4654 où la densité de surface HI est supérieure à  $20 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ . Les points noirs représentent les valeurs de EGS13004684.

Sur ces deux diagrammes on voit bien deux tendances linéaires se dessiner entre les grandeurs, décalées d'environ 0.3 dex entre les deux galaxies. Les points correspondant à la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  dévient cependant bien du reste du disque et se retrouvent avec des valeurs comparables à celles de EGS13004684.

## 7 Conclusions

L’heure est venue de dresser le bilan de tout ce que nous ont appris les différentes études observationnelles et les travaux de modélisations des galaxies étudiées durant la thèse. Comment nos différents résultats se placent-ils dans le contexte de l’évolution des galaxies et que nous apprennent-ils de nouveau ?

### 7.1 Influence de la turbulence interstellaire sur les observations à l’échelle du kiloparsec

Les différentes études réalisées au sein de cette thèse nous ont permis de mieux comprendre comment la turbulence influence la formation stellaire pour tantôt la favoriser, tantôt la réduire selon la densité du milieu, ses propriétés physiques, l’échelle spatiale que l’on regarde ainsi que le scénario considéré. De manière générale, la turbulence est indispensable pour convertir l’énergie issue des larges échelles vers les plus petites, formant des tourbillons qui vont permettre à la matière de s’agglutiner, de créer les régions surdenses dans lesquelles naissent les étoiles. Dans ce cas précis, la turbulence peut être vue comme un phénomène positif, participant à l’augmentation de l’activité stellaire dans les galaxies.

Cependant qui dit plus de formation stellaire, dit également plus de rétroaction stellaire via les vents stellaires et supernovae. Dans les deux cas, l’impact de ces événements sur le gaz reste le même: la dispersion de vitesse locale augmente dispersant le gaz et réduisant sa densité volumique sans forcément altérer sa densité de surface, limitant ainsi la formation d’étoiles nouvelles au sein de ces mêmes régions. La rétroaction stellaire joue donc le rôle de régulateur dans les régions denses et actives, empêchant la densité du gaz et la SFR de vraiment exploser et permettant de maintenir la stabilité des nuages. C’est typiquement ce qu’il se passe dans la région  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  de NGC 4654. Bien que la formation stellaire soit très importante avec une efficacité  $\text{SFE}_{\text{H}_2}$  supérieure à celle observée dans les disques des galaxies spirales classiques, la quantité de gaz moléculaire reste relativement limitée proportionnellement à la densité de surface de gaz atomique ( $\Sigma_{\text{HI}} \nearrow; \Sigma_{\text{H}_2} \sim; R_{\text{mol}} \ll 1$ ). La région peut ainsi se maintenir dans cet état pendant plusieurs millions d’années, comme le suggère les différentes mesures de formation stellaire via les données UV et  $\text{H}\alpha$  que nous avons réalisés.

### 7.2 Bilan sur l’évolution des galaxies

Dans cette section nous avons voulu replacer les différentes galaxies étudiées durant la thèse dans le contexte de l’évolution des galaxies au sens plus large du terme. Comment se comporte chacune des galaxies vis à vis des relations qui lient les différentes grandeurs observationnelles ? Existe-t-il dans l’Univers des cas similaires aux galaxies étudiées dans nos modèles permettant de mieux comprendre les différents résultats obtenus ?

Nous avons calculé la masse stellaire, les masses de gaz atomique et moléculaire, ainsi que le taux de formation stellaire de **NGC 4654** et **NGC 4396**, les deux galaxies étudiées observationnellement à partir des différentes cartes que nous avons réalisés durant la thèse. Pour les **galaxies THINGS** qui font partie de notre échantillon présenté dans Lizee et al. (2021b), nous avons récupéré les valeurs intégrées des mêmes grandeurs présentées dans Leroy et al. (2008). Nous générons ensuite à l’aide de notre modèle analytique les profils de trois galaxies à haut redshift **EGS12024866**, **EGS12004280** et **EGS13004684** issues du relevé PHIBBS (Tacconi et al. 2013). Trois galaxies locales ( $z \sim 0.1$ ) issues du relevé DYNAMO (Fisher et al. 2014) suspectées comme étant des galaxies comparables aux PHIBBS dans l’Univers local en terme d’activité de formation stellaire, **D-13-5**, **G-04-01** et **G-10-1**, ont été ajoutées à l’échantillon étudié. Deux



individus ont été également mis en avant dans ce diagramme: [NGC 524](#) et [NGC 2768](#), respectivement une galaxie S0 et une elliptique, afin de représenter les galaxies rouges ou passives ([Crocker et al. 2011](#)). Nous avons réalisé une cross-corrélation entre deux catalogues de galaxies de la Vierge présentées dans [Boselli et al. \(2014a\)](#) et [Andreani et al. \(2018\)](#) afin d'ajouter plus d'une centaine d'individus d'amas à cette étude. Deux galaxies de l'amas de la Vierge [NGC 4501](#) et [NGC 4548](#) ont été également mises en évidence pour servir de comparaison dans cette discussion. Les données de NGC 4501 spécifiquement sont issues des travaux de [Nehlig et al. \(2016\)](#).

Dans cette discussion nous avons choisi de mettre en avant la galaxie de l'amas de la Vierge NGC 4548 afin de la comparer avec NGC 2841. Ces deux galaxies possèdent des caractéristiques physiques de bases comparables: masses, tailles et taux de formation stellaire quasiment identiques. Cependant la différence principale est que NGC 2841 est une galaxie de champ parfaitement isolée, alors que NGC 4548 appartient à l'amas de la Vierge et évolue donc dans un environnement propice aux interactions. Les galaxies issues du relevés PHIBBS ont été choisies pour être comparées à la région de forte formation stellaire  $\text{Hi}\Sigma_{\text{HI}}$  de NGC 4654. Nous avons sélectionné des galaxies issues de ces relevés qui présentent des taux de formations stellaires relativement bas comparé à la moyenne de ces galaxies sans quoi la comparaison serait impossible car bien trop extrême.

