



HAL
open science

Andromède : à propos de la faible densité du gaz moléculaire et de la formation d'étoiles dans sa région circum-nucléaire

Julien Dassa-Terrier

► **To cite this version:**

Julien Dassa-Terrier. Andromède : à propos de la faible densité du gaz moléculaire et de la formation d'étoiles dans sa région circum-nucléaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2019. Français. NNT : 2019PSLEO001 . tel-02941782

HAL Id: tel-02941782

<https://theses.hal.science/tel-02941782>

Submitted on 17 Sep 2020

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

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

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'Observatoire de Paris

**Andromède : à propos de la faible densité du gaz
moléculaire et de la formation d'étoiles dans sa région
circum-nucléaire**

Soutenue par

Julien DASSA-TERRIER

Le 26 mars 2019

École doctorale n°127

**Astronomie et astrophysique
d'Île-de-France**

Spécialité

Astronomie et Astrophysique

Composition du jury :

Laurent Pagani
Astronome, LERMA

Président

Véronique Buat
Professeur, LAM

Rapporteur

Jonathan Braine
astronome, LAB

Rapporteur

Nathalie Brouillet
Astronome, LAB

Examinatrice

Jacques Le Bourlot
Professeur, LERMA

Directeur de thèse

Anne-Laure Melchior
Maître de Conférence, LERMA

Codirectrice de thèse

**Thèse de doctorat
de l'Observatoire de Paris**

Spécialité : Astronomie et Astrophysique

Effectuée au LERMA, Observatoire de Paris

Andromède : à propos de la faible densité du gaz moléculaire et de la formation d'étoiles dans sa région circum-nucléaire

Présentée par

Julien DASSA-TERRIER

pour obtenir le grade de Docteur de l'Observatoire de Paris

Thèse soutenue le 26 mars 2019 devant le jury composé de :

Jacques Le Bourlot	Directeur de thèse
Anne-Laure Melchior	Co-directrice de thèse
Véronique Buat	Rapporteur
Jonathan Braine	Rapporteur
Laurent Pagani	Président du Jury
Nathalie Brouillet	Examinatrice

Remerciements

Ce n'est un mystère pour personne que cette thèse fut une épreuve longue et éprouvante, et cela ne sera donc une surprise pour personne que ces remerciements seront longs. Jamais cette thèse n'aurait pu être soutenue et arriver à son terme sans le soutien et la bonne volonté d'une foule de proches, d'amis et de collègues.

En premier lieu, je dois, bien entendu, remercier Anne-Laure Melchior sans qui rien n'aurait été possible, pour son encadrement et m'avoir guidé sur le chemin de la recherche pendant les dernières années. Mes pensées vont aussi vers Jacques Le Bourlot pour sa direction et ses actions qui ont fait la différence dans les périodes d'incertitudes. Merci aussi au jury de soutenance : Véronique Buat, Jonathan Braine, Nathalie Brouillet et Laurent Pagani, pour leur patience et flexibilité face à des délais très serrés ainsi que pour leurs retours pertinents et leurs indispensables corrections. Cette reconnaissance s'étend aussi à Thierry Fouchet pour son implication et sa compréhension. De même, d'importants remerciements sont de mise pour Françoise Combes, Philippe Salomé, Thibaut Leberthe, Jean-François Lestrades et Martina Wiedner pour leurs conseils et soutien. Merci à l'ensemble du personnel du LERMA et de l'Observatoire de Paris (en particulier Géraldine Gaillant), notamment les équipes technique et administrative, qui ont toujours su réagir rapidement pour que tout se passe dans les meilleures conditions. Merci aussi Nicolas Lesté-Lasserre, Sabrina Thiery et l'ensemble de la dircom de l'Observatoire de Paris ainsi que Noël Robichon et Jérémie Vaubaillon pour ces bons moments autour de la vulgarisation, de la médiation et de l'enseignement.

Je ne peux, évidemment, pas manquer de mentionner cette géniale bande rencontrée au cours de mes années de doctorat : Anelise, Adarsh, Benoit, Brisa, Desh, Fernando, Fiorella, Gaël, Gianluca, Isadora, Mathilde, Paola, Rose, Trisha et tant d'autres qui, je l'espère, me pardonneront si je les ai oublié ici ! Votre bonne humeur face à l'adversité était une source de motivation constante et vous êtes plus d'un à avoir su me convaincre de persister alors que je songeais à renoncer. Bien sûr, merci Evan, ce cher co-bureau qui a toujours été là, en particulier quand le fantôme de Cassini rodait ! Un énorme merci à vous tous pour votre aide, notamment pour les préparatifs de la soutenance, avec une mention spéciale pour Jonathan et Quentin dont les avis et conseils furent inestimables.

Merci à la team de choc que forment les Spacegeeks. Alice, Amaury, Arnaud, Charles, Emma, Etienne, Florian, Guilhem, Jess', Jules, Marine, Mathéo, Mélissandre, Robin, Sébastien... (j'en oublie certainement encore) votre soutien a été immense et merci de m'avoir emporté avec vous dans l'univers de la vulgarisation ! Alice, en particulier, tu gères.

Merci aussi à mes parents, et à ma famille, qui n'ont jamais failli et ont toujours su être là pour moi. Votre aide et soutien m'ont porté. Bien entendu, il faut associer à cela mes amis proches qui me suivent depuis parfois des décennies, des amis extra comme Antoine, Ann'so, Gaël, Guillaume, Jeff, Nicolas, Simon, Stéphane, Yann, Yannick et l'indispensable et toujours aussi étonnant M. Yves ! Enfin, je vais manquer de place, et je vais donc devoir arrêter de lister des noms mais sachez que je pense à vous, tous et toutes. Je pense à mes collègues de travail, à mes chers copains-copines de bagarre du Chapitre des Armes et à mes complices de toutes les aventures les Compagnons de l'Ouest.

À mon grand-père, mon grand oncle et mes grandes tantes.

Résumé

La galaxie M31 présente une morphologie atypique pour une galaxie spirale avec sa structure en deux anneaux (un anneau intérieur, excentré à 1 kpc et un anneau extérieur à 10 kpc) dans lesquels on trouve la majorité de sa masse gazeuse. Avec une région circum-nucléaire peu dense en gaz et dont la formation d'étoiles est particulièrement passive, il semble que le réservoir de gaz du noyau d'Andromède soit épuisé. L'origine de cette situation est encore débattue. Entre autres, on propose l'effet des rétroactions stellaires suite à des sursauts de formation d'étoiles récentes, une chute du gaz dans le trou noir central ou encore une collision avec la galaxie M32 qui aurait redistribué le gaz. Cette thèse se propose d'explorer la densité de gaz dans les 165 pc centraux de M31 avec des données interférométriques. Tout d'abord, à l'aide d'un algorithme d'identification permettant d'extraire des signaux peu intenses, nous produisons un catalogue de 12 nuages moléculaires. Dans un second temps, en nous appuyant sur des données GALEX, SDSS, 2MASS et SPITZER, nous étudions la distribution d'énergie spectrale de cette région. Celle-ci est compatible avec un modèle combinant une contribution significative d'étoiles âgées de 8 Ga et une contribution plus modeste d'étoiles de 200 Ma. L'étude des hydrocarbures aromatiques polycycliques dans la zone d'influence du trou noir est compatible avec l'existence d'un récent pic de formation d'étoiles. Nous proposons une nouvelle carte de la densité de surface de formation d'étoiles dans le noyau de M31. Nos travaux confirment la faible densité de gaz et de formation d'étoiles dans la région, nous estimons la masse de gaz totale à $8.4 \times 10^4 M_{\odot}$ et posons une borne supérieure égale à $1.2 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$ pour la densité de surface de formation d'étoiles.

Mots clés : M31 - Formation d'étoiles - Milieu interstellaire - Radio astronomie - Nuages Moléculaire

Abstract

The galaxy M31 shows an atypical morphology for a spiral galaxy, with its two rings structure (the eccentric 1 kpc inner ring and the outer 10 kpc ring) which contains most of its gas mass. Its circum-nuclear region is empty and star formation seems absent, leading us to expect Andromeda's nucleus gas reservoir to be depleted. Explanations for this phenomenon are still up for debate. The main hypothesis include stellar feedback triggered by a recent starburst, gas infall in the black hole or a head-on collision with M32 which could have redistributed the gas. In this thesis, we use interferometric data to explore the gas density within the central 165 pc of M31. We produce a 12 molecular clouds catalog and rely on GALEX, SDSS, 2MASS and SPITZER data to study the spectral energy distribution. It showed to be consistent with a combination models with a strong contribution of a 8 Gyr old stellar population and a modest contribution of 200 Myr old stellar population. The study of the polycyclic aromatic hydrocarbon in the black hole sphere of influence is compatible with the existence of a recent starburst. We create a new star formation rate map for M31 nucleus. Our work confirms the low density of molecular gas and star formation in the circum-nuclear region. We estimate the total gas mass $8.4 \times 10^4 M_{\odot}$ and set an upper limit for the surface density star formation rate $1.2 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$.

Keywords : M31 - Star formation - Interstellar medium - Radio astronomy - Molecular Clouds

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Un peu d'histoire de l'astronomie : Andromède dans l'Histoire	2
1.2	Les galaxies, notions fondamentales	4
1.2.1	Classification des galaxies	4
1.2.2	Le Groupe Local	6
1.2.3	La Voie Lactée	7
1.2.4	La galaxie Andromède : M31	8
1.2.5	A quoi comparer M31 ?	13
1.3	Formation et évolution des étoiles	13
1.3.1	Nuage moléculaire et proto-étoile	14
1.3.2	Évolution des étoiles	16
1.4	Le gaz moléculaire	18
1.4.1	La molécule CO	18
1.4.2	Les nuages moléculaires dans M31	19
1.5	Loi de formation des étoiles	22
1.5.1	De la luminosité à la formation d'étoiles	23
1.5.2	Fonction de masse initiale	25
1.5.3	Méthode composite de calcul du taux de formation d'étoiles	25
1.5.4	Hydrocarbures aromatiques polycycliques	27
1.5.5	Mécanismes de régulation	28
1.5.6	Loi de Kennicutt-Schmidt	29
1.6	Télescopes et campagnes d'observations	31
1.6.1	IRAM – radioastronomie	31
1.6.2	GALEX – Ultraviolet	32
1.6.3	SPITZER - Infrarouge	33
1.6.4	SDSS – Optique	34
1.6.5	2MASS	34
1.6.6	ATLAS ^{3D}	35
1.7	Méthode statistique : Analyse en Composantes Principales	35
1.8	Identification des nuages moléculaires : CPROPS	39
1.9	Objectifs de la thèse	41
2	Nuages moléculaires dans le champ central de M31	43
3	Formation d'étoiles et poussière dans le centre de M31	79

3.1	Étude des hydrocarbures aromatiques polycycliques	80
3.1.1	Spectre de l'infrarouge moyen	81
3.2	Distribution d'énergie spectrale de la région	86
3.2.1	Loi de Kennicutt-Schmidt	86
3.3	Discussion	89
Conclusion		93
A Catalogue de nuages moléculaires dans M31 : Tables et Figures supplémentaires		97
A.1	Analyse préliminaire avec GILDAS	97
A.2	Extrapolations de l'ensemble des candidats	97
B PAHFIT		133
B.1	PAHFIT, décomposition du spectre d'émission des hydrocarbures aromatiques polycycliques	133
Références		135

Liste d'abréviations

Français		Anglais	
DES	Distribution d'énergie spectrale	SED	Spectral energy distribution
EFE	Efficacité de formation d'étoiles	SFE	Star formation efficiency
FMI	Fonction de masse initiale	IMF	Initial mass function
HAP	Hydrocarbures aromatiques polycycliques	PAH	Polycyclic aromatic hydrocarbon
IRL	Infrarouge lointain	FIR	Far-infrared
IRM	Infrarouge moyen	MIR	Middle-infrared
IRP	Infrarouge proche	NIR	Near-infrared
LMH	Largeur à mi-hauteur	FWHM	Full width at half maximum
NMF	Matière noire froide	CMD	Cold dark matter
MIS	Milieu interstellaire	ISM	Interstellar medium
NGA	Noyau galactique actif	AGN	Active galactic nuclei
NMG	Nuage moléculaire géant	GMC	Giant molecular cloud
RNEFI	Région nucléaire de raies d'émission faiblement ionisées	LINER	Low-ionization nuclear emission-line region
SPSI	Synthèse de populations stellaires isochrones	SSP	Single-age stellar population
SSFE	Sursaut de formation d'étoiles	SB	Starburst
TFE	Taux de formation d'étoiles	SFR	Star formation rate
UVL	Ultraviolet lointain	FUV	Far-ultraviolet
UVP	Ultraviolet proche	NUV	Near-ultraviolet
ZMC	Zone moléculaire centrale	CMZ	Central molecular zone

CHAPITRE 1

Introduction

Sommaire

1.1	Un peu d'histoire de l'astronomie : Andromède dans l'Histoire	2
1.2	Les galaxies, notions fondamentales	4
1.2.1	Classification des galaxies	4
1.2.2	Le Groupe Local	6
1.2.3	La Voie Lactée	7
1.2.4	La galaxie Andromède : M31	8
1.2.5	A quoi comparer M31 ?	13
1.3	Formation et évolution des étoiles	13
1.3.1	Nuage moléculaire et proto-étoile	14
1.3.2	Évolution des étoiles	16
1.4	Le gaz moléculaire	18
1.4.1	La molécule CO	18
1.4.2	Les nuages moléculaires dans M31	19
1.5	Loi de formation des étoiles	22
1.5.1	De la luminosité à la formation d'étoiles	23
1.5.2	Fonction de masse initiale	25
1.5.3	Méthode composite de calcul du taux de formation d'étoiles	25
1.5.4	Hydrocarbures aromatiques polycycliques	27
1.5.5	Mécanismes de régulation	28
1.5.6	Loi de Kennicutt-Schmidt	29
1.6	Télescopes et campagnes d'observations	31
1.6.1	IRAM – radioastronomie	31
1.6.2	GALEX – Ultraviolet	32
1.6.3	SPITZER - Infrarouge	33
1.6.4	SDSS – Optique	34
1.6.5	2MASS	34
1.6.6	ATLAS ^{3D}	35
1.7	Méthode statistique : Analyse en Composantes Principales	35
1.8	Identification des nuages moléculaires : CPROPS	39
1.9	Objectifs de la thèse	41

L'étude des galaxies est essentielle à la compréhension de l'Univers. Les mécanismes entourant la formation et l'évolution des galaxies sont au cœur des investigations scientifiques actuelles. L'épuisement du réservoir de gaz moléculaire des galaxies est un processus encore mystérieux sur plus d'un aspect, au même titre que la formation des étoiles, en particulier massives. Ce travail de thèse apporte des éléments à travers l'étude de la distribution du gaz moléculaire dans la région circum-nucléaire de la galaxie Andromède.

La galaxie Andromède, référencée dans le catalogue Messier sous le numéro 31 depuis le 3 Août 1764, est la plus massive du Groupe Local, avec une masse de l'ordre de $10^{12} M_{\odot}$, et l'une des plus proches de la Voie Lactée, approximativement 750 kpc¹. Visible à l'œil nu dans d'excellentes conditions, en particulier de faible pollution lumineuse, elle est souvent comparée à la Voie Lactée car toutes deux sont de type spirale. Sa structure inhabituelle avec deux anneaux en fait pourtant une galaxie spirale atypique. Elle bénéficie de multiples campagnes d'observations, et est très étendue dans le ciel avec sa dimension apparente de $190' \times 60'$ (*NASA/IPAC Extragalactic Database*). Avec un taux de formation d'étoiles (TFE) particulièrement faible, 4 à 8 fois inférieur à ce que l'on observe dans la Voie Lactée, et une région centrale très peu dense, avec une masse de gaz inférieure à celle de la région centrale de la Voie Lactée de deux ordres de grandeur, M31 se distingue néanmoins de notre galaxie.

Dans ce chapitre, nous retraçons brièvement l'histoire des observations de la galaxie M31 en Section 1.1. Dans la Section 1.2, nous abordons la classification des galaxies ainsi que les propriétés de la Voie Lactée et M31. En Section 1.3, nous posons les bases nécessaires à la compréhension de l'évolution des galaxies et de la formation des étoiles. Dans la Section 1.4, nous expliquons comment les émissions du CO peuvent servir de traceurs de la molécule H₂ et nous revenons sur les campagnes d'observations du gaz moléculaire dans M31. Nous développons en Section 1.5 les techniques permettant de mesurer la formation d'étoiles. En Section 1.6, nous résumons les moyens d'observations et les catalogues que nous avons utilisés au cours de nos travaux. Nous développons la méthode statistique de l'analyse en composantes principales dans la Section 1.7. Enfin, nous abordons la méthode d'identification des nuages moléculaires que nous avons utilisée dans la Section 1.8.

1.1 Un peu d'histoire de l'astronomie : Andromède dans l'Histoire

Au moyen-âge, le Perse Abd al-Rahmān al-Sūfi (903-986) nous livre dans le *Traité des Etoiles Fixes*, la plus ancienne référence de l'observation d'Andromède connue. Lorsque la lunette astronomique est inventée au XVII^{ème} siècle, c'est l'astronome allemand Simon Marius qui la tourne vers elle le premier. Au cœur des controverses suite aux accusations de

1. La distance de M31 est encore discutée et une littérature riche consacrée à ce sujet est abordée en Section 1.2.4

plagiat de son contemporain Galilée (Oudemans & Bosscha 1903; Tsvetkova et al. 2015), sa description d'Andromède lui vaudra néanmoins 150 ans plus tard d'être considéré, à tort, comme son découvreur par Charles Messier (1730-1817) où elle apparaît comme nébuleuse. Bien que la nature réelle d'Andromède ne soit pas encore établie à l'époque, il arrive qu'on la considère comme un « univers-île » voisin qui pourrait être semblable à notre Voie Lactée, suggestion que l'on trouve par exemple chez William Herschel (1738-1822). La « grande nébuleuse d'Andromède » est envisagée comme une galaxie distincte au XIX^{ème} siècle, une théorie qui gagne en partisans notamment avec les observations de William Huggins (1824-1910) qui, en 1824, parvient à mettre en évidence des distinctions entre les spectres des nébuleuses gazeuses et des galaxies.



FIGURE 1.1 – Plus ancienne photo de la galaxie M31 prise par Isaac Roberts en 1888.

Le débat reprend avec plus d'intensité encore quand la supernova 1885A explose dans la galaxie d'Andromède (de Vaucouleurs & Corwin 1985). L'astronome allemand Ernst Hartwig (1851-1923) aurait été le premier à l'avoir observée, depuis l'observatoire de Dorpat en Estonie. Il existe néanmoins des doutes quant au fait qu'Hartwig est le premier observateur, puisqu'on trouve d'autres observateurs de l'époque qui la référencent (Steinicke 2010). Ce sont les premières photographies (voir Figure 1.1) de l'astronome amateur britannique Isaac Roberts (1829-1904) qui permettent de distinguer la structure spirale de M31.

Andromède a de plus un mouvement propre. L'astronome américain Vesto Melvin Slipher (1875-1969) parvient en effet, en 1912, à mesurer sa vitesse radiale de 300 km s^{-1} . Il faut néanmoins attendre qu'Edwin Hubble applique la relation période-luminosité des Céphéides découverte par Leavitt & Pickering (1912) à des Céphéides d'Andromède, en 1929, pour que sa distance soit mesurée et que l'on puisse confirmer qu'elle est trop lointaine pour faire partie de la Voie Lactée. Cette découverte donne naissance à l'astronomie extra-galactique.

1.2 Les galaxies, notions fondamentales

Une galaxie est un objet céleste composé essentiellement de matière noire et d'une composante baryonique constituée en majorité d'étoiles. La masse restante forme le milieu interstellaire (MIS) : les poussières, le gaz atomique, moléculaire et ionisé. Dans notre Galaxie, il comporte 70% d'hydrogène, 28% d'hélium et 2% d'éléments lourds (Lequeux et al. 2002). Tous ces éléments sont liés par la gravité, orbitant autour d'un trou noir super-massif occupant le centre de masse de la galaxie. Le gaz moléculaire se concentre en étoiles, qui produisent les éléments lourds nécessaires à la production des planètes et autres petits corps. La masse des galaxies peut varier de $\sim 10^5 M_\odot$ à $\sim 10^{12} M_\odot$, et leur diamètre est typiquement compris entre 1 et 100 kpc. Conselice et al. (2016) estime à 2×10^{12} le nombre de galaxies avec un décalage vers le rouge (*redshift*) inférieur ou égal à 8.

1.2.1 Classification des galaxies

Lorsque l'on découvre que les nébuleuses, jusqu'alors considérées comme galactiques, sont en réalité des « univers-îles », des objets extra-galactiques ayant leurs propres caractéristiques et morphologie, il devient nécessaire et utile de créer une classification qui leur est propre. Dans *The Realm of Nebulae*, Hubble (1937) pose les bases de ce qui deviendra la classification de Hubble. Elle consiste en quatre classes de galaxies, chacune disposant d'une morphologie propre. Trois types de galaxies sont déterminés : les galaxies elliptiques (E), les galaxies spirales (S) et les galaxies lenticulaires (S0). Un quatrième type, les galaxies irrégulières, accueille toutes les galaxies qui n'entrent dans aucune des autres classes.

Hubble pensait que cette classification reflétait leur évolution temporelle, d'où l'utilisation des termes "type précoce" et "type tardif" associés aux galaxies elliptiques et spirales respectivement. Cette terminologie peut porter à confusion maintenant qu'il est établi que la formation et l'évolution des galaxies est différente de ce qui avait été imaginé à l'époque mais il arrive encore de trouver ces expressions dans la littérature.

On sait depuis des décennies qu'il existe une classe de galaxies rouges (Baum 1959; Eales et al. 2018) ainsi qu'une classe de galaxies bleues, mais c'est réellement l'avènement des campagnes d'observations extragalactiques à grande échelle et des grands catalogues comme le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) qui a permis entre autres d'établir une division des galaxies selon le diagramme couleur-magnitude (Tully et al. 1982; Strateva et al. 2001; Kauffmann et al. 2003; Baldry et al. 2004; Blanton & Moustakas 2009; Belfiore et al. 2018). Les galaxies bleues (souvent classées en type tardif), jeunes et actives, forment des étoiles par opposition aux galaxies rouges (souvent classées en type précoce), anciennes et passives. Le mécanisme responsable de ce phénomène est lié à la durée de vie des étoiles. Les étoiles massives, dont la température est la plus élevée, émettent dans l'ultraviolet (UV) et ont une durée de vie courte, de moins de 10 Ma pour celles dont la masse excède $25 M_\odot$. Au contraire, les étoiles moins massives, dont la durée de vie peut se compter en

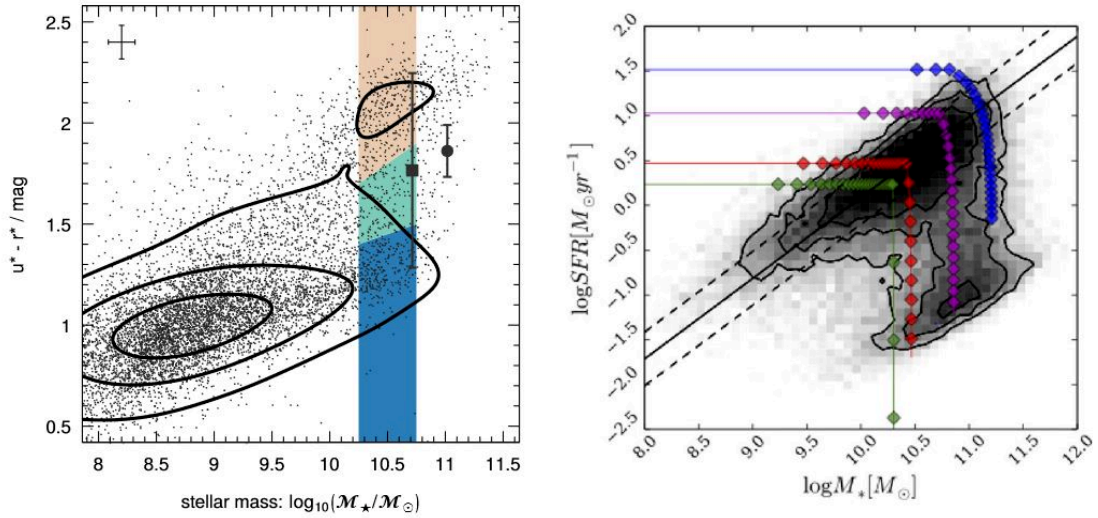


FIGURE 1.2 – *Gauche* : relation couleur–masse stellaire pour des galaxies avec $z < 0.06$ reproduite de [Kelvin et al. \(2018\)](#). On peut y voir les contours pour 20/50/80 centiles ainsi que des zones en orange, vert et bleu sur l'intervalle de masse qu'ils étudient. La Voie Lactée est représentée par le carré noir et M31 par le cercle plein noir avec des barres d'incertitudes, en se basant sur les données de [Mutch et al. \(2011\)](#). *Droite* : relation formation d'étoiles–masse stellaire pour un échantillon de 126 316 galaxies, reproduite de [Smethurst et al. \(2015\)](#). Ils proposent ici différents modèles d'évolution de galaxies, chaque losange étant un pas de 0.5 Ga. Chaque modèle correspond à un temps d'extinction allant de 11.5 Ga (vert) à 3.0 Ga (bleu) et un temps caractéristique compris entre 0.25 (vert) et 2.0 Ga (bleu).

Ga, sont amenées à évoluer en géantes rouges, émettant principalement dans l'infrarouge² (IR; [Sparke & Gallagher 2007](#)).

Cette division des galaxies en deux groupes se retrouve ailleurs. [Kelvin et al. \(2018\)](#) référencent une variété d'exemples comme les diagrammes couleur–couleur ([Strateva et al. 2001](#)) ou taille–magnitude ([Kelvin et al. 2014a](#)). En particulier, les relations couleur–masse stellaire ([Kelvin et al. 2014b](#); [Taylor et al. 2015](#); [Kelvin et al. 2018](#)) et formation d'étoiles–masse stellaire ([Smethurst et al. 2015](#)) présentent aussi cette division (Voir Figure 1.2), évoquant alors des scénarios d'évolution de galaxies où la masse stellaire croît jusqu'à un point critique à partir duquel elle se stabilise tandis que la formation d'étoiles se raréfie.

Cet état de transition d'une galaxie active vers une galaxie passive est connu sous le nom de "Vallée Verte" et a été mis en évidence par des observations GALEX ([Martin et al. 2007](#); [Wyder et al. 2007](#)). Certains résultats du programme Galaxy Zoo³ apportent néanmoins des preuves fortes de l'existence d'au moins deux scénarios radicalement différents de transition ([Schawinski et al. 2014](#)). En Figure 1.3, nous observons en effet que, si la majorité des galaxies elliptiques sont rouges et la majorités des galaxies spirales sont bleues, l'existence de galaxies elliptiques bleues et spirales rouges suggère en réalité

2. Nous reviendrons plus en détail sur la vie des étoiles en Section 1.3.2

3. Données disponibles publiquement sur : <http://data.galaxyzoo.org/>

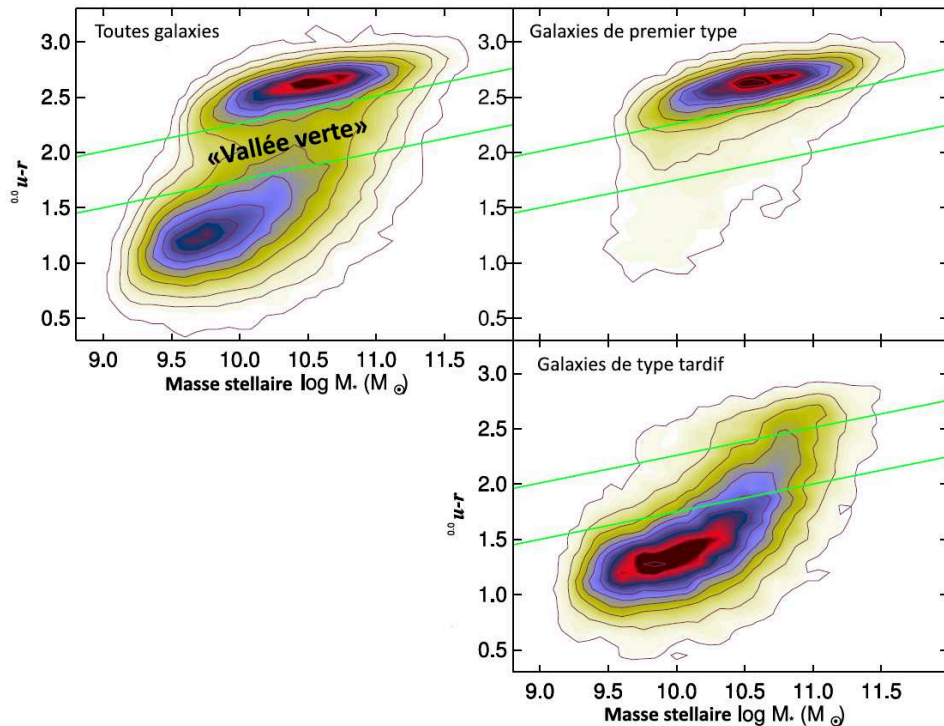


FIGURE 1.3 – Diagrammes couleur–masse reproduits de [Schawinski et al. \(2014\)](#). Les lignes parallèles vertes délimitent la région correspondant à la "Vallée Verte". Les contours sont linéaires et normalisés sur la valeur la plus haute de chaque panneau. Bien qu'on observe peu de galaxies elliptiques bleues ou vertes et peu de galaxies spirales rouges ou vertes, le phénomène de "Vallée Verte" n'est réellement visible qu'en prenant un échantillon comprenant toutes les galaxies.

que chaque morphologie répond à des mécanismes propres. Ces résultats sont, à ce jour, soutenus par la littérature ([Smethurst et al. 2015](#); [Kelvin et al. 2018](#)).

1.2.2 Le Groupe Local

Le Groupe Local est un groupe de galaxies qui accueille, entre autres, notre Galaxie ainsi que la galaxie M31 (Voir Figure 1.4). Celles-ci sont particulièrement intéressantes pour le domaine de l'astrophysique extra-galactique car il est possible de les observer avec une résolution relativement élevée par rapport aux galaxies à plus haut décalage vers le rouge. On y trouve aussi les Nuages de Magellan, galaxies satellites de la Voie Lactée qui ont servi de référence pour les galaxies naines irrégulières ([Mo et al. 2010](#)). Elles sont riches en gaz, avec une formation d'étoiles très active et une métallicité faible, une tendance que l'on retrouve dans le Groupe Local pour les galaxies dont la masse stellaire est modeste ([Mateo 1998](#)).

Groupe Local (Amas Local)

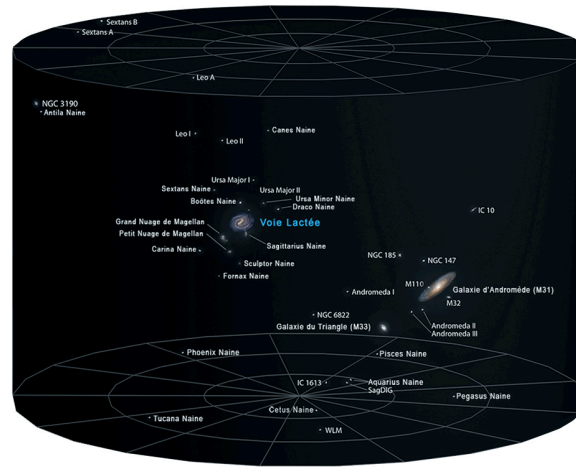


FIGURE 1.4 – Représentation schématique du Groupe Local. Crédit : Andrew Z. Colwin.

1.2.3 La Voie Lactée

La Voie Lactée doit son nom à son apparence, une bande blanchâtre traversant le ciel lors des nuits dégagées (voir Figure 1.5). La Figure 1.6, tirée de [Sparke & Gallagher \(2007\)](#), donne une représentation de la Galaxie telle qu'elle serait vue de l'extérieur. Le Soleil se trouvant à $R_0 \approx 8 \text{ kpc}$ du centre galactique, la "Voie Lactée" observable dans notre ciel n'est autre que le disque vu d'une étoile située en périphérie. Orbitant autour de ce centre à une vitesse de 220 km s^{-1} , notre étoile met environ 250 millions d'années à compléter une révolution ([Mo et al. 2010](#); [McMillan 2017](#)). Au centre galactique, on trouve Sagittarius A*, le trou noir supermassif de la Voie Lactée dont la masse est de $4 \times 10^6 M_\odot$ ([Ghez et al. 2003](#); [Gillessen et al. 2009](#)).