Nous nous sommes intéressés dans un premier temps à classifier les galaxies étudiées en fonction de leur activité stellaire. Nous avons donc commencé par tracer le taux de formation stellaire spécifique  $\text{sSFR} = \text{SFR}/M_{\star}$  en fonction de la masse stellaire pour chacune des galaxies présentées dans le paragraphe précédent. Comme nous avons pu voir en introduction de cette thèse, il existe une corrélation entre la masse stellaire totale des galaxies et leur activité stellaire. Les relevés qui recensent de grands nombres d'individus ont permis de mettre en évidence la présence d'une séquence principale de formation stellaire (souvent notée SFMS pour "Star-Formation Main Sequence") le long de laquelle se retrouve la grande majorité des galaxies spirales de champ observées (e.g. [Brinchmann et al. 2004](#), [Elbaz et al. 2007](#)). La pente de la séquence principale a été déterminée par [Janowiecki et al. \(2020\)](#) à partir des données xGASS ([Catinella et al. 2018](#)) sur un échantillon d'une centaine de galaxies spirales, aboutissant à la relation suivante:

$$\log \frac{\text{SFR}_{\text{MS}}}{M_{\star}} = -0.344 (\log M_{\star} - 9) - 9.822 . \quad (92)$$

La pente de la séquence des galaxies rouges, ou autrement dit des galaxies ayant stoppé leur activité stellaire, est quant à elle définie comme étant à 1.5 dex au dessous de la SFMS.

Le premier résultat notable que l'on remarque sur la Figure 65 est que la majorité des galaxies spirales classiques à  $z \sim 0$  se retrouve bien sur la séquence principale de formation stellaire, en particulier la plupart des galaxies THINGS étant des galaxies de champ ou appartenant à de petits groupes de galaxies. Seule NGC 6946 dans notre échantillon se retrouve à la frontière avec les galaxies formant activement des étoiles, ce qui signifie que son taux de formation stellaire est relativement important comparé à sa masse stellaire totale. Bien que fortement perturbée et présentant une région où la formation stellaire est significativement augmentée, NGC 4654 reste en terme de valeurs intégrées sur l'ensemble du disque classique vis à vis de la SFMS. Comme attendu, les deux galaxies S0 et E se retrouvent dans la séquence rouge, présentant des taux de formation stellaire extrêmement bas comparé à leur masse stellaire totale. A l'inverse, les trois galaxies PHIBBS observées à des redshifts bien plus proches du pic de formation stellaire cosmologique ( $z \sim 1 - 2$ ) avec des SFR intégrées de l'ordre 30 à 40  $M_{\odot} \text{pc}^{-2}$  se retrouvent au dessus de la SFMS à  $z = 0$ .

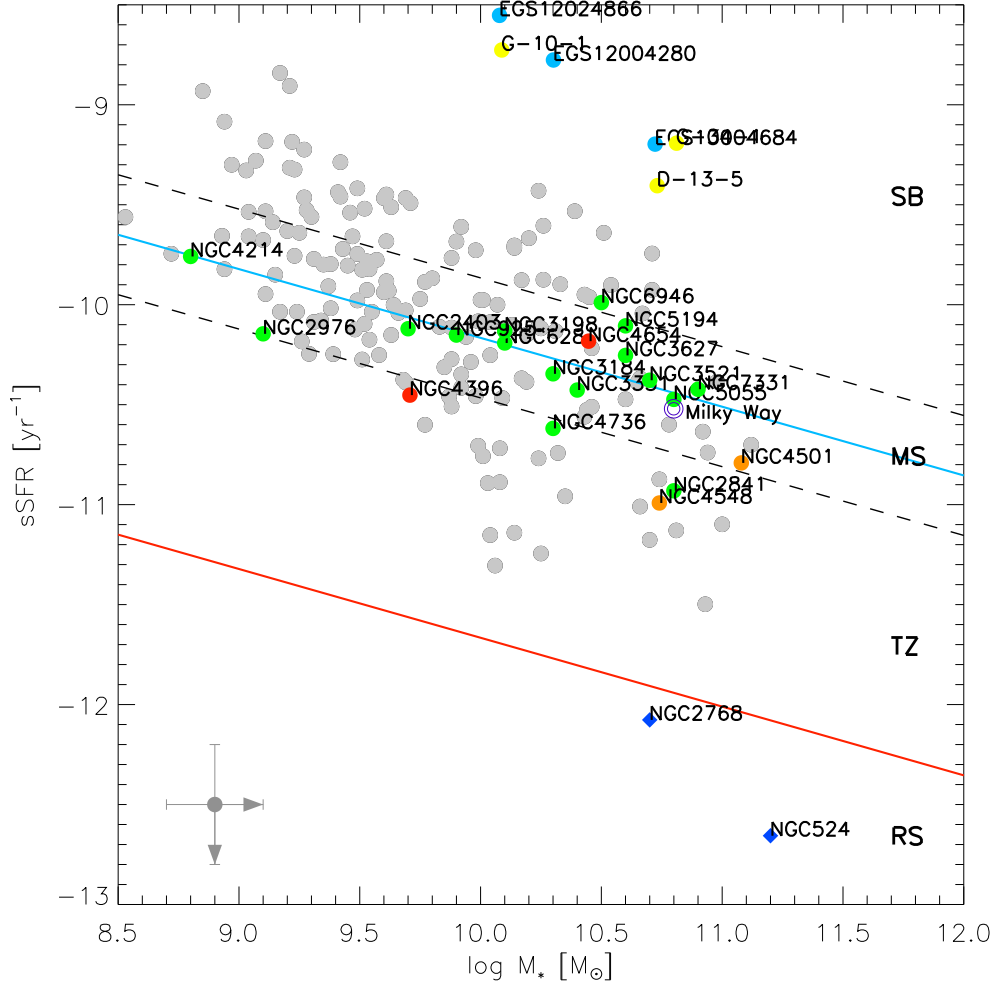


Figure 65: Taux de formation stellaire spécifique ( $sSFR = SFR/M_*$ ) en fonction de la masse stellaire des galaxies. Les points verts correspondent aux galaxies spirales locales du catalogue THINGS (Leroy et al. 2008) étudiées dans le modèle analytique présenté dans cette thèse. En rouge, les galaxies de l'amas de la Vierge étudiées plus en détail au sein de cette thèse. Les points oranges correspondent à deux galaxies de la Vierge mises en avant pour réaliser des comparaisons avec nos galaxies. Les points bleus sont des galaxies issues du relevé PHIBBS (Tacconi et al. 2013) dont les valeurs correspondent aux profils stellaires et à la SFR intégrées générés à partir de notre modèle analytique. Les points jaunes correspondent aux galaxies DYNAMO (Fisher et al. 2014). Les losanges bleus représentent deux galaxies passives, une elliptique et une S0. Les points en gris correspondent aux cross-corrélations entre les catalogues HRS/Goldmine (Boselli et al. 2014a et Andreani et al. 2018) et représentent les valeurs pour une centaine de galaxies de l'amas de la Vierge. Les différentes zones du diagramme témoignent de l'état de la formation stellaire générale pour chacune des galaxies présentes dans le diagramme. De haut en bas: SB, pour "starbursts galaxies"; MS, pour "main-sequence galaxies"; TZ, pour "transition zone"; RS, pour "red sequence galaxies". La figure est inspirée de l'étude de Janowiecki et al. (2020) (voir Fig. 2).