Notre galaxie apparaît être une galaxie spirale barrée disposant d'un bulbe, une région sphérique centrale où la densité d'étoiles est plus élevée. Le disque galactique est épais de $\sim 0.6 \text{ kpc}$ et a un diamètre de 30 kpc . La formation d'étoiles de la Voie Lactée est principalement concentrée dans le disque. Aussi appelé disque fin, il contient la majorité de la masse du gaz présent dans la Voie Lactée, c'est à dire $\sim 7 \times 10^9 M_\odot$ ([Draine 2011](#)). La masse stellaire est répartie entre le disque où elle est égale à $(5.17 \pm 1.11) \times 10^{10} M_\odot$ et l'ensemble formé par le bulbe et la barre qui contient $(0.91 \pm 0.07) \times 10^{10} M_\odot$ ([Licquia & Newman 2015](#)). Un disque épais enveloppant le disque fin est aussi présent, son épaisseur est de $\sim 1 \text{ kpc}$ mais sa masse est d'un ordre de grandeur inférieur à celle du disque fin.

La Voie Lactée est aussi baignée dans un halo de matière noire, une sphère de 100 kpc de rayon et d'une masse estimée à $\sim 10^{12} M_\odot$ ([McMillan 2011](#)). Bien qu'elle ne puisse être observée, cette masse de matière noire expliquerait la courbe de rotation de la Voie Lactée. La vitesse de rotation des étoiles distantes du centre galactique est à peu près constante, figée à $\sim 220 \text{ km s}^{-1}$. Ceci est incompatible avec les lois de Kepler à moins qu'une masse indétectable sur le spectre électromagnétique ne soit présente.

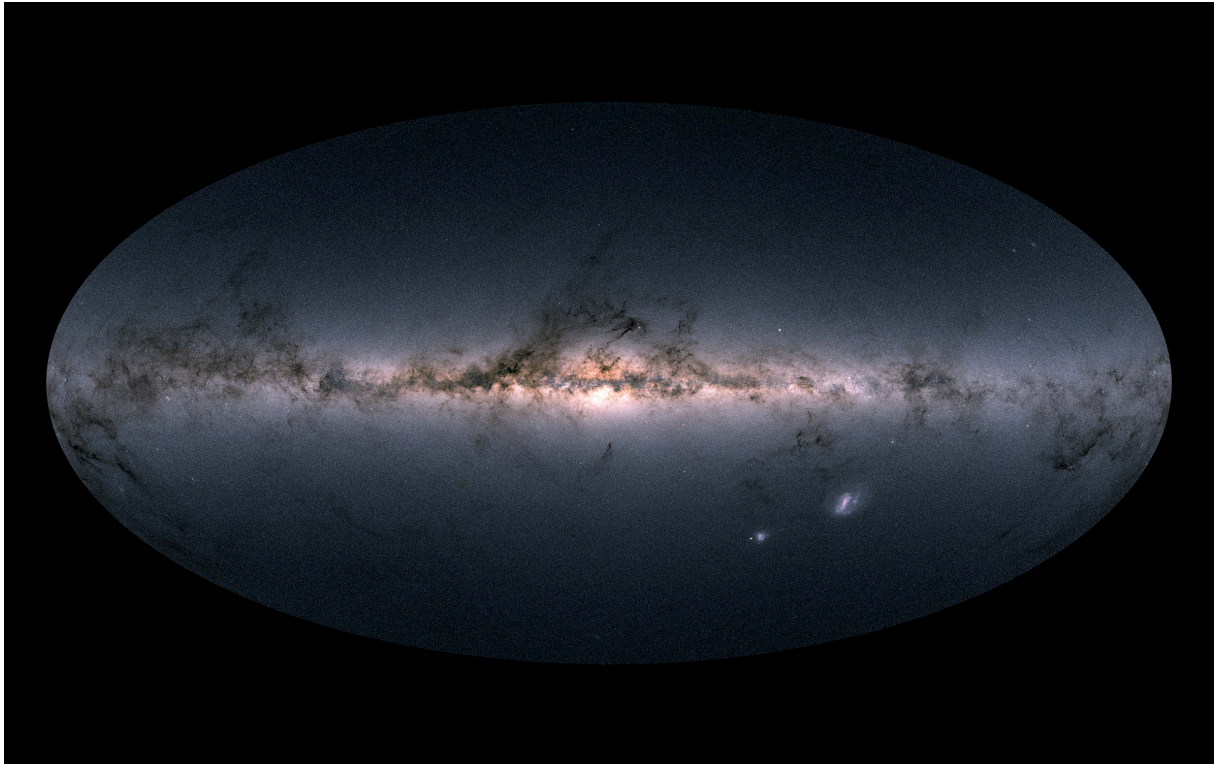


FIGURE 1.5 – Carte de la Voie Lactée construite à partir des mesures de la mission Gaia. Elle a permis de produire un catalogue d’approximativement 1.7 milliard d’étoiles en 22 mois d’observation (de juillet 2014 à mai 2016). On peut notamment apercevoir les Nuages de Magellan en bas à droite de la carte. Crédit : ESA/Gaia/DPAC.

Cette importante quantité d’informations disponibles nous permet de la caractériser en détail et en fait une référence pour la compréhension des autres galaxies ainsi que des processus cosmologiques (Freeman & Bland-Hawthorn 2002). Dans le paradigme de la matière noire froide, la Voie Lactée se serait formée par accrétion (Bland-Hawthorn & Gerhard 2016), en premier lieu par l’effondrement d’une partie du bulbe en trou noir, une première étape vers Sagittarius A* à laquelle aurait succédé la formation du disque épais. Il est possible que le halo interne se soit formé à la même époque tandis que le halo externe est la conséquence de l’accrétion au cours des milliards d’années suivants (Prada et al. 2006). Le disque fin semble s’être formé à la suite d’un autre processus d’accrétion au cours de la même longue période (Brook et al. 2012).

1.2.4 La galaxie Andromède : M31

Située dans la constellation d’Andromède (voir Figure 1.7), la galaxie Andromède est aussi connue sous le nom M31, le trente-et-unième objet du catalogue d’objets célestes réalisé par Charles Messier en 1784. Il s’agit d’une des galaxies les plus proches de la Voie Lactée et la plus massive du Groupe Local. Elle est 50% plus lumineuse que notre Galaxie. 90% de la lumière visible dans le Groupe Local est émise par la Voie Lactée, M31 et M33, cumulées. Il s’agit aussi d’une galaxie spirale mais elle ne dispose pas de barre centrale et sa

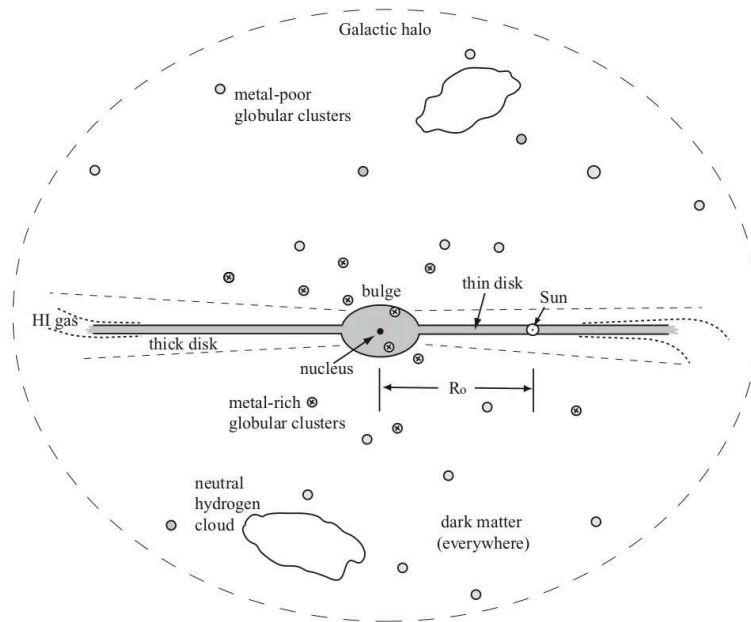


FIGURE 1.6 – Représentation schématique de la Voie Lactée, vue de côté. Cette représentation est proposée par *Sparke & Gallagher (2007)* à partir des données les plus récentes disponibles à la date de publication.

morphologie est relativement atypique avec une structure en deux anneaux (*Block et al. 2006*). Ces deux anneaux apparaissent principalement grâce aux émissions infrarouges issues du MIS (voir Figure 1.8). Elle a de nombreuses galaxies satellites, dont M32 qui est aussi la seule galaxie elliptique du Groupe Local (*Sparke & Gallagher 2007*). M31 est, plus précisément, classifiée comme une galaxie spirale de type SA(s)b (*de Vaucouleurs et al. 1991*) et se trouve dans la "Vallée Verte" (*Mutch et al. 2011*).

De nombreuses estimations existent pour la distance entre la Voie Lactée et M31, pour la plupart compatibles par leurs incertitudes. *Sparke & Gallagher (2007)* donnent une distance approximative de 770 kpc. *Vilardell et al. (2006)* référencent 16 articles abordant la mesure de la distance de M31 par différentes méthodes dont les résultats s'étendent de 640 kpc à 820 kpc. *Ribas et al. (2005)* obtiennent une distance de 772 ± 44 kpc en utilisant, pour la première fois, des étoiles binaires à éclipses. *Vilardell et al. (2007)* mesurent une distance de 731 ± 42 kpc à l'aide d'un échantillon de 281 céphéides. La mesure la plus récente et précise disponible a été calculée par *Riess et al. (2012)* qui trouvent 752 ± 27 kpc avec 68 céphéides bénéficiant d'une très bonne incertitude sur leur magnitude. Cela fait de M31 l'un des objets les plus lointains visible à l'œil nu. Les distances de 780 kpc (*de Grijs & Bono 2014*) et 785 ± 25 kpc (*McConnachie et al. 2005*) sont souvent utilisées dans le domaine de l'étude des nuages moléculaires. Nous utilisons la distance 780 kpc dans cette thèse pour rester cohérent avec les recherches sur lesquelles nous nous basons et que nous référençons (*Melchior & Combes 2013, 2017*).

La masse de M31 est $M_{M31} \geq 1.5 \times 10^{12} M_{\odot}$ selon des estimations récentes (*Phelps et al. 2013; Patel et al. 2017*) contre $M_{MW} = 1.17^{+0.21}_{-0.15} \times 10^{12} M_{\odot}$ pour la Voie Lactée (*Callingham et al. 2019*). Andromède bénéficie de près de 300 amas globulaires, ce qui est le double



FIGURE 1.7 – Haut : capture du logiciel Stellarium situant la galaxie Andromède dans le ciel, elle est désignée par une ellipse orange. Les deux ellipses proches de sa position sont M32 et M110. Bas : photographie dans l’optique de M31. On distingue nettement le bulbe central et les bras spiraux. M110 et M32 apparaissent aussi, la première étant en haut et allongée tandis que la seconde est plus proche du centre de M31 et de forme ronde (Sparke & Gallagher 2007). Crédit pour la photographie : Lorenzo Comolli.

de la Voie Lactée. En plus de M32, elle a aussi plusieurs autres galaxies satellites. La masse stellaire globale de M31 est de $(5.7 - 10.3) \times 10^{10} M_{\odot}$ selon les estimations (Geehan et al. 2006; Seigar et al. 2008; Chemin et al. 2009; Corbelli et al. 2010; Tamm et al. 2012; Sick et al. 2015). La masse stellaire de son bulbe seul est importante, estimée à $(4.4 - 6.6) \times 10^{10} M_{\odot}$ par Tamm et al. (2012). Viaene et al. (2014) estiment une masse stellaire de $0.81 \times 10^{10} M_{\odot}$ dans un rayon de 1 kpc autour du noyau de M31. On y trouve en revanche très peu de gaz. Comme nous le voyons en Figure 1.9, la concentration en HI et en CO y est très faible. Un constat que l’on retrouve dans les observations de Melchior & Combes (2016). Nous développons plus en profondeur cette question en Section 1.4.2.

Après M32 (Tonry 1984, 1987), M31 est la seconde galaxie où un trou noir super-

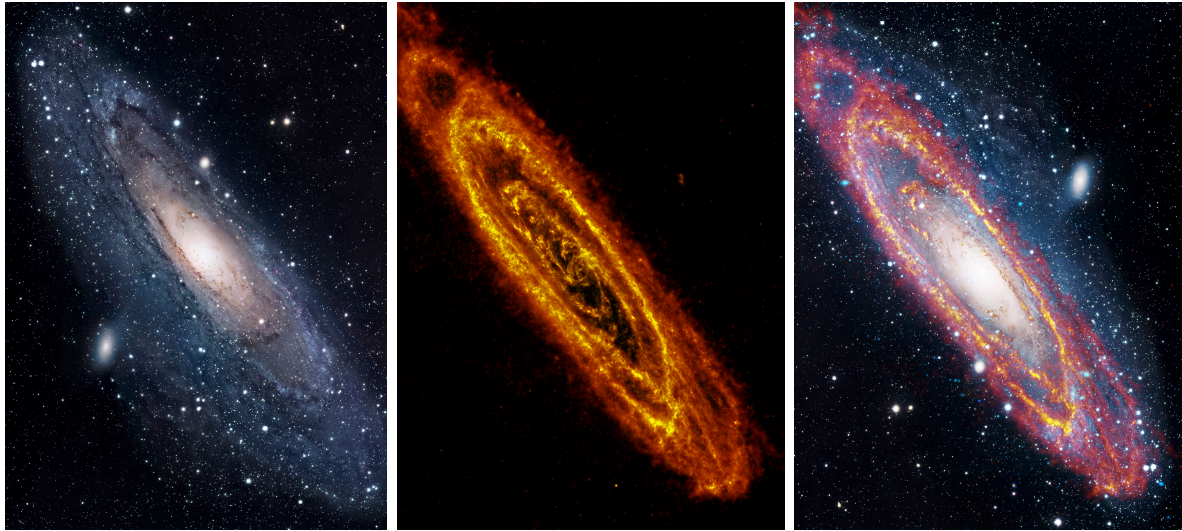


FIGURE 1.8 – Photographies de M31 dans l’optique (à gauche ; Crédit : R. Gendler), dans l’infrarouge lointain (au milieu ; Crédit : ESA/Herschel/PACS/SPIRE/J.Fritz) et image composite optique, infrarouge et rayons X (à droite ; Crédits : ESA/Herschel/PACS/SPIRE/J.Fritz, U.Gent/XMM-Newton/EPIC/W. Pietsch, MPE/R. Gendler). La structure en deux anneaux de M31, invisible dans l’optique, apparaît nettement dans l’infrarouge.

massif a été détecté en son centre (Dressler 1984; Kormendy 1988; Dressler & Richstone 1988; Bender et al. 2005). Ce trou noir super-massif, bien qu’ayant une masse de $1.4 \times 10^8 M_{\odot}$ (Bender et al. 2005) n’émet que $\sim 10^{-10}$ de sa luminosité d’Eddington⁴ (L_{Edd} ; Li et al. 2011). En comparaison, Sgr A*, le trou noir supermassif de la Voie Lactée, émet $\sim 10^{-8} L_{\text{Edd}}$ (Genzel et al. 2010) pour une masse de seulement $4 \times 10^6 M_{\odot}$ (Ghez et al. 2003), une émission déjà faible en comparaison de leurs homologues à haut décalage vers le rouge (Ho 2009; Zhang et al. 2009; Ponti et al. 2017). Aux abords du trou noir, on observe trois formations : P1, P2 et P3. Les deux premières, deux pics de luminosité, ont été pour la première fois distinguées par le HST (Lauer et al. 1993), P1 se situant à environ $0.5''$ de P2, ce dernier étant très proche du centre dynamique de M31. Ils forment une structure de disque stellaire excentré P1+P2 car ceux-ci auraient dû fusionner en moins de 10^8 yr au vu de leur distance et masses estimées (Tremaine 1995; Emsellem & Combes 1997). Dans le même temps, King et al. (1995) observent de fortes émissions dans l’ultraviolet lointain (UVL; 1344-1786 Å) dans P2 puis Lauer et al. (1998) suggèrent que cela est le produit d’étoiles jeunes de type A. Ceci est confirmé par Bender et al. (2005) qui nomment cette structure P3, la distinguant de P1 et P2 à cause de ses différences nettes en terme de comportement cinématique et de population stellaire.