C'est également le cas des galaxies DYNAMO qui font figure d'exception dans le bestiaire des galaxies de l'Univers local, comparables en terme de masse et SFR avec les galaxies PHIBBS.

Janowiecki et al. (2020) ont également réalisé des plots comparatifs de la fraction de masse de gaz atomique et moléculaire en fonction de la masse stellaire totale des galaxies du relevé xGASS. Nous avons reproduit une fois de plus ce travail avec notre échantillon de galaxie et ajouté les relations obtenues avec les données xGASS suivantes:

$$\log \frac{M_{\text{H}_1, \text{MS}}}{M_*} = -0.53 (\log M_* - 9) + 0.07 . \quad (93)$$

$$\log \frac{M_{\text{H}_2, \text{MS}}}{M_\star} = -0.26 (\log M_\star - 9) - 0.90 . \quad (94)$$

Nous avons donc tracé le diagramme confrontant la fraction de masse atomique à la masse stellaire des galaxies de notre échantillon en Figure 66.

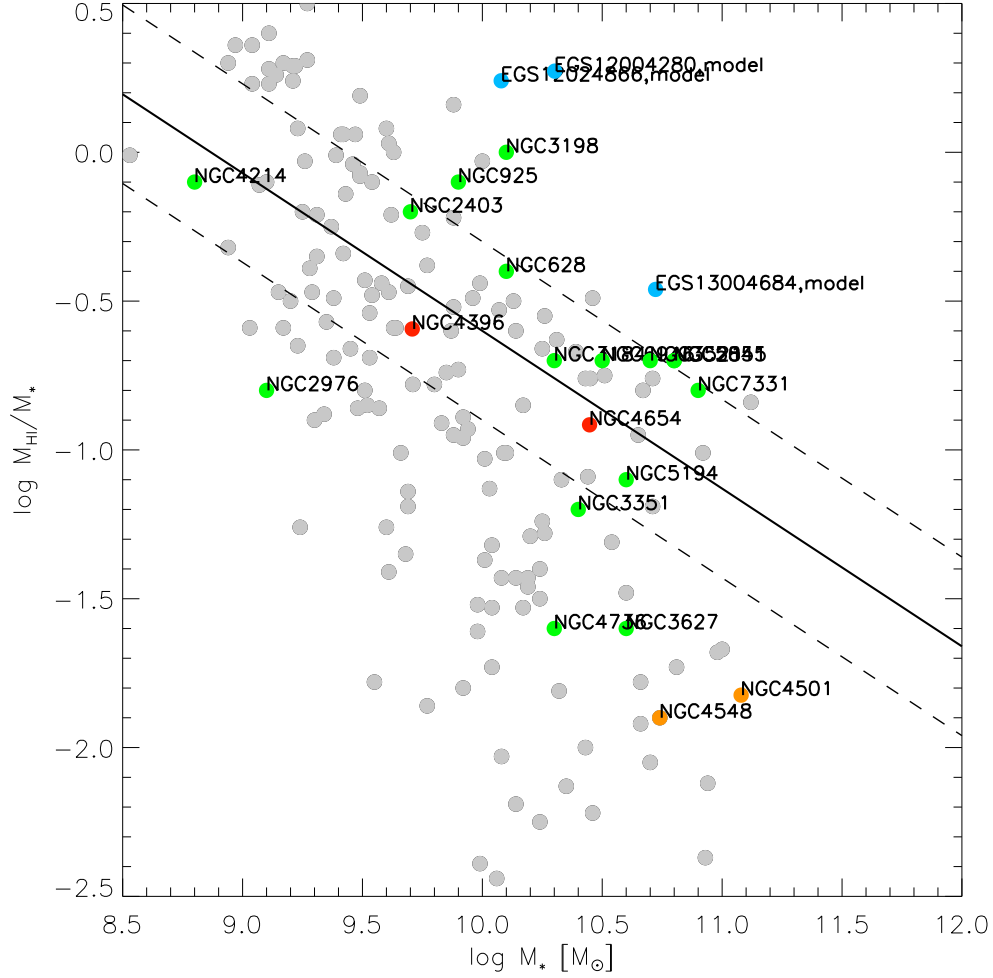


Figure 66: Corrélation entre la fraction de masse atomique et la masse totale stellaire des galaxies. Le code couleur est le même que dans la Figure 65.

La majorité des galaxies se retrouvent une fois encore proches de la séquence principale décrite par Janowiecki et al. (2020). Pour les galaxies en dessous de cette séquence, on retrouve principalement: (i) des galaxies d’amas qui de base sont déficitaires en HI comme NGC 4548 à cause de l’environnement, ou encore NGC 4501 qui subit un fort balayage par pression dynamique; (ii) NGC 3627, galaxie spirale massive appartenant à un groupe ayant subi une interaction gravitationnelle récente; (iii) NGC 4736, dont la morphologie est relativement particulière avec un disque stellaire et moléculaire extrêmement compact autour du bulbe, ainsi qu’un disque HI fin relativement étendu autour de son centre. De l’autre côté, on retrouve parmi les galaxies qui possèdent beaucoup de HI comparé à leur masse stellaire les galaxies PHIBBS qui sont encore en train de produire des quantités très importantes d’étoiles, baignent dans un environnement bien plus dense que dans notre Univers local et donc n’ont pas fini de consommer leur gaz. Si NGC 2841 et NGC 4548 étaient très comparables en terme de taux de formation stellaire spécifique, on voit ici clairement une différence nette sur le diagramme de fraction de masse de gaz atomique. Pour deux galaxies de masse stellaire et taille similaires selon qu’elles se situent dans un endroit isolé ou au sein d’un amas de galaxie, on mesure une différence en masse de gaz atomique extrêmement importante: la

masse totale de HI de NGC 2841 est 20 fois supérieure à celle de NGC 4548. NGC 4396 et NGC 4654, bien que affectées par le balayage par la pression dynamique, restent cependant les tendances concernant la fraction de gaz atomique. Le faible voire inexistant déficit HI de ces galaxies peut sans doute s'expliquer de part leur distance au centre de l'amas qui reste très importante, minimisant ainsi l'effet du balayage par la pression dynamique et suggérant sans doute que leur chute au sein du potentiel de l'amas reste relativement récente.