On n’observe que très peu de formation d’étoiles dans le centre galactique de M31. A partir des cartes de Viaene et al. (2014), on peut estimer un TFE de seulement $10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ dans une zone centrale de $36'' \times 36''$. La région centrale d’Andromède est une région nucléaire de raies d’émission faiblement ionisées (RNEFI; Mutch et al. 2011), soit

4. La luminosité de Eddington est définie comme $L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} (M_{\text{BH}}/M_{\odot}) \text{ erg s}^{-1}$, où M_{BH} est la masse du trou noir considéré. Il s’agit de la luminosité maximum qu’un objet céleste pourrait théoriquement atteindre en fonction de sa masse. Dans le cas du trou noir, il s’agit de la limite de luminosité d’accrétion.

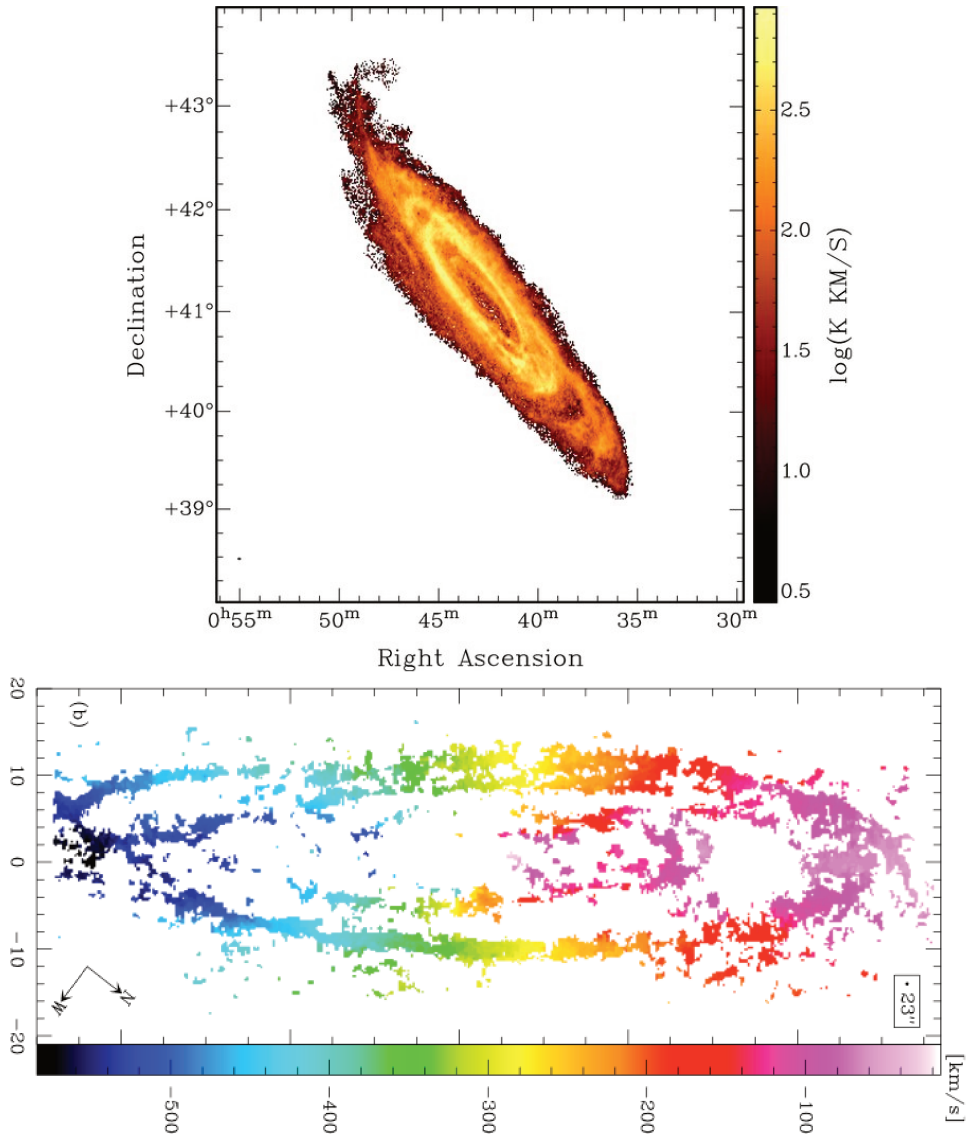


FIGURE 1.9 – Haut : distribution du HI dans M31 de *Chemin et al. (2009)* obtenue avec le Synthesis Telescope au Dominion Radio Astrophysical Observatory. La majorité du signal est concentrée dans le disque, le noyau émet très peu dans la raie des 21-cm. Bas : carte du gradient de vitesse du CO dans M31 faite par *Nieten et al. (2006)* produite à partir de la combinaison de 12 champs, observés à l'aide du 30-m de l'IRAM.

Low ionization nuclear emission-line region (LINER) en anglais. Les nuages moléculaires géants (NMC), des nuages dont la masse est comprise entre 10^5 et $10^7 M_{\odot}$ et la taille d'environ 40 pc (*Hughes et al. 2015*) y sont rares, voir absents, ce qui n'est pas le cas dans l'anneau des 10 kpc. Le TFE global de M31 est de $0.189 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ et de $0.091 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ dans l'anneau des 10 kpc (*Viaene et al. 2014*)⁵.

5. Consulter la Table 3 de *Viaene et al. (2014)* pour les caractéristiques de M31 globale, du bulbe, du disque intérieur, de l'anneau des 10 kpc et du disque extérieur.

TABLE 1.1 – *Caractéristiques des galaxies M31, NGC 7331, NGC 3521 et NGC 628 (M74), obtenues à l'aide des campagnes SDSS, GALEX, 2MASS, LVL, ATLAS^{gD} et de la base de données Cosmicflows.*

Galaxie	Type	Distance Mpc	Magnitude U mag	Magnitude V mag	Magnitude K mag
	Ann et al. (2015) Blanc et al. (2013) de Vaucouleurs et al. (1991)	Tully et al. (2016) Cappellari et al. (2011) de Grijs & Bono (2014)	Gil de Paz et al. (2007) Cook et al. (2014)	Gil de Paz et al. (2007) Cook et al. (2014)	Skrutskie et al. (2006)
M31	SA(s)b	0.78	4.86	3.44	0.98
NGC 7331	Sab C	14.06	10.65	9.48	6.03
NGC 3521	SAab C	13.24	10.06	9.02	5.78
NGC 628	SA(s)c D	7.2	10.52	9.46	6.85

1.2.5 A quoi comparer M31 ?

Il existe des différences significatives entre la Voie Lactée et M31, en particulier en terme de densité de gaz et de formation d'étoiles. M31 n'a pas de ZMC contrairement à la Voie Lactée. Le TFE dans la ZMC est de $0.05 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Longmore et al. 2013; Kruijssen et al. 2014) tandis qu'il n'est que de $0.0018 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ dans le bulbe de M31 (Viaene et al. 2014). De même, cette structure en deux anneaux ajoutée à un centre peu dense n'est pas un phénomène commun dans les galaxies spirales géantes. Nous recherchons alors à comparer M31 à des galaxies présentant une région centrale similaire en terme de quantité de gaz et de TFE et non seulement à M31 et aux autres galaxies spirales.

En particulier, M31 n'a plus de noyau galactique actif (NGA ; *Active galactic nuclei* ; AGN), et son centre est très peu dense en MIS. Il serait donc intéressant de la comparer à d'autres galaxies au centre "vide". Nous pouvons mentionner NGC 7331, NGC 3521 et NGC 628 (Voir Figure 1.10) qui sont connues pour avoir un noyau apparemment dénué de gaz. Nous listons plusieurs de leurs caractéristiques en Table 1.1.

1.3 Formation et évolution des étoiles

L'évolution des galaxies est principalement liée aux fusions majeures (Kormendy & Kennicutt 2004; Vulcani et al. 2016) et à la formation d'étoiles issue du MIS. Les fusions entre galaxies déclenchent des pics de formation d'étoiles, qui tendent à diminuer le moment angulaire du gaz et favorisant leur "chute" vers le centre galactique et augmentant la densité de cette région (Barnes & Hernquist 1991), ce que les observations (Sanders et al. 1988) et les simulations (Martig & Bournaud 2008) confirment.

Nos travaux portant sur la détection de formation d'étoiles, une compréhension des mécanismes de formation et évolution des étoiles est nécessaire. Dans cette section sont abordés les mécanismes menant de l'effondrement des nuages moléculaires vers la formation des étoiles. Puis nous étudions leur durée de vie en fonction de leur type spectral ainsi que leur évolution.



FIGURE 1.10 – Photographies des galaxies NGC 7331 (haut gauche ; crédit : R Jay Gabany (Blackbird Obs.), NGC 3521 (haut droite ; crédit : Tony Hallas) et NGC 628 (bas ; aussi connue sous le nom de M74 ; crédit : NOAO/AURA/NSF). Le centre de ces trois galaxies ont une faible densité de gaz à l’instar de M31.

1.3.1 Nuage moléculaire et proto-étoile

La formation d’étoiles se produit par l’effondrement gravitationnel des nuages moléculaires présents dans le MIS. Les nuages moléculaires sont constitués d’une structure fractale de filaments moléculaires dont les plus denses se fragmentent en coeurs pre-stellaires (Myers 2009; André et al. 2010). Il s’agit d’un processus en quatre étapes, dont nous n’avons encore qu’une compréhension limitée (Mo et al. 2010) :

1. La contraction d’un nuage de gaz froid en un coeur dense,
2. La croissance d’une proto-étoile née de cet effondrement par l’accrétion,
3. Le développement d’une rétroaction proto-stellaire qui met fin à l’accrétion,
4. La contraction de la proto-étoile jusqu’à former une étoile de la séquence principale.

Ce premier résumé concis doit être enrichi de plusieurs considérations.

La première étape de contraction peut s’approcher par la théorie avec l’instabilité de Jeans qui offre une estimation de l’ordre de grandeur de la masse limite à atteindre pour obtenir l’effondrement du nuage moléculaire. En prenant le cas idéal d’un nuage sphérique

soumis exclusivement à sa propre gravité, c'est à dire un système auto-gravitant, la masse de Jeans est donnée par (Draine 2011) :

$$M_J = 0.32M_\odot \left(\frac{T}{10K}\right)^{3/2} \left(\frac{m_H}{\mu}\right)^{3/2} \left(\frac{10^6 \text{ cm}^{-3}}{n_H}\right)^{1/2} \approx 26M_\odot \left(\frac{T}{10K}\right)^{3/2} \left(\frac{n}{10^3 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1/2}, \quad (1.1)$$

où n_H et m_H sont la densité et la masse du nucléon d'hydrogène respectivement, $\mu = m_H$ pour une sphère composée exclusivement d'hydrogène, T est la température et n la masse volumique. Cela donne une masse de Jeans de $23 M_\odot$ pour un nuage moléculaire dense typique, d'une température d'environ 20 K et d'une densité d'approximativement 10^4 cm^{-3} . La masse de Jeans pour un nuage moléculaire dense correspond donc à une masse d'étoile réaliste. En conservant une approche théorique idéale, il nous est possible de calculer le temps de chute libre d'un nuage moléculaire :

$$\tau_{\text{ff}} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho}\right)^{1/2} = \frac{4.4 \times 10^4 \text{ yr}}{\sqrt{n_H/10^6 \text{ cm}^{-3}}}. \quad (1.2)$$

Le temps de chute libre obtenu est de l'ordre de 10^6 yr et ne correspond pas à la durée de vie typique d'un nuage moléculaire géant qui est estimée à 10^7 yr (Fukui et al. 1999; Murray 2011). Cela met en évidence les limites d'un traitement uniquement gravitationnel du problème, la turbulence et les champs magnétiques étant aussi nécessaires à la compréhension de ce mécanisme (Benson 2010).

C'est au cours de ce temps de chute libre qu'il convient de définir deux chemins différents pour le processus de formation d'étoiles. Le temps de Kelvin-Helmholtz⁶ :

$$\tau_{\text{KH}} = \frac{GM_*^2}{RL}, \quad (1.3)$$

où M_* , R et L sont la masse, le rayon et la luminosité de l'étoile respectivement, pose une séparation communément admise entre les étoiles massives (dont la masse excède $\sim 8 M_\odot$) dont les mécanismes de formation sont peu maîtrisés et les étoiles moins massives dont les mécanismes sont mieux compris. La luminosité des proto-étoiles de masse inférieure à $8 M_\odot$, dont le temps de contraction est plus court que τ_{KH} , est dominée par l'accrétion. Les étoiles massives ont une luminosité dominée par les réactions nucléaires même lors de la phase d'accrétion. Ces dernières ayant tendance à se former en amas, il devient alors complexe de mesurer les différentes contributions à la luminosité détectée lors de l'observation d'une région de formation d'étoiles massives.

Pour les étoiles d'une masse inférieure à $8 M_\odot$, les phases de contraction et d'accrétion sont quasi-complètes lorsque les réactions nucléaires se déclenchent. Le gaz dans le noyau proto-stellaire dense devenant opaque, celui-ci est échauffé par l'énergie gravitationnelle due à la contraction. Cette dernière est alors ralentie, en particulier dans le

6. Le temps de Kelvin-Helmholtz est la durée pendant laquelle une étoile peut rayonner uniquement par contraction gravitationnelle. Ce résultat provient du théorème du Viriel qui implique l'existence d'une puissance rayonnée par le taux de variation de l'énergie potentielle d'interaction gravitationnelle lors de la phase de contraction du nuage moléculaire.

centre du noyau, par la pression interne. Le "premier choc" d'accrétion se déclenche dans ces circonstances : le noyau gagne en masse tandis que la force de gravité le contient et le comprime, ce qui provoque une augmentation de la température. La dissociation du H_2 commence aux alentours de 2000 K, jusqu'à mettre fin au "premier choc". La dissociation achevée, le "second choc" d'accrétion commence et mène à la formation d'une étoile de la séquence principale quand les réactions nucléaires prennent le relais.

Ceci reste une description dans un cadre idéal de sphère auto-gravitante. Il faut considérer une contribution probable du moment cinétique angulaire et des champs magnétiques (Bodenheimer 1995). En cas de moment cinétique important, l'accrétion peut former un premier disque, ralentissant la vitesse d'accrétion. Les champs magnétiques peuvent aussi participer à ralentir la contraction dans le noyau à cause de la pression magnétique.

Le processus de formation des étoiles massives, bien que reposant sur des modèles similaires à celui des étoiles peu massives pour les premières étapes, est encore mal connu. La pression de rayonnement et la photo-ionisation y occupent un rôle qu'il est, *a priori*, impossible de négliger. Motte et al. (2018) proposent une revue des scénarios existants (McKee & Tan 2002; Zinnecker & Yorke 2007; Beuther et al. 2007; Tan et al. 2014; Krumholz 2015).

1.3.2 Évolution des étoiles

Comme abordé dans la sous-section précédente, les processus de formation des étoiles ne sont pas encore pleinement maîtrisés, en particulier pour les étoiles de masse supérieure ou égale à $8 M_\odot$ (Sparke & Gallagher 2007; Motte et al. 2018). La durée de vie ainsi que l'évolution d'une étoile étant essentiellement déterminées par sa masse et seulement marginalement par sa composition chimique, il nous manque des éléments vitaux pour quantifier la formation d'étoiles dans une région. Il est alors nécessaire de se reposer sur des méthodes de détermination indirectes. L'état protostellaire lui-même est très court (par exemple 50 Ma pour le Soleil) et nous pouvons donc estimer que les proto-étoiles n'ont qu'une contribution très marginale à la luminosité galactique.