Pour la fraction de masse moléculaire, nous avons réalisé deux figures distinctes: (i) la première est basée sur les valeurs observationnelles de mesures du gaz moléculaire réalisées par Leroy et al. (2008), et utilise un facteur de conversion galactique  $\alpha_{\text{CO}} = 4.36 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$  pour le reste des galaxies; (ii) la seconde utilise les valeurs de H<sub>2</sub> obtenues à l'aide de notre modèle pour les galaxies THINGS avec nos facteurs de conversion CO-H<sub>2</sub> obtenus via le modèle. Globalement l'utilisation de nos valeurs modèles a tendance à augmenter la quantité de gaz moléculaire et faire transiter les galaxies THINGS vers la tendance (voir un peu au dessus) hormis pour NGC 4736 qui reste déficiente en H<sub>2</sub> dans tous les cas. Les spirales de faibles masses stellaires (NGC 925, NGC 2403, NGC 4214 et NGC 2976) possèdent de grandes quantités de H<sub>2</sub> comparativement. Ces galaxies présentent des gradients très importants dans leurs profils de SFE<sub>H<sub>2</sub></sub>, suggérant que la SFR devient relativement faible à l'extérieur des disques CO là où est pourtant concerné la plus grande quantité de gaz intégrée sur l'ensemble du disque. Puisque le gaz moléculaire suit de manière générale la formation stellaire, on retrouve assez logiquement les galaxies PHIBBS et DYNAMO dans la partie haute de ce diagramme. Pour les galaxies PHIBBS, cela s'explique par le fait que les galaxies se situent à un redshift de  $z \sim 1$  et donc à une époque où la formation stellaire globale de l'Univers était plus importante. De plus le milieu dans lequel elles évoluent était globalement plus dense qu'il ne l'est aujourd'hui pour les galaxies de champ, favorisant également l'apport en gaz externe dans les galaxies. Les galaxies DYNAMO quant à elles représentent justement des cas relativement rares de galaxies de type starburst où la SFR est anormalement élevée comparativement aux autres galaxies appartenant à l'Univers local.

Enfin nous avons confronté les valeurs du taux de formation stellaire spécifique (sSFR) avec celles de l'efficacité de formation stellaire via le gaz moléculaire (SFE<sub>H<sub>2</sub></sub>) pour le même échantillon de galaxies. Comme pour les diagrammes présentant la fraction de gaz moléculaire, nous montrons tout d'abord en Figure 69 les résultats en prenant dans la mesure du possible les valeurs observationnelles du gaz moléculaire en adoptant un facteur de conversion  $\alpha_{\text{CO}} = \alpha_{\text{CO}}^{\text{MW}}$ , y compris dans notre modèle quand les données observationnelles ne sont pas disponibles. Nous confrontons ce diagramme à celui présenté en Figure 70 où cette fois les valeurs de masse de gaz H<sub>2</sub> sont calculées à partir du facteur de conversion  $\alpha_{\text{CO}}$  obtenu via notre modèle pour l'ensemble des galaxies PHIBBS, THINGS et les galaxies de la Vierge mises en valeur dans le graphique. On observe globalement une tendance relativement linéaire entre la sSFR et SFE<sub>H<sub>2</sub></sub>, avec une scission assez nette entre les galaxies formant beaucoup d'étoiles et le reste des spirales locales classiques. En injectant nos valeurs de facteur de conversion dans l'estimation du gaz moléculaire H<sub>2</sub>, on remarque que la majorité des points se rapprochent de la tendance globale à l'exception de NGC 4736 ainsi que des galaxies de faibles masses: NGC 925, NGC 2403, NGC 2976. Pour NGC 4736, dont la structure du disque compacte a déjà été discutée précédemment, nous avons pu voir que son taux de formation stellaire était encore relativement important malgré une déficience en H<sub>2</sub> assez prononcée comparée aux galaxies de même masse stellaire. Pour les galaxies de plus faibles masses, les quantités de H<sub>2</sub> sont cette fois relativement importantes mais la formation stellaire reste relativement inefficace, en particulier dans les régions externes du disque CO. NGC 2841 et NGC 4548 se retrouvent au bord inférieur gauche du

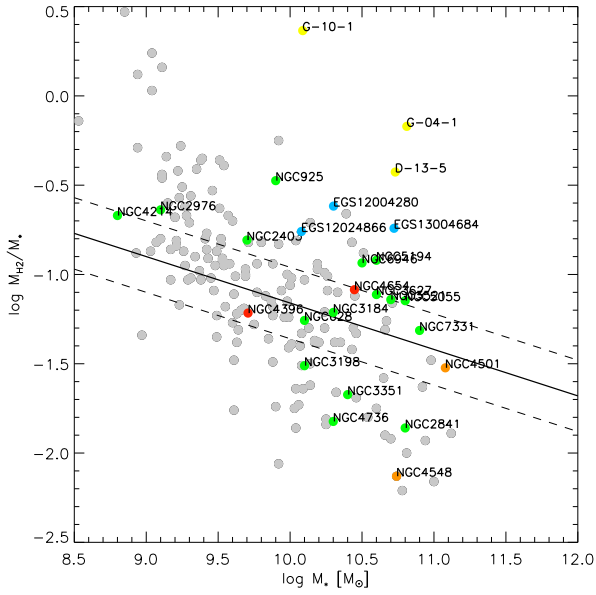


Figure 67: Corrélation entre la fraction de masse moléculaire et la masse totale stellaire des galaxies avec les valeurs observationnelles pour les galaxies THINGS. Le code couleur est le même que dans la Figure 65.

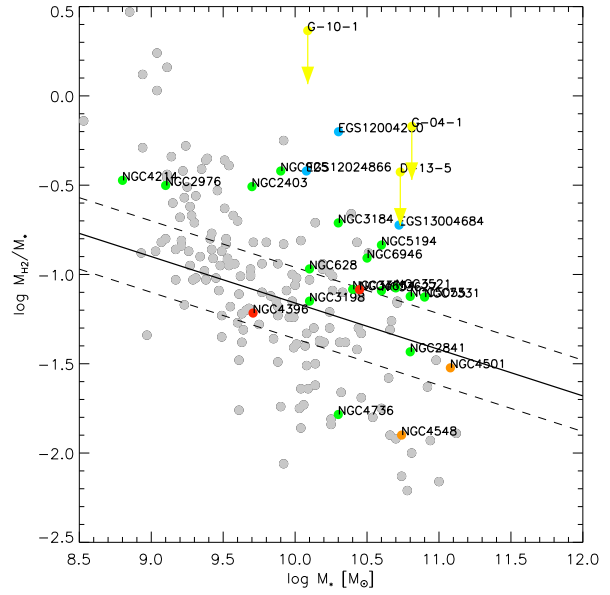


Figure 68: Corrélation entre la fraction de masse moléculaire et la masse totale stellaire des galaxies avec les valeurs de notre modèle analytique pour les galaxies THINGS. Le code couleur est le même que dans la Figure 65.

diagramme, en adéquation avec les résultats énoncés précédemment qui suggèrent que ces deux galaxies sont en train de devenir passives progressivement.