Quand l'étoile est stabilisée, elle entre dans la séquence principale, étape pour laquelle l'évolution des étoiles est bien connue. La durée de vie d'une étoile dans la séquence principale est contrainte par sa masse. Il s'agit du temps nécessaire pour que les réactions thermonucléaires consomment l'hydrogène au coeur de l'étoile. Il est possible d'estimer ce temps pour des réactions de fusion nucléaire impliquant exclusivement de l'hydrogène (Sparke & Gallagher 2007) :

$$\log(\tau_{\text{SP}}/10 \text{ Ga}) = 1.015 - 3.49 \log(M_*/M_\odot) + 0.83 [\log(M_*/M_\odot)]^2 \quad (1.4)$$

A titre d'exemple, une étoile de type G quitte la séquence principale à $\tau_{\text{SP}} \sim 9.8 \text{ Ga}$ tandis qu'une étoile de $\sim 60 M_\odot$ n'y demeure que $\sim 3.4 \text{ Ma}$. Tant qu'elle demeure dans la séquence principale, l'étoile est relativement stable.

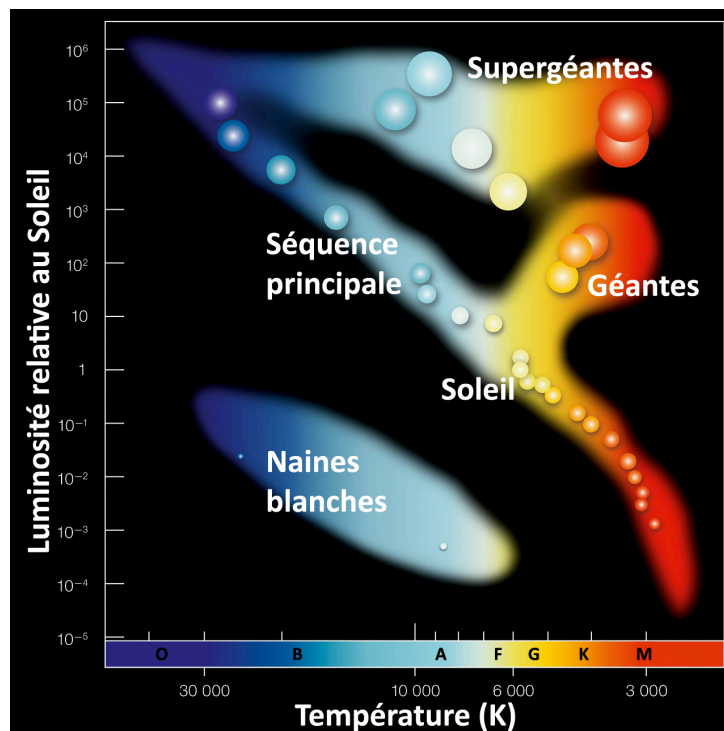


FIGURE 1.11 – Diagramme de Hertzsprung-Russell, représentant la luminosité en fonction de la température (et donc du type spectral) des étoiles. La bande diagonale traversant le diagramme est la séquence principale. La masse stellaire typique est de $0.8 M_{\odot}$ pour des étoiles à une température de 6000 K pour une luminosité $L/L_{\odot} \sim 0.5$ et elle croît le long de la séquence principale, par exemple $40 M_{\odot}$ pour une étoile de 40000 K et $L/L_{\odot} \sim 2 \times 10^5$. Pour le cas des étoiles de $0.8 M_{\odot}$, dont la longévité dans la séquence principale dépasse l'âge de l'Univers, il n'y a pas de branche des géantes rouges représentée. Crédit : ESO.

Aux alentours du τ_{SP} , l'épuisement de l'hydrogène provoque une contraction du noyau stellaire et une augmentation du volume global de l'étoile. En conséquence, la température de surface chute et les émissions deviennent progressivement dominées par l'infrarouge. Pour les étoiles de masse inférieure à $2 M_{\odot}$, on parle de branche des géantes rouges. La durée de vie d'une étoile dans cette phase est aussi variable en fonction de sa masse et les étoiles les plus massives peuvent ne jamais s'y engager bien qu'il demeure des incertitudes quant à leur fin de vie. Le diagramme de Hertzsprung-Russell, que nous montrons en Figure 1.11, représente élégamment l'évolution de ces paramètres au cours de la vie d'une étoile. La séquence principale y apparaît sous forme de diagonale où l'on retrouve la majorité des étoiles. Il existe de même plusieurs branches pour les géantes rouges, dépendant de la masse initiale de l'étoile.

L'ensemble de ces durées de vie est connu et nous permet de dégager une compréhension des émissions stellaires (Table 1.1, p.11; Sparke & Gallagher 2007). On peut voir en Figure 1.12 les continuums stellaires dans l'optique pour cinq types spectraux. On y constate le déplacement des émissions du bleu vers le rouge avec la diminution des températures. Ces informations nous donnent des pistes pour établir des méthodes de détection de la formation d'étoiles, par exemple en recherchant les étoiles jeunes, ou encore en explorant la distribution du gaz moléculaire.

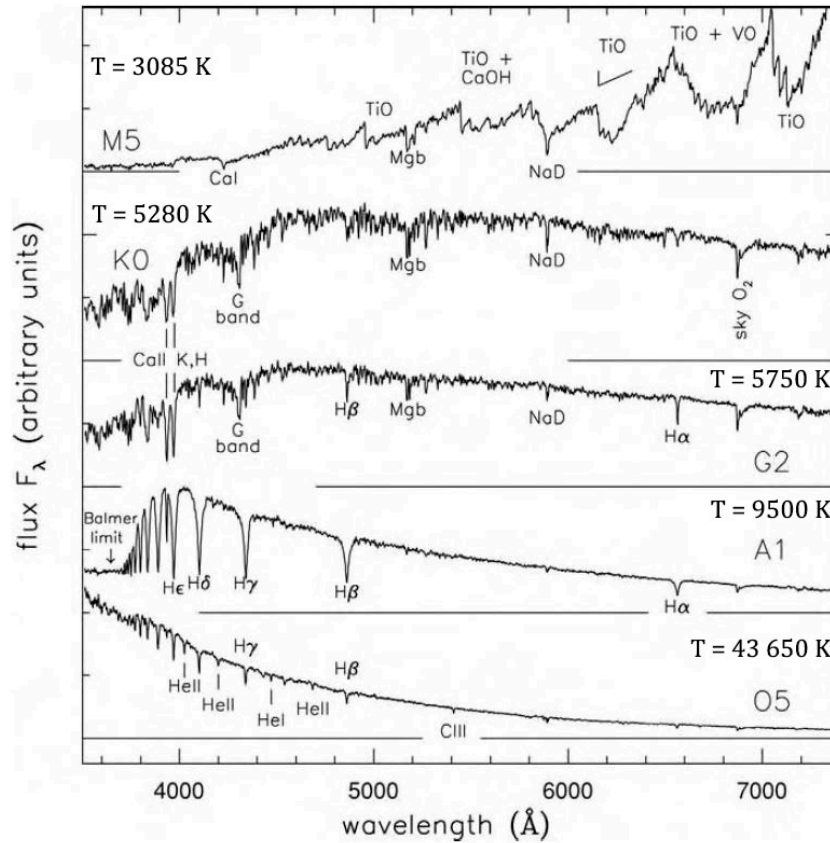


FIGURE 1.12 – Spectres stellaires pour cinq types spectraux de température et masse décroissantes (de bas en haut) tirés de *Sparke & Gallagher (2007)*, basés sur *Jacoby et al. (1984)*. Les étoiles de type O, massives et chaudes émettent majoritairement dans le bleu tandis que les étoiles de type M, peu massives et plus froides, sont dominées par le rouge.

1.4 Le gaz moléculaire

L'hydrogène moléculaire est nécessaire à la formation des étoiles mais sa distribution peut-être difficile à mesurer. Il convient alors de se tourner vers un traceur du H_2 , la deuxième molécule la plus abondante dans le MIS : le monoxyde de carbone (CO).

1.4.1 La molécule CO

Émettant dans le millimétrique, 2.6 mm pour le $^{12}CO(1-0)$, la molécule de CO peut servir de traceur de la molécule H_2 (*Wilson et al. 1970*). Le H_2 n'ayant pas de moment dipolaire, son excitation par moment quadrupolaire nécessite une température élevée. L'énergie du niveau supérieur de la transition rotationnelle $0 \rightarrow 2$ du H_2 correspond à une température de 500 K. La température des nuages moléculaires étant de l'ordre de la dizaine de K, ces émissions ne sont donc pas représentatives de la quantité de H_2 réelle. Le CO avec une transition rotationnelle $0 \rightarrow 1$, dont le niveau supérieur à une

énergie de 5 K, offre une alternative. Le CO étant excité par les collisions avec le H₂, et en faisant l'hypothèse que l'abondance de CO par rapport à l'abondance de H₂ est constante, il est possible d'obtenir la quantité de gaz moléculaire en mesurant la quantité de CO. Les observations faites sur les nuages moléculaires géants (NMG) de la Voie Lactée confirment un lien quantitatif entre l'intensité intégrée des émissions CO et la masse de gaz moléculaire (Solomon et al. 1987; Combes 1991; Dame et al. 2001; Bolatto et al. 2013), le même constat peut être fait dans le cadre extragalactique (Dickman et al. 1986; Braine et al. 2010; Freundlich et al. 2019).

Pour obtenir la masse moléculaire, nous commençons par mesurer la luminosité CO :

$$L'_{\text{CO}} = T_b \Delta V \pi R^2, \quad (1.5)$$

où T_b est la température de brillance, R est le rayon du nuage et ΔV est la largeur spectrale. Nous faisons alors l'hypothèse que le nuage est sphérique et auto-gravitant afin d'y appliquer le théorème du Viriel et obtenons :

$$L'_{\text{CO}} = T_b \pi R^2 \left(\frac{GM}{R} \right)^{1/2} = \left(\frac{3\pi G}{4\mu} \right)^{1/2} \frac{T_b}{n_{\text{H}_2}^{1/2}} M, \quad (1.6)$$

On obtient alors :

$$\alpha_{\text{CO}} = \frac{M_{\text{H}_2}}{L'_{\text{CO}}} = 2.6 \frac{n_{\text{H}_2}^{1/2}}{T_b}, \quad (1.7)$$

où on a utilisé les relations $M = 4/3\pi R^3 \rho$ et $\rho = 1.36\mu n_{\text{H}_2}$. α_{CO} est le facteur de conversion CO/H₂, il ne s'agit pas d'un coefficient universel. Il dépend de la densité moyenne du nuage moléculaire, de la métallicité et de la température de brillance de Rayleigh-Jeans de la transition rotationnelle du CO (Leroy et al. 2011; Genzel et al. 2012; Bolatto et al. 2013; Sandstrom et al. 2013) Pour un NMG typique de la Voie Lactée, Solomon et al. (1987) utilisent $\alpha_{\text{CO}} = 4.6 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$. Des mesures plus récentes ont été proposées avec une estimation $\alpha_{\text{CO}} = 3.2 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$ en appliquant une correction de 36% pour prendre en compte la contribution de l'hélium (Tacconi et al. 2010; Genzel et al. 2012), pour obtenir un facteur de conversion d'un NGM typique de la Voie Lactée de $\alpha_{\text{CO}} = 4.36 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)^{-1}$ (Dame et al. 2001; Leroy et al. 2013; Bolatto et al. 2013; Sandstrom et al. 2013). Leroy et al. (2011) indiquent que le facteur de conversion utilisé pour la la Voie Lactée est applicable à l'anneau des 10 kpc de M31 et dans une moindre mesure aux kpc centraux, où sa valeur serait néanmoins légèrement plus faible (Sandstrom et al. 2013).

1.4.2 Les nuages moléculaires dans M31

Pour ce travail de thèse, nous bénéficions d'une littérature riche sur la recherche de gaz moléculaire dans la galaxie M31, notamment pour sa région circum-nucléaire. La faible quantité de gaz dans la région centrale d'Andromède est connue depuis longtemps. La première détection de nuages moléculaires remonte à la détection de CO dans les complexes D268 et D478 par Allen & Lequeux (1993) et Loinard & Allen (1998). Il s'agit de NMG.

A titre d'exemple, [Loinard & Allen \(1998\)](#) trouvent que D478 a une taille supérieure à 200 pc avec une masse surfacique du viriel de 80 à $177 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$. Ils se situent néanmoins à plusieurs kpc du centre de M31. Dans la même période, [Allen et al. \(1995\)](#) étudient les rapports de raies entre $^{12}\text{CO}(2-1)/(1-0)$ et $^{13}\text{CO}(2-1)/(1-0)$. Ils obtiennent des rapports extrêmement faibles et suggèrent que cela peut-être dû à des émissions UVL faibles, des rayons cosmiques ionisants peu énergétiques et la présence de gaz particulièrement froid. Ces résultats soulèvent la question de l'existence potentielle de larges nuages moléculaires froids indétectés. Par la suite, [Melchior et al. \(2000\)](#) détectent des émissions de raies

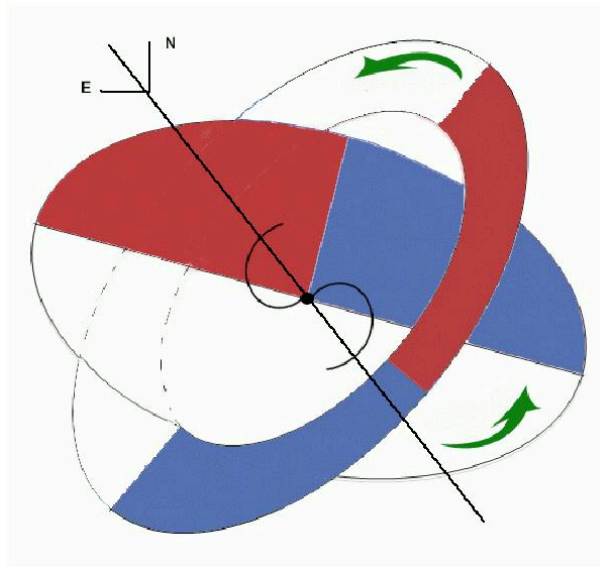


FIGURE 1.13 – *Interprétation proposée par [Melchior & Combes \(2011\)](#) au comportement du gradient de vitesse mesuré en CO dans la région intérieure de M31. Le disque intérieur a un angle de position de 70° et une inclinaison de 43° tandis que l'anneau intérieur a une inclinaison de 35° pour le même angle de position. Les couleurs rouges et bleues indiquent les zones décalées vers le rouge et décalées vers le bleu respectivement par rapport à la vitesse systémique.*

de CO(1-0) et CO(2-1), à des niveaux de 15 et 10 σ respectivement, dans le complexe D395A/393/384 situé à environ 305 pc du centre et estiment la masse moléculaire du complexe à $1.5 \times 10^4 M_{\odot}$. [Melchior & Combes \(2011\)](#) poursuivent la recherche du gaz moléculaire dans la région centrale de M31 avec des observations de CO(1-0) et CO(2-1) avec le télescope 30m de l'IRAM sur l'anneau intérieur et dans le disque intérieur. Le gradient de vitesse trouvé est atypique comme montré par le modèle proposé en Figure 1.13. Plusieurs nuages de CO sont détectés dans le kiloparsec central de M31, typiquement localisés dans des zones d'extinction. [Melchior & Combes \(2013\)](#) apportent les premières mesures de CO dans un rayon projeté de 30 arcsec (114 pc) du centre. Les nuages trouvés à une distance projetée de 20 à 215 pc pourraient néanmoins se trouver plus loin du centre en termes de volume, avec une profondeur minimale de 150 pc. Récemment, [Melchior & Combes \(2017\)](#) présentent de nouvelles observations interférométriques de la région centrale de M31 dans un rayon équivalent projeté d'environ 165 pc et trouvent de multiples signaux. Un nuage en particulier est détecté dans la sphère d'influence du trou noir mais est probablement éloigné en profondeur. Nos travaux se basent sur l'extension

de ces travaux à l'ensemble de la région.

Melchior & Combes (2013) estiment une masse de gaz minimum de $4.2 \times 10^4 M_{\odot}$ dans la région circum-nucléaire de M31. Une valeur très faible en comparaison de ce que l'on trouve dans zone moléculaire centrale de la Voie Lactée ($M_{\text{gaz}} = 1.8 \times 10^7 M_{\odot}$; Longmore et al. 2013). On retrouve aussi de faibles quantités de gaz dans les mesures du HI (Braun et al. 2009; Chemin et al. 2009) et du CO (Nieten et al. 2006). La galaxie dans son ensemble n'accueille que peu de formation d'étoiles, entre 0.4 et $0.25 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Barmby et al. 2006; Tabatabaei & Berkhuijsen 2010; Azimlu et al. 2011; Ford et al. 2013; Rahmani et al. 2016) 4 à 8 fois moins que dans la Voie Lactée (Chomiuk & Povich 2011). Sa très faible activité dans le noyau (del Burgo et al. 2000) va dans le sens de l'absence de TFE détecté dans la région centrale de M31 (Olsen et al. 2006; Li et al. 2009; Azimlu et al. 2011). Il s'agit encore d'un écart important avec la zone moléculaire centrale de la Voie Lactée où le TFE est de $0.05\text{--}0.15 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Yusef-Zadeh et al. 2009; Immer et al. 2012; Kruijssen et al. 2014), comparé au TFE de $0.18 \times 10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ dans une région de 1 kpc autour du centre de M31 (Viaene et al. 2014).

Avec la présence d'un trou noir très massif (Bender et al. 2005), l'absence de gaz dans le centre de M31 pourrait s'expliquer par l'épuisement du réservoir après accréation. Bien que du gaz soit détecté dans cette région par Melchior et al. (2000), Melchior & Combes (2011), Melchior & Combes (2013) et Melchior & Combes (2017) et dans Dassa-Terrier et al. (2019), les quantités demeurent extrêmement faibles.

Une explication pour la distribution du gaz : collision hypothétique entre M31 et M32

L'origine de l'épuisement du réservoir de gaz dans la région circum-nucléaire de M31 est inconnue à ce jour. En l'absence de NGA, de phénomène d'écoulement notable et avec une contribution modérée des supernovæ, une autre piste est actuellement favorisée. Block et al. (2006) proposent qu'une collision entre M32 et M31 soit à l'origine de ce "manque" de gaz dans la région tout en expliquant de manière satisfaisante la structure en deux anneaux de M31 (voir Figure 1.14). Ce scénario est donc compatible avec la morphologie atypique d'Andromède.

Reprenant des éléments de Bournaud & Combes (2003), Block et al. (2006) ont mis au point une simulation à N-corps prenant en compte la dynamique gravitationnelle des étoiles, le MIS et la matière noire dans M31 et M32. La nature inélastique des collisions entre nuages et le TFE sont aussi pris en compte. Le résultat obtenu reproduit aussi le "trou" observé dans l'anneau des 10 kpc. Cette collision ouvre des pistes pour un scénario de rencontre qui peut expliquer la structure de M31 mais aussi une redistribution du gaz circum-nucléaire vers l'anneau intérieur.

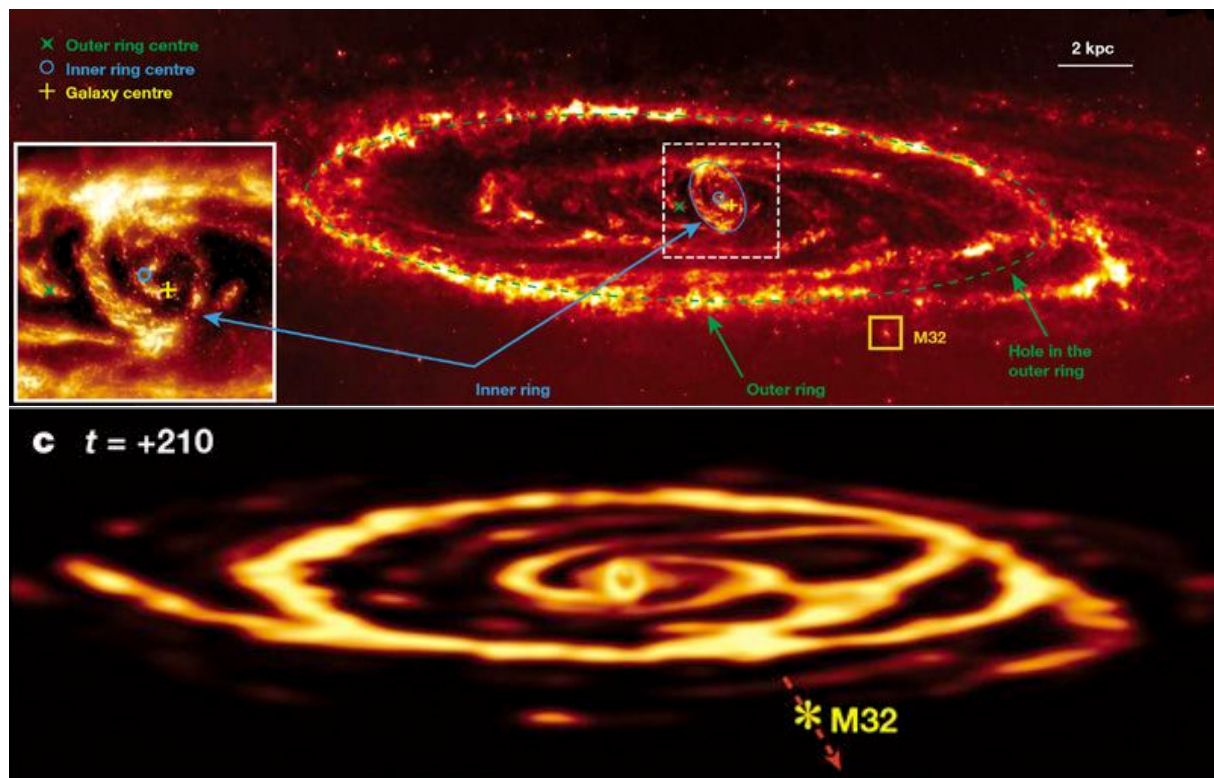


FIGURE 1.14 – Image de *M31* à $8 \mu\text{m}$ prise par *IRAC/SPITZER* (haut) et carte du gaz simulée 210 Ma après une collision après *M32* (bas) de *Block et al. (2006)*. L'observation a été corrigée des émissions à $3.6 \mu\text{m}$ afin de soustraire la contribution stellaire et de ne conserver que les émissions issues de la poussière et du MIS. Elle laisse clairement apparaître la présence d'un anneau intérieur à 1 kpc du centre et d'un anneau extérieur à 10 kpc. La simulation à *N-corps* partant d'une galaxie *M31* spirale permet d'obtenir la morphologie en deux anneaux observée en provoquant une collision "de face" à 265 km s^{-1} entre *M31* et *M32*.

1.5 Loi de formation des étoiles

On peut mesurer la formation d'étoiles à l'aide des étoiles massives et jeunes, ce qui suppose d'être en mesure de convertir leurs émissions en TFE. Cela est possible avec les raies d'émission (comme le $\text{H}\alpha$) ou le continuum stellaire (dans l'UV ou l'IR). Les étoiles massives, dont la courte durée de vie nous assure qu'elles sont nouvellement formées, émettent plus particulièrement dans la bande de l'UUVL (de 1.3 à $1.8 \mu\text{m}$) et sont des traceurs pertinents de formation d'étoiles récente, mais l'UV est particulièrement sensible à l'extinction contrairement à l'infrarouge moyen (IRM) et à l'infrarouge lointain (IRL).

La quantité de gaz moléculaire est détectable dans les ondes radio, insensibles à l'extinction, ce qui favoriserait entre autres la mesure du TFE dans les régions denses en poussière. La loi de Kennicutt-Schmidt (KS) vise à décrire une relation simple entre quantité de gaz et TFE dans un NMG ou une région d'une galaxie.

Cette section vise à faire un point concis sur les méthodes de mesure du TFE, les

mécanismes de régulation de la formation d'étoiles pertinents pour ces travaux et enfin sur la loi de KS.

1.5.1 De la luminosité à la formation d'étoiles

Étoiles massives et $H\alpha$

Les étoiles dont la masse excède $10 M_{\odot}$ émettent des photons avec $h\nu > 13.6\text{eV}$ qui ionisent l'hydrogène environnant, produisant les régions dites HII. Ce gaz photo-ionisé, dont la température peut monter jusqu'à $15\,000\text{ K}$, émet dans la raie du $H\alpha$ par recombinaison des électrons. Ces étoiles ayant une durée de vie de moins de 20 Ma , il est possible de relier le TFE à la luminosité $H\alpha$ (Murphy et al. 2011) :

$$\left(\frac{TFE_{H\alpha}}{M_{\odot}.yr^{-1}}\right) = 5.37 \times 10^{-42} \left(\frac{L_{H\alpha}}{erg.s^{-1}}\right). \quad (1.8)$$

Cette estimation du TFE est malheureusement sensible à l'extinction (Combes 1991). Il s'agit en effet d'une détection dans l'optique. De plus, la poussière absorbe aussi les photons énergétiques issus des étoiles ce qui inhibe le taux de photo-ionisation de la région HII (Petrosian et al. 1972) et la pression radiative sur la poussière et le gaz provoque une répartition non-uniforme de la densité. On retrouve alors une densité plus élevée en bordure de la région HII et plus faible aux environs de l'étoile (Draine 2011). Pourrions-nous, alternativement, obtenir un TFE à partir du continuum UV des étoiles massives ?

Étoiles massives et continuum UV

Les étoiles massives émettent dans l'UV sur des échelles de temps de l'ordre de 100 Ma . La bande de l'UWL est particulièrement intense pour les étoiles A ou B. Cela en fait un excellent traceur de formation d'étoiles (Kennicutt 1998a; Martin et al. 2005). Ces émissions permettent la détection d'étoiles légèrement plus anciennes que le $H\alpha$ mais dont la formation demeure récente (Buat et al. 1987). Les observations ont montré que TFE peut être calculé à partir de la luminosité UV par la relation suivante (Murphy et al. 2011) :

$$\left(\frac{TFE_{UWL}}{M_{\odot}.yr^{-1}}\right) = 4.42 \times 10^{-44} \left(\frac{L_{UWL}}{erg.s^{-1}}\right). \quad (1.9)$$

L'UV aussi est largement absorbé par la poussière. Les radiations ainsi absorbées doivent être réémises, nous menant à un autre traceur potentiel.

Poussière et infrarouge

La poussière absorbe une partie des photons et diffuse une partie de l'énergie reçue. Comme le montrent les courbes d'extinction en Figure 1.15, cela concerne plus fortement les photons aux longueurs d'ondes courtes. On détecte alors un excès de couleur (le "*reddening*") lors des observations, avec des conséquences notables notamment pour l'UV (Buat 1992). Par exemple, l'UV est atténué par la poussière à hauteur de 4 mag et l'énergie absorbée est réémise dans l'IRM et l'IRL (8–1000 μm ; Boissier 2013).

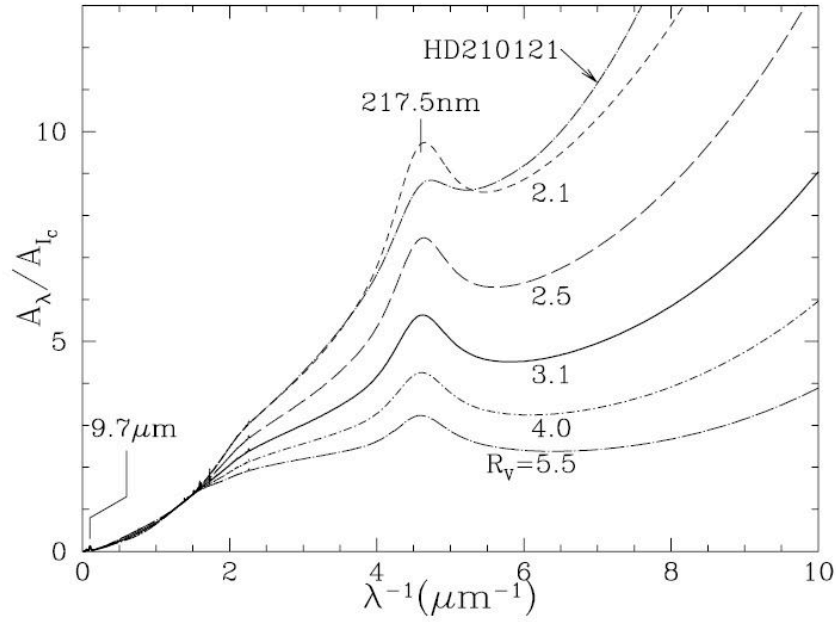


FIGURE 1.15 – Courbe d'extinction à λ relative à l'extinction sur la bande $I_C = 802$ nm en fonction de l'inverse de la longueur d'onde (Draine 2011). La courbe d'extinction est impactée par la ligne de visée, et elle est donc caractérisée ici par le rapport $R_V \equiv A_V / (A_B - A_V) \equiv A_V / E(B - V)$, où A_B est l'extinction dans la bande B (440 nm), A_V est l'extinction dans la bande V (550 nm) et $E(B - V)$ est l'excès de couleur ("*reddening*"). A $R_V = 2.1$, on trouve aussi la courbe d'extinction dans la direction de l'étoile HD210121, qui diverge de la courbe paramétrique de Cardelli et al. (1989) pour le même R_V .

La luminosité IR provenant de la poussière va dépendre de sa composition mais aussi de la quantité de radiations issues des étoiles absorbée. Cela signifie que, bien que perturbant la mesure du TFE par l'UV et le $H\alpha$, la poussière peut aussi servir de traceur de formation d'étoiles. Il est à nouveau possible de calculer le TFE à partir de la luminosité IR (Murphy et al. 2011) :

$$\left(\frac{TFFE_{IR}}{M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}} \right) = 3.88 \times 10^{-44} \left(\frac{L_{IR}}{\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}} \right). \quad (1.10)$$

Les observations provenant de *Spitzer* (Werner et al. 2004) et *Herschel* (Pilbratt et al. 2010) ont permis la mise en évidence de composantes pouvant être liées à la formation

TABLE 1.2 – Tableau récapitulatif des facteurs de conversion reproduit de [Kennicutt & Evans \(2012\)](#). "Âge" : le second chiffre indique l'âge moyen de la population stellaire contribuant à l'émission, le troisième chiffre indique l'âge à partir duquel 90% de la contribution a été émise. "Log C_x^b " : le facteur de conversion entre le TFE et l'émission. Le rapport de TFE est la calibration de [Kennicutt & Evans \(2012\)](#) sur la calibration de [Kennicutt \(1998b\)](#). IRT signifie infrarouge total. Les âges pour 24 μm et 70 μm sont donnés pour une formation d'étoiles continue sur 0–100 Ma, l'âge maximum serait considérablement plus élevé pour des régions passives.

Bande	Âge (Ma)	Unité L_x	log C_x^b	TFE/TFE(Kennicutt 1998b)	Références
UVL	0-10-100	erg s ⁻¹ (νL_ν)	43.35	0.63	Hao et al. (2011) , Murphy et al. (2011)
UVP	0-10-200	erg s ⁻¹ (νL_ν)	43.17	0.64	Hao et al. (2011) , Murphy et al. (2011)
H α	0-3-10	erg s ⁻¹	41.27	0.68	Hao et al. (2011) , Murphy et al. (2011)
IRT	0-5-100	erg s ⁻¹ (3-1100 μm)	43.41	0.86	Hao et al. (2011) , Murphy et al. (2011)
24 μm	0-5-100	erg s ⁻¹ (νL_ν)	42.69		Rieke et al. (2009)
70 μm	0-5-100	erg s ⁻¹ (νL_ν)	43.23		Calzetti et al. (2010)
1.4 GHz	0-100	erg s ⁻¹ Hz ⁻¹	28.20		Murphy et al. (2011)
2-10 keV	0-100	erg s ⁻¹	39.77	0.86	Ranalli et al. (2003)

d'étoiles à 24 μm ([Rieke et al. 2009](#)) et à 70 μm ([Calzetti et al. 2010](#)). Les émissions à 24 et 70 μ peuvent être corrélées avec les émissions H α ([Verley et al. 2007](#)), ce qui suggère la présence de régions de formation d'étoiles obscurcies par la poussière. Deux autres relations peuvent donc permettre de lier IR et TFE ([Murphy et al. 2011](#)) :

$$\left(\frac{TFE_{24\mu\text{m}}}{M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}}\right) = 2.03 \times 10^{-43} \left(\frac{L_{24\mu\text{m}}}{\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}}\right), \quad (1.11)$$

$$\left(\frac{TFE_{70\mu\text{m}}}{M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}}\right) = 5.88 \times 10^{-44} \left(\frac{L_{70\mu\text{m}}}{\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}}\right). \quad (1.12)$$

Ces valeurs, comme pour le TFE obtenu à partir de l'UV ou du H α ne sont pas universelles et chaque relation va reposer sur des hypothèses qui lui sont propres.