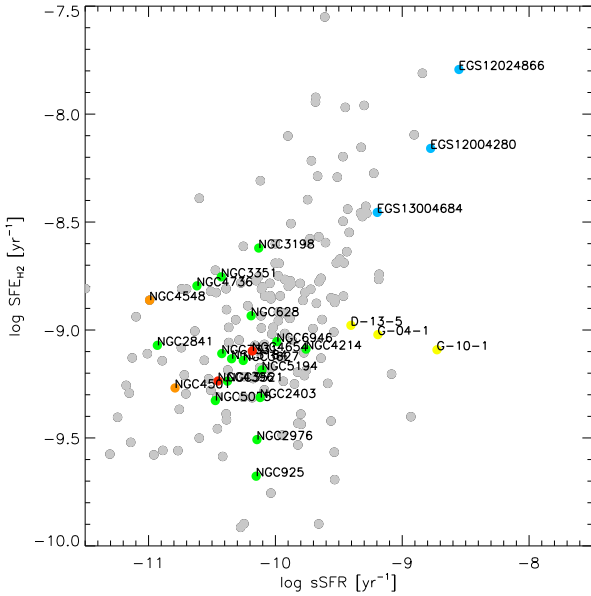


Figure 69: Corrélation entre le taux de formation stellaire spécifique et le temps de déplétion du gaz moléculaire avec les valeurs observationnelles pour les galaxies THINGS. Le code couleur est le même que dans la Figure 65.

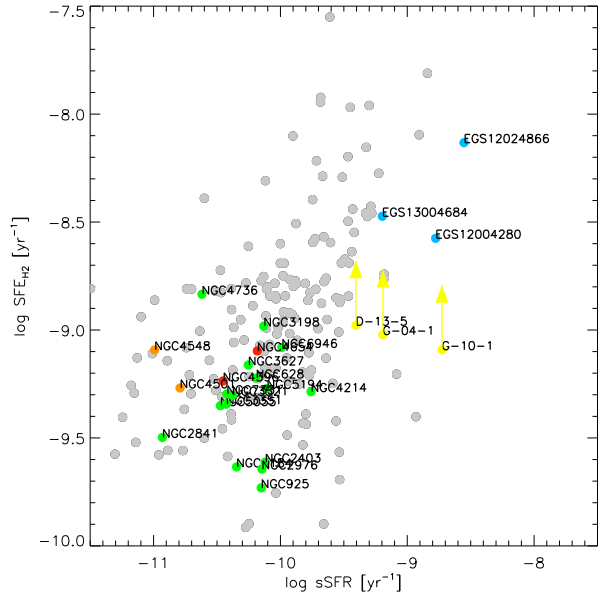


Figure 70: Corrélation entre le taux de formation stellaire spécifique et le temps de déplétion du gaz moléculaire avec les valeurs de notre modèle analytique pour le gaz moléculaire. Le code couleur est le même que dans la Figure 65.

## 8 Perspectives

Grâce aux progrès technologiques, les nouveaux télescopes permettent d'aller toujours plus loin dans les découvertes scientifiques. Dans notre cas en particulier où nous étudions des systèmes extra-galactiques, la limite de résolution spatiale est un problème général qui survient à différents niveaux. Nous sommes limités à un travail à l'échelle du kiloparsec dans les galaxies de l'Univers local, et nous ne disposons pas d'une résolution suffisante pour résoudre les galaxies distantes. Ces dernières se résument bien souvent à une mesure unique qui, bien que représentant déjà une grande source d'information, limitent l'usage que l'on peut en faire. Réussir par exemple à obtenir des profils radiaux pour des galaxies situées à des redshifts plus éloignés serait une grande opportunité pour notre modèle analytique. Cela permettrait de voir si nous sommes encore capable de reproduire les profils des galaxies distantes avec la physique présente dans notre modèle. Même sans parler de résolution, nous avons d'ores et déjà pour projet d'intégrer les galaxies issues du relevé PHIBBS2 (Freundlich et al. 2019) à notre modèle, dont les redshifts se situent autour de  $z = 0.5 - 0.8$ .

Une plus grande résolution spatiale dans les galaxies locales serait également un moyen efficace de voir si les lois d'échelles observées dans la Voie Lactée sont vérifiées ailleurs et ainsi affirmer directement si leur application a un sens concret dans le modèle. A ce titre, les projets basés sur l'interféromètre ALMA comme ALMA-PHANGS (Utomo & Phangs Collaboration 2021) sont très intéressants. Ils permettent de sonder les nuages des galaxies proches à une échelle plus fine que le kiloparsec, là où typiquement la relation de Schmidt-Kennicutt atteint ses limites. C'est donc un outil très précieux pour la compréhension de l'efficacité de formation stellaire dans les galaxies de manière plus générale, un projet qui ouvre des opportunités nouvelles. Un autre projet qui utilise l'interféromètre ALMA attire également notre attention. Pour étudier plus en profondeur l'évolution de la formation stellaire à travers les âges, le projet ALMAQUEST (Lin et al. 2019) s'intéresse à l'évolution de l'efficacité de formation stellaire moléculaire pour des galaxies situées à plus grande distance,  $z > 0.01$ . Un moyen d'étudier directement le phénomène d'extinction de formation stellaire à l'échelle cosmologique qui soulève encore à l'heure actuelle de nombreuses questions.

Un des projets les plus prometteurs pour l'avenir de l'astronomie observationnelle est l'interféromètre radio SKA ("Square Kilometer Array"). Le projet, qui devrait voir le jour officiellement avant la fin des années 2020, est un interféromètre de plusieurs milliers d'antennes radio individuelles, devenant de ce fait le plus grand radiotélescope du monde en terme de surface effective. Cette configuration devrait permettre d'atteindre une sensibilité suffisante pour pouvoir observer la formation des premières galaxies et donc apporter des réponses importantes pour l'étude de l'évolution des galaxies dans sa globalité. Le projet SKA devrait également être utilisé pour réaliser de grands relevés de mesures de galaxies en hydrogène HI à différents redshifts avec une résolution inimaginable jusqu'alors. A l'aide du futur télescope spatial JWST, qui offre des mesures infrarouges dans plusieurs bandes, et des relevés H $\alpha$ , dont la résolution spatiale est très fine, nous pourrions même peut-être être en mesure d'avoir des mesures de SFR utilisables en combinaison avec ces nouvelles données HI.

Parmi les projets plus personnels pour la suite des événements et un potentiel post-doctorat, j'aimerais particulièrement pouvoir réaliser une étude observationnelle plus complète et plus détaillée de NGC 4396. Il serait également intéressant de l'injecter dans nos différents modèles et de creuser la question de potentiel cas similaires pour cette galaxie. Notre compréhension de l'influence de l'environnement sur la formation stellaire progresse mais cache encore de nombreux mystères à résoudre qui peuvent passer par l'étude de cas



comme celui de NGC 4396. Concernant notre modèle qui est désormais modulaire, il serait également très intéressant de le coupler au modèle dynamique afin de réaliser des évolutions temporelles des différentes grandeurs. Cela permettrait également de prendre en considération les phénomènes physiques à petite échelle comme la rétroaction stellaire qui sont actuellement exclus du modèle dynamique et de pouvoir générer des cartes 2D des émissions de raie intégrées qui pourraient être comparées aux observations. Plus généralement, j'ai beaucoup aimé étudier l'influence des interactions sur les propriétés du milieu interstellaire dans les galaxies. Un moyen à la fois intéressant et stimulant de pousser un peu les limites de nos connaissances pour mieux comprendre ce qu'il se passe réellement dans l'Univers. L'évolution des galaxies et la formation stellaire ont encore beaucoup de secrets qui attendent d'être découverts, et j'espère pouvoir continuer à contribuer à l'avenir !

## 9 Liste des variables utilisées dans la thèse

Table 6: Variables et abréviations présentes dans la thèse

Paramètre	Unité	Description
$G$	$\text{pc}^3 \text{yr}^{-1} M_{\odot}^{-1}$	Constante Gravitationnelle
$\rho - \rho_{\text{cl}}$	$M_{\odot} \text{pc}^{-3}$	Densité volumique du gaz / d'un nuage de gaz
$\Sigma - \Sigma_{\star}$	$M_{\odot} \text{pc}^{-2}$	Densité de surface du gaz / stellaire
$\dot{\rho}_{\star} - \dot{\rho}_{\star, \text{cl}}$	$M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{yr}^{-1}$	Taux de formation stellaire global / d'un nuage de gaz
$n$	$\text{cm}^{-3}$	Densité de particules par unité de volume
$N$	$\text{cm}^{-2}$	Densité de colonne
$\dot{\Sigma}_{\star}$	$M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{yr}^{-1}$	Taux de formation stellaire par unité de surface
$v_{\text{turb}} - v_{\text{turb}, 3\text{D}}$	$\text{pc yr}^{-1}$	Dispersion de vitesse turbulente du gaz 1D / 3D
$c_s$	$\text{pc yr}^{-1}$	Vitesse thermique
$\sigma = \sqrt{v_{\text{turb}}^2 + c_s^2}$	$\text{pc yr}^{-1}$	Dispersion de vitesse totale du gaz
$\sigma_{\star}$	$\text{pc yr}^{-1}$	Dispersion de vitesse stellaire
$v_{\text{rot}}$	$\text{pc yr}^{-1}$	Vitesse de rotation du disque
$v_{\text{flat}}$	$\text{pc yr}^{-1}$	Vitesse du plateau de la courbe de rotation d'une galaxie
$l_{\text{driv}}$	pc	Echelle de longueur caractéristique de la turbulence
$l_{\text{cl}}$	pc	Taille du nuage de gaz
$l_{\text{flat}}$	pc	Distance au centre du plateau de vitesse de la courbe de rotation
$H$	pc	Hauteur du disque
$Q$		Paramètre de Toomre $Q$
$\Omega$	$\text{yr}^{-1}$	Fréquence angulaire
$\kappa$	$\text{yr}^{-1}$	Fréquence épicyclique
$\phi_V = \rho / \rho_{\text{cl}}$		Facteur de remplissage volumique des nuages auto-gravitants
$\delta = l_{\text{driv}} / l_{\text{cl}}$		Constante reliant la taille des nuages à celle de la turbulence
$\xi$	$\text{pc}^2 \text{yr}^{-2}$	Constante reliant l'énergie des supernovae à celle injectée dans la turbulence
$\nu = l_{\text{driv}} v_{\text{turb}, 3\text{D}}$	$\text{pc}^2 \text{yr}^{-1}$	Viscosité du gaz
$t_{\text{ff}} - t_{\text{ff}, \text{cl}}$	yr	Temps d'effondrement global / d'un nuage de gaz
$t_{\text{turb}} - t_{\text{turb}, \text{cl}}$	yr	Temps de passage de la turbulence du gaz / d'un nuage de gaz
$t_{\text{life}, \text{cl}}$	yr	Temps de vie d'un nuage de gaz
$t_{\text{dep}}$	yr	Temps de consommation du gaz
$t_{\text{mol}}$	yr	Temps de formation du gaz moléculaire $\text{H}_2$
$\epsilon_{\text{ff}}$		Efficacité de formation stellaire face à l'effondrement du gaz
$\epsilon_{\star}$		Fraction de la masse de gaz convertie en étoile
$Z - Z_{\odot}$		Metallicité / métallicité solaire
$\alpha_0$		Constante de formation moléculaire
$\Gamma_{\text{g}}$	$\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$	Taux d'échauffement collisionnel et radiatif du gaz
$\Gamma_{\text{d}}$	$\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$	Taux d'échauffement radiatif des poussières
$\Lambda_{\text{g}}$	$\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$	Taux de refroidissement via l'émission de raies moléculaires du gaz
$\Lambda_{\text{d}}$	$\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$	Taux de refroidissement des poussières
$\Lambda_{\text{gd}} / \Gamma_{\text{gd}}$	$\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$	Taux de refroidissement/échauffement via collision gaz-poussière
$H_0$	$\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$	Constante de Hubble
$z$		Redshift
$\lambda / \lambda_0$	cm	Longueur d'onde / longueur d'onde au repos
$f / f_0$	$\text{s}^{-1}$	Fréquence / fréquence au repos