1.5.2 Fonction de masse initiale

Les coefficients permettant d'obtenir le TFE à partir de la luminosité dépendent du choix d'une fonction de masse initiale (FMI, *initial mass function* en anglais). Il s'agit de la distribution des masses d'une population stellaire jeune. Le continuum stellaire d'une région combine les contributions des différentes populations stellaires présentes. Estimer la part de ces contributions issues des étoiles jeunes demande alors de faire des hypothèses sur leur distribution de masse. Des travaux comme ceux de [Salpeter \(1955\)](#) et [Chabrier \(2003\)](#) proposent des FMI déduites de leurs observations. En Table 1.2, nous reproduisons un récapitulatif des facteurs de conversion ainsi obtenus issu de [Kennicutt & Evans \(2012\)](#).

1.5.3 Méthode composite de calcul du taux de formation d'étoiles

Une région de formation d'étoiles, en particulier pour une galaxie de la "Vallée Verte" comme M31 qui a déjà été le théâtre d'une importante formation d'étoiles et d'un équi-

sement du gaz pourrait être dense en poussière absorbant les émissions des étoiles jeunes. Il est alors légitime de chercher à combiner plusieurs traceurs pour mesurer le TFE d'une telle région. Communément, on s'appuie sur les émissions non-atténuées des étoiles jeunes à l'aide de l'UV ou du $H\alpha$ et on prend en compte l'extinction due à la poussière en ajoutant la contribution de l'IR lié à l'échauffement par l'UV.

Nous avons évoqué le potentiel de traceur d'étoiles jeunes de l'UUVL ainsi que l'utilisation de la luminosité IR $24 \mu\text{m}$ pour mesurer la contribution des étoiles nouvellement formées aux émissions issues de la poussière. Leroy et al. (2008) et Rebolledo et al. (2015) s'appuient sur le FMI de Chabrier (2003) pour donner une estimation de la densité de surface de la formation d'étoiles Σ_{TFE} :

$$\frac{\Sigma_{\text{TFE}}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}} = \left(8.1 \times 10^{-2} I_{\text{UUVL}} + 3.2 \times 10^{-3} I_{24\mu\text{m}} \right) \cos(i), \quad (1.13)$$

où I_{UUVL} et $I_{24\mu\text{m}}$ sont exprimés en MJy sr^{-1} et i est l'inclinaison, la multiplication par $\cos(i)$ servant à déprojeter l'image en cas de galaxie inclinée. Cette correction n'est pas toujours applicable, en particulier dans le cadre d'un travail à l'échelle locale où l'inclinaison est difficile à obtenir en l'absence d'une estimation fiable du moment cinétique. En appendice, Leroy et al. (2008) justifient en détail l'utilisation d'une relation UUVL+ $24 \mu\text{m}$ / Σ_{TFE} . Il s'agit ici d'une calibration empirique fondée sur les travaux de Calzetti et al. (2007) et Kennicutt et al. (2007) sur la correspondance entre les émissions $H\alpha$ et $24 \mu\text{m}$ avec les émissions Paschen α ($\text{Pa}\alpha$)⁷. On retrouve des émissions $\text{Pa}\alpha$ dans des régions HII (Draine 2011) et elles sont donc un traceur de photons ionisants, peu affectées par l'extinction. Cette comparaison entre une combinaison linéaire de la luminosité $H\alpha$ et de la luminosité $24 \mu\text{m}$ avec l'émission $\text{Pa}\alpha$ pour 220 régions de formation d'étoiles sur 33 galaxies proches permet d'obtenir des résultats concordants pour la mesure de TFE. Leroy et al. (2008) partent de ce constat pour suggérer une relation alternative avec le UUVL à la place du $H\alpha$.

D'autres facteurs peuvent contribuer à renforcer les émissions UUVL et $24 \mu\text{m}$. C'est le cas des populations d'étoiles anciennes (Iglesias-Páramo et al. 2006), en particulier dans les centres de galaxies où les mécanismes d'épuisement du gaz vont de l'intérieur vers l'extérieur (mécanisme *inside-out*). Ces noyaux galactiques comportent typiquement une plus grande densité d'étoiles anciennes. On observe cette situation dans M31 (Groves et al. 2012). Ceci est pris en compte dans Leroy et al. (2008), Ford et al. (2013) et Viaene et al. (2014) en corrigeant les émissions UUVL et $24 \mu\text{m}$ des émissions $3.6 \mu\text{m}$ associées aux étoiles anciennes :

$$I_{\text{UUVL,SF}} = I_{\text{UUVL}} - \alpha_{\text{UUVL}} I_{3.6}, \quad (1.14)$$

$$I_{24\mu\text{m,SF}} = I_{24\mu\text{m}} - \alpha_{24\mu\text{m}} I_{3.6}, \quad (1.15)$$

où les rapports de flux sont $\alpha_{\text{UUVL}} = 3 \times 10^{-3}$ et $\alpha_{24} = 0.1$ dans les estimations de Leroy et al. (2008) basées sur des galaxies elliptiques. Dans le cas de M31, Ford et al. (2013) trouvent $\alpha_{\text{UUVL}} = 8 \times 10^{-4}$ en ajustant la relation sur les régions intérieures de la galaxie pour prendre en compte la densité de poussière plus élevée dans Andromède que dans la

7. La série de Paschen est celle pour laquelle les raies spectrales correspondent au passage $n \rightarrow 3$ de l'hydrogène (Draine 2011). La raie Paschen α est la transition de $n = 4$ à $n = 3$ et on la mesure à $1.876 \mu\text{m}$

galaxie elliptique typique. Dans [Dassa-Terrier et al. \(2019\)](#), nous avons redéfini α_{UVL} et α_{24} pour le cas spécifique du noyau de M31 où les rapports utilisés par [Leroy et al. \(2008\)](#) et [Ford et al. \(2013\)](#) ne sont pas adaptés.

1.5.4 Hydrocarbures aromatiques polycycliques

Parmi les pistes alternatives, on retrouve les hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP ; *polycyclic aromatic hydrocarbon* ; PAH), des molécules de taille importante (dont nous montrons plusieurs exemples en Figure 1.16), facilement identifiables dans l'IRM, ayant été observées par SPITZER, notamment à haut décalage vers le rouge. Les HAP peuvent potentiellement servir de traceur pour la formation d'étoiles ([Roussel et al. 2001](#); [Peeters et al. 2004b](#); [Calzetti et al. 2007](#); [Kennicutt & Evans 2012](#)). Leurs émissions sont néanmoins soumises à la métallicité du MIS ([Madden 2000](#); [Calzetti et al. 2007](#); [Smith et al. 2007](#)), ce qui peut rendre leur usage délicat pour calibrer le TFE de certains environnements.


























Formula	Name	Structure	Ionization State	Formula	Name	Structure	Ionization State
C ₁₀ H ₈	Naphthalene		0,+	C ₂₀ H ₁₂	Benzo(j)fluoranthene		0,+
C ₁₂ H ₈	Acenaphthylene		0		Benzo(k)fluoranthene		0,+
C ₁₄ H ₁₀	Anthracene		0,+		Benzo(e)pyrene		0,+
	Phenanthrene		0,+		Perylene		0
C ₁₆ H ₁₀	Fluoranthene		0,+	C ₂₀ H ₁₄	9,10-Dihydrobenzo(c)pyrene		0,+
	Pyrene		0,+		Benzo[ghi]perylene		0,+
C ₁₈ H ₁₀	Benzo[ghi]fluoranthene		0	C ₂₂ H ₁₂	Benzo[ghi]perylene		0,+
C ₁₈ H ₁₂	1,2-Benzanthracene		0,+	C ₂₂ H ₁₄	Pentacene		-,0,+
	Chrysene		0,+	C ₂₄ H ₁₂	Coronene		0,+
	Tetracene		0,+		Hexabenzocoronene-A		0,+
	Triphenylene		0	C ₄₂ H ₁₈	Hexabenzocoronene-A		0,+
C ₂₀ H ₁₂	Benzo(a)fluoranthene		-,0,+	C ₄₈ H ₂₀	Dicoronylene		0,+
	Benzo(b)fluoranthene		0,+				

FIGURE 1.16 – Liste de HAP mesurés dans le spectre IR provenant de [Allamandola et al. \(1999\)](#)

L'IRM est souvent marqué par la présence de caractéristiques d'émission à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 et 11.2 μm ([Peeters et al. 2004a](#)). On les retrouve dans de multiples environnements incluant le MIS, les galaxies formant des étoiles (en particulier les NGA). Bien que des

incertitudes demeurent sur l'origine de ces émissions, les candidats les plus probables sont les HAP (Leger & Puget 1984; Allamandola et al. 1985; Xie et al. 2018).

Le scénario d'excitation des HAP est le suivant : un photon (UV, visible ou IRP) est absorbé par la molécule, cet échauffement met la molécule dans un état vibratoire dont la désexcitation se fait par des émissions dans l'infrarouge (Salama 2008). La principale source d'excitation des HAP demeurant l'UV produit par les étoiles massives (Uchida et al. 1998; Li & Draine 2002). Il est suggéré par Peeters et al. (2004b) d'utiliser des HAP comme moyen de mesure du TFE dans les régions de formation d'étoiles et les sursauts de formation d'étoiles. Ils trouvent une bonne corrélation entre l'émission à $6.2 \mu\text{m}$ et la luminosité IRL, ce qui supporte cette hypothèse. Il y a des difficultés significatives à surmonter pour utiliser les HAP, néanmoins. La présence de NGA, par exemple, introduit de la poussière très chaude, ajoutant des contributions à des continus déjà complexes dont la nature dépend des sources. Cela ne sera pas un problème pour M31, qui n'a pas de NGA, mais il faut aussi prendre en compte la largeur des raies d'émission ainsi que leur proximité dans le spectre. Il y a de plus la contribution d'ions (par exemple [Ne II] ou [Ne III]) et des silicates qui créent une large "bosse" dans le spectre, pouvant entre autres dissimuler la bande des $11.2 \mu\text{m}$. Bien que le centre de M31 n'accueille que peu de formations d'étoiles, nous espérons pouvoir détecter des émissions HAP dans les zones proches du trou noir et de nos nuages moléculaires les plus intenses, où nous pourrions observer un TFE faible mais non-nul. Dans le cas de Peeters et al. (2004a), ils observent que le rapport entre les émissions HAP et le continuum à $6.2 \mu\text{m}$ peut varier de 2 ordres de grandeur dans les régions HII galactiques de leur étude. Ils ont évalué la robustesse de leur méthode en se reposant sur une comparaison avec d'autres traceurs de TFE : la luminosité IRL (traceur pour les étoiles jeunes) et le nombre de photons ionisants (traceur pour les étoiles massives). Cela nous incite à prendre des précautions sur la pertinence des HAP pour estimer le TFE dans notre région : la luminosité IRL étant un traceur robuste pour des régions circum-nucléaires poussiéreuses, comme dans le cas de sursauts de formation d'étoiles (Kennicutt 1998b; Peeters et al. 2004a). La région circum-nucléaire de M31 n'est *a priori* pas dense en poussières et ne compte qu'un sursaut de formation d'étoiles potentiel datant de 300 Ma (Bender et al. 2005). De plus, Haas et al. (2002) suggèrent que les régions dominées par la poussière froide et le gaz moléculaire peuvent aussi alimenter les émissions HAP par l'intermédiaire du champ de radiation interstellaire, ce qui implique d'être dans le cas d'une galaxie où le TFE est significatif.

1.5.5 Mécanismes de régulation

Les mécanismes entourant la formation d'étoiles sont complexes même dans les cas simplifiés que nous avons abordés précédemment. Or il existe des mécanismes de régulation qui peuvent avoir pour effet d'inhiber, par exemple en contribuant à la turbulence (Krumholz & Thompson 2012), ou de renforcer le TFE. Établir la proportion entre l'impact positif et l'impact négatif de ces mécanismes de rétroaction est alors un défi avec des enjeux significatifs.

Le phénomène de rétroaction stellaire est le premier de ces mécanismes. Les photons UV émis par les étoiles massives peuvent échauffer le MIS jusqu'à 10^4 K (Gnedin & Ostri-

ker 1997) et perturber le refroidissement des régions peu denses en gaz (Efstathiou 1992). Les molécules de H_2 peuvent aussi être photo-dissociées par les radiations UV (Stecher & Williams 1967; Haiman et al. 1997), ce qui comme nous l'avons expliqué en Section 1.5.1 crée des inhomogénéités dans la densité de gaz, rendant les nuages moléculaires moins propices à la formation d'étoiles. Un phénomène de photo-évaporation peut aussi se produire, c'est à dire la surface d'un nuage moléculaire chauffée par l'UV peut-être amenée à se disperser, parfois même en "poussant" le nuage si cette évaporation se produit seulement sur une seule face (Oort & Spitzer 1955; Bertoldi 1989; Walch et al. 2010). Dernier cas de figure, la pression radiative exercée par les étoiles massives peut accélérer les atomes jusqu'à leur vitesse de libération (Loeb & Furlanetto 2013), un phénomène qui diminue la formation d'étoiles en ralentissant l'accrétion et éjectant le gaz (Murray et al. 2010).

La rétroaction de supernovæ, une forme de rétroaction stellaire, qui mérite d'être étudiée à part au vu de l'intensité de son impact, est aussi une source majeure de perturbation. Dans le cas de la supernovae de type SNII-S 1987A, $15 M_{\odot}$ ont été éjectées à $\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ (table 10.5 p. 493; Mo et al. 2010). Ces importantes quantités de gaz sont alors potentiellement expulsées hors des galaxies, ralentissant le TFE (Larson 1974; Greif et al. 2007). Ceci se retrouve dans les simulations numériques étudiant les rétroactions stellaires (Guedes et al. 2011; Ceverino et al. 2014; Agertz & Kravtsov 2015). Dans le cas de Hopkins et al. (2014), un traitement complet du MIS et de la rétroaction stellaire a été implémenté pour produire une simulation dont le TFE n'est pas issu d'un "*fine tuning*" des rétroactions. Ils ont intégré les supernovæ, les vents stellaires, la pression radiative, et photo-échauffement (soit l'ensemble des phénomènes que nous avons mentionné précédemment). Parmi les résultats remarquables de cette simulation, on note l'impossibilité d'obtenir des galaxies de masse réaliste avec un seul type de rétroaction, tandis qu'une prise en compte de l'ensemble des mécanismes donne de meilleurs résultats.

Les vents stellaires et les rétroactions de supernovæ injectent des éléments lourds dans le MIS ce qui renforce la formation d'étoiles en favorisant le refroidissement du gaz. La compression du gaz induite par ces phénomènes augmente aussi la densité de certaines régions, favorisant ainsi la formation de nuages massifs propices à la formation d'étoiles.