## References

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2021, , 909, 218
- Andreani, P., Boselli, A., Ciesla, L., et al. 2018, VizieR Online Data Catalog, J/A+A/617/A33
- Andreon, S. 1996, , 314, 763
- Baldry, I. K., Balogh, M. L., Bower, R. G., et al. 2006, , 373, 469
- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, , 770, 57
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, , 136, 2846
- Biviano, A., Katgert, P., Mazure, A., et al. 1997, , 321, 84
- Blitz, L. & Rosolowsky, E. 2004, , 612, L29
- Boissier, S., Prantzos, N., Boselli, A., & Gavazzi, G. 2003, , 346, 1215
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013, , 51, 207
- Boselli, A., Cortese, L., & Boquien, M. 2014a, , 564, A65
- Boselli, A., Cortese, L., Boquien, M., et al. 2014b, , 564, A67
- Boselli, A. & Gavazzi, G. 2006, , 118, 517
- Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al. 2004, , 351, 1151
- Caldú-Primo, A., Schrubba, A., Walter, F., et al. 2013, , 146, 150
- Calzetti, D., Kennicutt, R. C., Engelbracht, C. W., et al. 2007, , 666, 870
- Catinella, B., Saintonge, A., Janowiecki, S., et al. 2018, , 476, 875
- Cayatte, V., Kotanyi, C., Balkowski, C., & van Gorkom, J. H. 1994, , 107, 1003
- Chandrasekhar, S. 1943, , 97, 255
- Chester, C. & Roberts, M. S. 1964, , 69, 635
- Choloniewski, J. 1985, , 214, 197
- Chung, A., van Gorkom, J. H., Kenney, J. D. P., Crowl, H., & Vollmer, B. 2009, , 138, 1741
- Chung, A., van Gorkom, J. H., Kenney, J. D. P., & Vollmer, B. 2007, , 659, L115
- Combes, F. & Becquaert, J. F. 1997, , 326, 554
- Courteau, S., Dutton, A. A., van den Bosch, F. C., et al. 2007, , 671, 203
- Cowie, L. L., Songaila, A., Hu, E. M., & Cohen, J. G. 1996, , 112, 839
- Crocker, A. F., Bureau, M., Young, L. M., & Combes, F. 2011, , 410, 1197
- Dickman, R. L., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1986, , 309, 326
- Dobbs, C. L., Krumholz, M. R., Ballesteros-Paredes, J., et al. 2014, in Protostars and Planets VI, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 3
- Draine, B. T. 2011, Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium
- Draine, B. T. & Bertoldi, F. 1996, , 468, 269
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, , 285, 89
- Dressler, A. 1980, , 236, 351
- Elbaz, D., Daddi, E., Le Borgne, D., et al. 2007, , 468, 33
- Elmegreen, B. G. 1989, , 338, 178
- Fasano, G., Poggianti, B. M., Couch, W. J., et al. 2000, , 542, 673
- Fisher, D. B., Glazebrook, K., Bolatto, A., et al. 2014, , 790, L30
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., et al. 2001, , 553, 47
- Freundlich, J., Combes, F., Tacconi, L. J., et al. 2019, , 622, A105
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 2004, , 606, 271

- Gavazzi, G., Fumagalli, M., Cucciati, O., & Boselli, A. 2010, , 517, A73
- Gordon, K. D., Roman-Duval, J., Bot, C., et al. 2017, , 837, 98
- Gunn, J. E. & Gott, J. Richard, I. 1972, , 176, 1
- Haynes, M. P. & Giovanelli, R. 1983, , 275, 472
- Heckman, T. M., Alexandroff, R. M., Borthakur, S., Overzier, R., & Leitherer, C. 2015, , 809, 147
- Heiderman, A., Evans, Neal J., I., Allen, L. E., Huard, T., & Heyer, M. 2010, , 723, 1019
- Holz, D. E. & Hughes, S. A. 2005, , 629, 15
- Hopkins, P. F., Quataert, E., & Murray, N. 2012, , 421, 3522
- Janowiecki, S., Catinella, B., Cortese, L., Saintonge, A., & Wang, J. 2020, , 493, 1982
- J Jeans, J. H. 1902, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 199, 1
- Jiménez-Donaire, M. J., Bigiel, F., Leroy, A. K., et al. 2019, , 880, 127
- Jog, C. J. & Solomon, P. M. 1984, , 276, 127
- Kaiser, N. 1984, , 282, 374
- Kennicutt, Robert C., J. 1998, , 498, 541
- Kennicutt, R. C. & Evans, N. J. 2012, , 50, 531
- Kodama, T., Tanaka, M., Tamura, T., et al. 2005, , 57, 309
- Kregel, M., van der Kruit, P. C., & de Grijs, R. 2002, , 334, 646
- Krumholz, M. R. & McKee, C. F. 2005, , 630, 250
- Lada, C. J., Lombardi, M., & Alves, J. F. 2010, , 724, 687
- Larson, R. B. 1979, , 186, 479
- Larson, R. B. 1981, , 194, 809
- Lee, S.-W. & Irwin, J. A. 1997, , 490, 247
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, , 123, 3
- Lelli, F., McGaugh, S. S., Schombert, J. M., Desmond, H., & Katz, H. 2019, , 484, 3267
- Leroy, A. K., Bolatto, A., Gordon, K., et al. 2011, , 737, 12
- Leroy, A. K., Walter, F., Bigiel, F., et al. 2009, , 137, 4670
- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., et al. 2008, , 136, 2782
- Li, A. & Draine, B. T. 2001, , 554, 778
- Lin, L., Pan, H.-A., Ellison, S. L., et al. 2019, , 884, L33
- Lizée, T., Vollmer, B., Braine, J., & Nehlig, F. 2021, , 645, A111
- Lombardi, M., Alves, J., & Lada, C. J. 2010, , 519, L7
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004, Reviews of Modern Physics, 76, 125
- Madau, P. & Dickinson, M. 2014, , 52, 415
- McGaugh, S. S. 2005, , 632, 859
- Mihos, J. C. 2004, in Clusters of Galaxies: Probes of Cosmological Structure and Galaxy Evolution, ed. J. S. Mulchaey, A. Dressler, & A. Oemler, 277
- Moles, M., Sulentic, J. W., & Márquez, I. 1997, , 485, L69
- Moore, B., Katz, N., Lake, G., Dressler, A., & Oemler, A. 1996, , 379, 613
- Muñoz, R. P., Motta, V., Verdugo, T., et al. 2013, , 552, A80
- Nehlig, F., Vollmer, B., & Braine, J. 2016, , 587, A108
- Neistein, E., van den Bosch, F. C., & Dekel, A. 2006, , 372, 933
- Noeske, K. G., Weiner, B. J., Faber, S. M., et al. 2007, , 660, L43
- Ostriker, E. C. & Shetty, R. 2011, , 731, 41

- Padoan, P., Nordlund, A., & Jones, B. J. T. 1997, , 288, 145
- Padovani, M., Galli, D., & Glassgold, A. E. 2009, , 501, 619
- Papastergis, E., Cattaneo, A., Huang, S., Giovanelli, R., & Haynes, M. P. 2012, , 759, 138
- Peng, Y.-j., Lilly, S. J., Kovač, K., et al. 2010, , 721, 193
- Penzias, A. A. 1968, *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 16, 608
- Pérez-Montero, E. & Contini, T. 2009, , 398, 949
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. 2020, , 641, A6
- Powell, M. C., Urry, C. M., Cardamone, C. N., et al. 2017, , 835, 22
- Primack, J. & Klypin, A. 1996, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, Vol. 51, 51, 30
- Pringle, J. E. 1981, , 19, 137
- Quiroga, R. J. 1983, , 93, 37
- Rafikov, R. R. 2001, , 323, 445
- Renzini, A. & Peng, Y.-j. 2015, , 801, L29
- Riess, A. G., Macri, L. M., Hoffmann, S. L., et al. 2016, , 826, 56
- Salim, S., Rich, R. M., Charlot, S., et al. 2007, , 173, 267
- Salpeter, E. E. 1955, , 121, 161
- Sancisi, R., Fraternali, F., Oosterloo, T., & van der Hulst, T. 2008, , 15, 189
- Sanders, R. H. & McGaugh, S. S. 2002, , 40, 263
- Sandstrom, K. M., Leroy, A. K., Walter, F., et al. 2013, , 777, 5
- Schawinski, K., Urry, C. M., Simmons, B. D., et al. 2014, , 440, 889
- Schmidt, M. 1959, , 129, 243
- Schmidt, M. 1967, , 149, L39
- Sérsic, J. L. 1963, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 6, 41
- Skillman, E. D., Kennicutt, Robert C., J., Shields, G. A., & Zaritsky, D. 1996, , 462, 147
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, , 319, 730
- Strateva, I., Ivezić, Ž., Knapp, G. R., et al. 2001, , 122, 1861
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Reimer, O. 2000, , 537, 763
- Tacconi, L. J., Neri, R., Genzel, R., et al. 2013, , 768, 74
- Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. 1985, , 291, 722
- Toomre, A. 1964, , 139, 1217
- Trujillo, I., Graham, A. W., & Caon, N. 2001, , 326, 869
- Tully, R. B. 2015, , 149, 171
- Tully, R. B., Courtois, H. M., & Sorce, J. G. 2016, , 152, 50
- Tully, R. B. & Fisher, J. R. 1977, , 500, 105
- Utomo, D. & Phangs Collaboration. 2021, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 53, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 310.02
- van der Tak, F. F. S., Black, J. H., Schöier, F. L., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. 2007, , 468, 627
- van der Wel, A., Franx, M., van Dokkum, P. G., et al. 2014, , 788, 28
- Veilleux, S., Cecil, G., & Bland-Hawthorn, J. 2005, , 43, 769
- Veilleux, S., Maiolino, R., Bolatto, A. D., & Aalto, S. 2020, , 28, 2
- Vollmer, B. 2003, , 398, 525
- Vollmer, B. & Beckert, T. 2003, , 404, 21

- Vollmer, B., Cayatte, V., Balkowski, C., & Duschl, W. J. 2001, , 561, 708
- Vollmer, B., Gratier, P., Braine, J., & Bot, C. 2017, , 602, A51
- Vollmer, B. & Leroy, A. K. 2011, , 141, 24
- Vollmer, B., Soida, M., Beck, R., et al. 2007, , 464, L37
- Walter, F., Brinks, E., de Blok, W. J. G., et al. 2008, , 136, 2563
- Wang, B. & Silk, J. 1994, , 427, 759
- Whitmore, B. C., Gilmore, D. M., & Jones, C. 1993, , 407, 489
- Wu, P.-F. 2018, , 473, 5468
- Wu, P.-F., Kudritzki, R.-P., Tully, R. B., & Neill, J. D. 2015, , 810, 151
- Wuyts, S., Förster Schreiber, N. M., van der Wel, A., et al. 2011, , 742, 96
- Zehavi, I., Zheng, Z., Weinberg, D. H., et al. 2011, , 736, 59



# Du gaz moléculaire aux étoiles

## Résumé

Insérer votre résumé en français suivi des mots-clés

Les observations de la Voie Lactée ont permis de mieux comprendre les relations d'échelle des nuages moléculaires et leur capacité à former des étoiles. Cependant, ces relations ne peuvent être établies dans les galaxies lointaines limitées par la résolution spatiale. Des études ont montré que l'efficacité de la formation stellaire varie au sein d'une même galaxie mais aussi fortement entre galaxies. Dans cette thèse, nous avons étudié des galaxies de champ et d'amas afin de mieux comprendre ces variations. La première partie est consacrée à l'extension d'un modèle analytique visant à reproduire les profils radiaux résolus du gaz et de la SFR pour les galaxies locales à l'échelle du kpc. Nous avons montré que les relations d'échelle que nous avons adoptées sont cohérentes avec les observations, avec de bonnes prédictions pour les facteurs de conversion du gaz et les dispersions de vitesse. En combinant les données multi-longueurs d'onde avec des modèles, nous avons étudié ensuite une région de gaz comprimé de la galaxies d'amis NGC 4654 présentant une densité de surface de gaz atomique et une SFR élevées. La rétroaction stellaire augmente la dispersion de vitesses du gaz et régule ainsi la SFR.

Milieu interstellaire, formation stellaire, évolution des galaxies, radio-astronomie millimétrique

## Résumé en anglais

Insérer votre résumé en anglais suivi des mots-clés

Milky Way observations have provided insight into scaling relations of molecular clouds and their ability to form stars. However, these relations cannot be established in distant galaxies due to the low spatial resolution of the available observations. Previous studies have shown that star-formation efficiency varies within galaxies and strongly between them. In this thesis, we have studied both isolated field and perturbed cluster galaxies to better understand these variations. The first part is dedicated to the extension of an analytical model aiming at reproducing resolved radial profiles of the gas and star-formation for local spiral galaxies at kiloparsec scale. We have shown that our adopted scaling relations are consistent with observations, with good predictions for both gas conversion factors and velocity dispersions. By combining multi-wavelength data with models, we have studied in a second part a compressed gas region of the Virgo cluster galaxy NGC 4654 presenting abnormally high atomic gas surface density and SFR. Stellar feedback increases the gas velocity dispersion and thus regulate the SFR.

Interstellar medium, star-formation, galaxy evolution, millimeter radioastronomy