1.5.6 Loi de Kennicutt-Schmidt

Des progrès importants ont été faits pour approcher d'un consensus autour d'une loi liant quantité de gaz et taux de formation d'étoiles. Tout d'abord, Schmidt (1959) propose une loi de puissance entre les densités de TFE et de gaz :

$$\rho_{\text{TFE}} \propto \rho_{\text{gaz}}^n, \quad (1.16)$$

où n est déterminé de manière empirique. Il est néanmoins difficile de caractériser la densité dans notre domaine où nous travaillons en projection (c'est particulièrement vrai pour M31 qui est inclinée). Il convient de reformuler cette relation en employant la densité de surface de TFE et de gaz :

$$\Sigma_{\text{TFE}} \propto \Sigma_{\text{gaz}}^N. \quad (1.17)$$

Connue sous le nom de loi de Kennicutt-Schmidt, elle permet d'établir que les densité de surface du TFE et du gaz dans les galaxies proches sont liées par une loi de puissance $N=1.4$ (Kennicutt 1998b). Des études plus récentes montrent néanmoins que cette relation

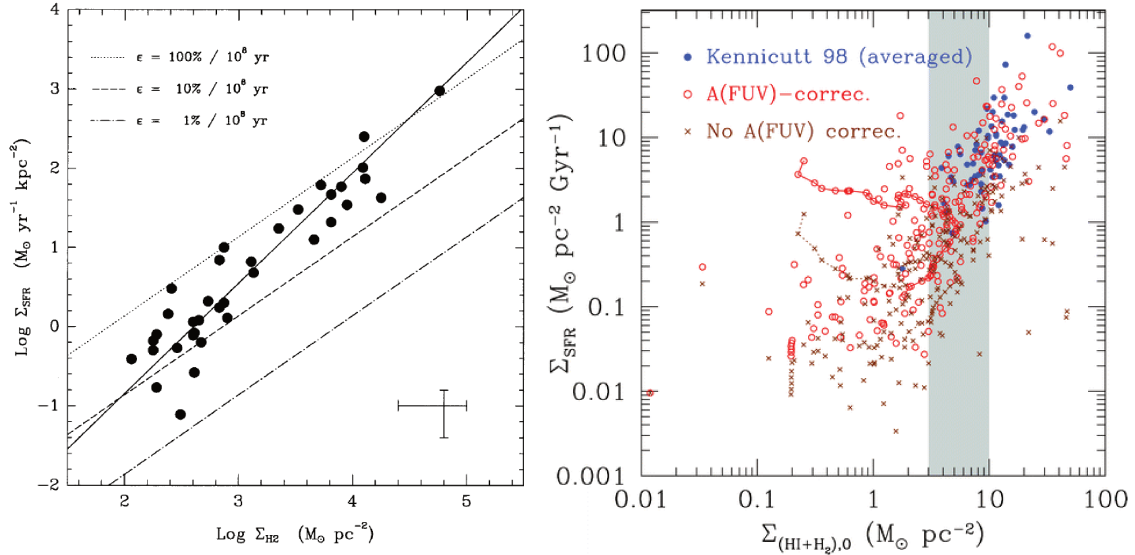


FIGURE 1.17 – Gauche : Relation de Kennicutt-Schmidt de Kennicutt (1998a) pour 36 régions de sursauts de formation d'étoiles, la ligne noire indiquant l'ajustement linéaire et les lignes pointillées indiquant l'efficacité de formation des étoiles. La forte dispersion de l'échantillon est responsable du décalage entre la pente mesurée et la pente typique, ce problème récurrent rend difficile d'obtenir des contraintes fortes sur la loi de KS. Droite : Relation de Kennicutt-Schmidt de Boissier et al. (2007) utilisant la densité de surface du H1 et du H2, produite avec les profils radiaux de galaxies observées par GALEX. On note le cas intéressant de M31, indiquée à l'aide des cercles rouges liés par une ligne, le rayon le plus faible (de l'ordre d'environ 1 kpc) étant en haut à gauche. Ce profil "coudé" est inhabituel et contre-intuitif puisqu'on voit la densité de surface de gaz diminuer tandis que la densité de surface de TFE stagne voir augmente. Il est possible que cela soit lié à la résolution de l'observation.

ne semble pas compatible avec une unique loi de puissance (Bigiel et al. 2008). Il apparaît que le TFE diminue plus rapidement pour les faibles densités de gaz. Les études portant sur l'évolution de la relation pour Σ_{HI} et Σ_{H_2} séparément (Blanc et al. 2009; Schrubba et al. 2011; Salomé et al. 2017) tendent à montrer qu'il n'y a pas de corrélation entre Σ_{TFE} et Σ_{HI} tandis qu'on trouve une relation linéaire entre Σ_{TFE} et Σ_{H_2} .

Nous donnons des exemples de loi de Kennicutt-Schmidt en Figure 1.17, dans un cas sur les régions centrales de galaxies (Kennicutt 1998a) et dans un cas avec plusieurs mesures radiales sur les mêmes galaxies (Boissier et al. 2007).

1.6 Télescopes et campagnes d’observations

Pour étudier la formation stellaire et le gaz nous pouvons employer plusieurs instruments observant dans le spectre électromagnétique depuis l’UVL jusqu’au millimétrique. L’étude de l’évolution des galaxies repose en grande partie sur deux approches : les campagnes d’exploration à grand champ et les études ciblées (Blanton & Moustakas 2009). Au cours de ces travaux de thèse et dans Dassa-Terrier et al. (2019), nous avons utilisé des données provenant de chacun des instruments et catalogues listés. Nous utilisons un cube de données l’interféromètre du Plateau de Bure dans Dassa-Terrier et al. (2019) pour construire un catalogue de nuages moléculaires dans la région centrale de M31. SPITZER/IRS est utilisé dans le Chapitre 3 pour étudier les hydrocarbures aromatiques polycycliques dans cette même région. Dans le prolongement de cette étude, les données GALEX, SDSS, 2MASS ainsi que les autres modules de SPITZER nous servent à tracer la distribution d’énergie spectrale. Enfin, GALEX, SPITZER et ATLAS^{3D} ont été utilisés par les travaux que nous référençons lors de notre étude de la loi de Kennicutt-Schmidt.

1.6.1 IRAM – radioastronomie

L’interféromètre du Plateau de Bure (IPdB) est un observatoire de l’Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM) de Grenoble et est en cours d’évolution. Localisé en Hautes-Alpes, il était composé de six antennes, des télescopes Cassegrain, de 15 m de diamètre à 2550 m et avec une ligne de base de 760 m au maximum. Chaque antenne a quatre récepteurs à double polarisation : un récepteur de la bande des 3 mm pouvant se régler entre 80 et 116 GHz, un récepteur de la bande des 2 mm réglable entre 129 et 174 GHz, un 1.3 mm réglable entre 201 et 267 GHz et enfin un récepteur 0.8 mm de 277 à 371 GHz. Le corrélateur *WideX* permet de couvrir de larges bandes lors des observations. Il y a usuellement quatre configurations pour 6 antennes. La configuration D offre une sensibilité maximale tandis que la configuration C est légèrement moins compacte. Elle peut être combinée avec la configuration D pour des résolutions plus basses et avec la configuration B pour des résolutions plus hautes. La configuration B est plus étendue et adaptée aux sources plus fortes. Enfin la configuration A est la plus étendue et adaptée aux sources très fortes et compactes. Le cube de données au cœur de cette thèse a été produit par Melchior & Combes (2017) avec 5 antennes en configurations C et D du 3 septembre au 24 décembre 2012, réglé à la fréquence de 115.386 GHz pour observer le noyau de la galaxie M31. Cet interféromètre est idéal pour observer les émissions de CO(1-0) à 2.6 mm. L’IPdB a aussi été utilisé pour le *Plateau de Bure High-s Blue Sequence CO(3-2) Survey (PHIBSS)* visant à créer un échantillon statistique de galaxies à haut décalage vers le rouge et à tracer le gaz moléculaire CO (Tacconi et al. 2010; Tacconi et al. 2013; Freundlich et al. 2013; Genzel et al. 2013).

La succession au IPdB est assurée par le *Northern Extended Millimeter Array (NOEMA)*⁸ qui a été inauguré en septembre 2014 avec l’ajout d’une septième antenne. Avec pour objectif de doubler le nombre d’antennes de l’interféromètre pour 2020 (Chenu et al. 2016),

8. Projet NOEMA : <http://iram-institute.org/EN/noema-project.php>

NOEMA tourne actuellement avec 10 d’entre elles. NOEMA offre dès à présent une résolution (de $3.7''$ à $1.0''$ à 100 GHz) ainsi qu’une sensibilité bien meilleure par rapport à ce que l’IPdB permettait. Nous n’utilisons pas de données NOEMA dans ce travail de thèse, mais cette évolution offre déjà d’intéressantes perspectives extra-galactiques dont le décalage vers le rouge est compris entre 0 et 3, notamment avec PHIBSS2 (Combes 2015; Genzel et al. 2015; Freundlich 2017; Tacconi et al. 2018). Fudamoto et al. (2017) observent avec NOEMA 17 galaxies *dusty, star-forming galaxies (DSFGs)* précédemment observées par Ivison et al. (2016) afin d’en mesurer le décalage vers le rouge spectroscopique et ont détecté la présence de sursauts de formation d’étoiles (SSFE) extrêmement intenses dans leurs échantillons de galaxies lointaines. Néanmoins, il existe encore peu d’études exploitant les atouts de NOEMA dans l’étude des nuages de CO dans l’Univers proche, bien que Elmegreen et al. (2018) utilisent des observations NOEMA pour étudier un GMC dans la galaxie Kiso 5639, distante de 24.5 Mpc, nous notons que le lobe et la résolution spectrale de ces travaux pouvaient déjà être obtenus avec l’IPdB.

Le télescope de 30-m de l’IRAM est situé à Pico Veleta⁹ en Espagne à une altitude de 2850m. Il est équipé de récepteurs hétérodynes et d’une caméra continuum opérant à 3, 2, 1 et 0.9 mm. Les récepteurs hétérodynes (*HEterodyne Receiver Array*; HERA; Schuster et al. 2004) ont été employés par Melchior & Combes (2013) pour observer les émissions CO(2-1) dans M31 (voir en Section 1.4.2 pour plus d’information sur les articles). HERA a aussi permis de produire HERACLES (Leroy et al. 2009), un atlas de 18 galaxies de l’Univers proche dans le CO.

Les données sont mises en ligne et régulièrement mises à jour à travers la plateforme VizieR pour les trois instruments : du 1 décembre 1991 à 2016 pour l’IPdB, du 30 septembre 2009 au 30 juin 2016 pour le 30-m et de 2016 à maintenant pour NOEMA (Dan et al. 2008)¹⁰.

1.6.2 GALEX – Ultraviolet

Le télescope spatial *Galaxy Evolution Explorer* (GALEX) observait dans l’UUVL (1344–1786 Å) et l’UV proche (1771–2831 Å), avec des résolutions de $4.3''$ et $5.3''$ respectivement. Il s’agit d’un télescope de Ritchey-Chrétien avec un miroir de 50 cm. Ses archives sont accessibles publiquement sur le site du *Multi-Mission archive at the Space Telescope Science Institute (MAST)*¹¹. Cela en fait un outil idéal pour étudier la distribution d’énergie spectrale (DES; *Spectral Energy Distribution*; SED) et donc la population stellaire d’une région, utilisé en combinaison avec les autres outils décrits dans cette section. Étudier la formation d’étoiles et son évolution au cours du temps est d’ailleurs la principale mission de GALEX (Martin et al. 2005). Plus généralement, GALEX répond à trois besoins :

1. Calibrer la TFE des galaxies et les émissions UV, l’UV permettant de caractériser la formation d’étoiles sur une échelle de temps de l’ordre de 10^8 yr (voir Section 1.3),

9. Télescope de 30-m de l’IRAM : <http://iram-institute.org/EN/30-meter-telescope.php>

10. Lien vers les données IRAM sur VizieR : <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/cat/B/iram>

11. Lien vers MAST : <http://galex.stsci.edu/GR6/>

2. Etudier l'histoire de formation des étoiles pour un décalage vers le rouge inférieur à 2,
3. Permettre de proposer des modèles prédictifs de TFE à l'aide des données accumulées.

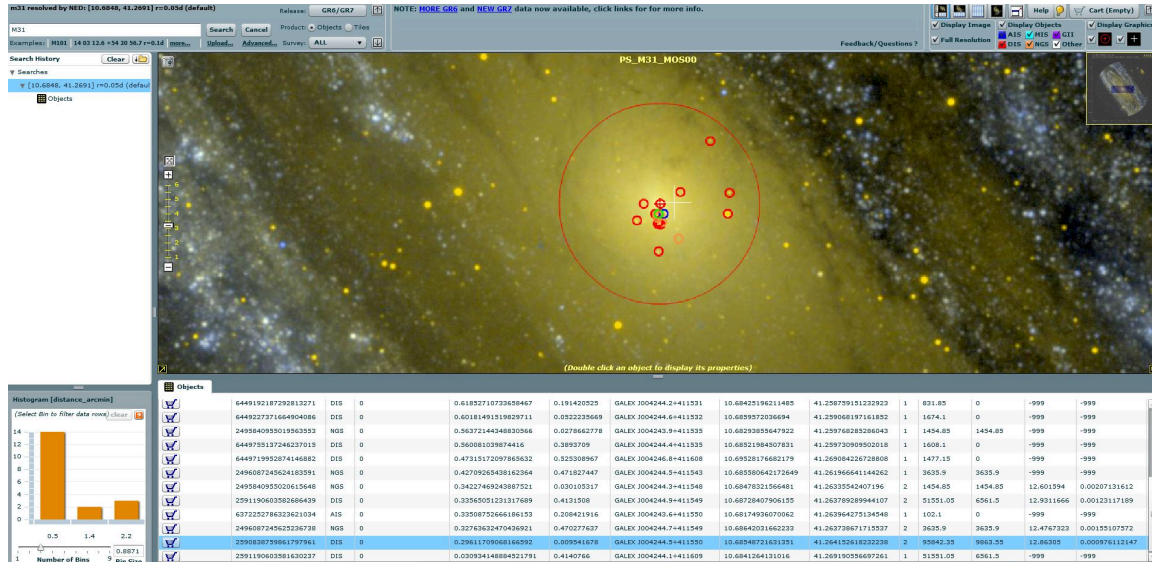


FIGURE 1.18 – Capture de GaleXView, service de recherche rapide en ligne accessible sur MAST <http://galex.stsci.edu/GalexView/>. Exemple d'une recherche sur la région centrale de M31.

Il est utilisé, par exemple, dans Fan et al. (2018) pour estimer l'âge d'amas d'étoiles dans M31. Corbelli et al. (2017) utilisent des données GALEX pour étudier l'histoire de formation des étoiles dans M33, en particulier, les données UVL de GALEX permettent de trouver les amas d'étoiles jeunes et donc de pister les régions de formation d'étoiles, et tester la correspondance entre les positions des nuages moléculaires et des amas. Lewis et al. (2017) recherchent des régions de formation d'étoiles de M31 dont la présence est occultée par de la poussière. L'UV étant à la fois un bon indicateur de TFE tout en étant fortement absorbé par la poussière, une cartographie précise des émissions UV dans M31 apportée par GALEX permet d'étudier le phénomène d'extinction.

1.6.3 SPITZER - Infrarouge

Spitzer (aussi appelé *Space Infrared Telescope Facility*; Werner et al. 2004) est un télescope spatial infrarouge de moins de 50 kg. C'est un télescope Ritchey-Chrétien dont le miroir mesure 85 cm de diamètre. Il est prévu pour opérer à très basse température et est monté sur un cryostat. Il a trois instruments : *infrared array camera* (IRAC; Fazio et al. 2004), *multiband imaging photometer* (MIPS; Rieke et al. 2004) et *infrared spectrograph* (IRS; Houck et al. 2004). IRAC observe dans l'IR proche et l'IR moyen à quatre longueurs d'onde spécifiques 3.6, 4.5, 5.8 et 8.0 μm . MIPS permet d'observer les longueurs d'onde 24, 70 et 160 microns. IRS offre une spectroscopie de 5 à 40 μm et consiste en 4 modules : ondes courtes et résolution faible (*Short Low*) SL2 [5.13–7.60], SL2 [7.33–8.66] et SL3

[7.46–14.29], ondes longues et résolution faible (*Long Low*) LL2 [13.90–21.27], LL3 [19.23–21.61], LL1 [19.91–39.90], ondes courtes haute résolution (*Short High*) SH [9.89–19.51] et ondes longues haute résolution (*Long High*) LH [18.83–37.14]. Les données SPITZER sont accessibles publiquement ¹².

1.6.4 SDSS – Optique

Le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) couvre 5 bandes (u, g, r, i et z) principalement dans l’optique mais débordant sur l’UV et l’IR (bandes u et z respectivement). Ce projet a vu la mise au point d’une caméra photométrique composée de 30 CCDs (SITE/Tektronix) de 2048×2048 pixels (voir Figure 1.19) qui a réalisé ses premières observations en 1998. Le fonctionnement de la camera est expliqué de manière extensive dans Gunn et al. (1998). SDSS utilise de nombreux instruments, en particulier le *Sloan Foundation 2.5m Telescope* (Gunn et al. 2006) et, plus récemment, le *Irénée du Pont Telescope* (Bowen & Vaughan 1973) permettant d’ajouter les observations depuis l’hémisphère sud. SDSS a une longue histoire avec de nombreuses opérations réussies au cours des dernières décennies. Il en est actuellement à SDSS-IV jusqu’à 2020.

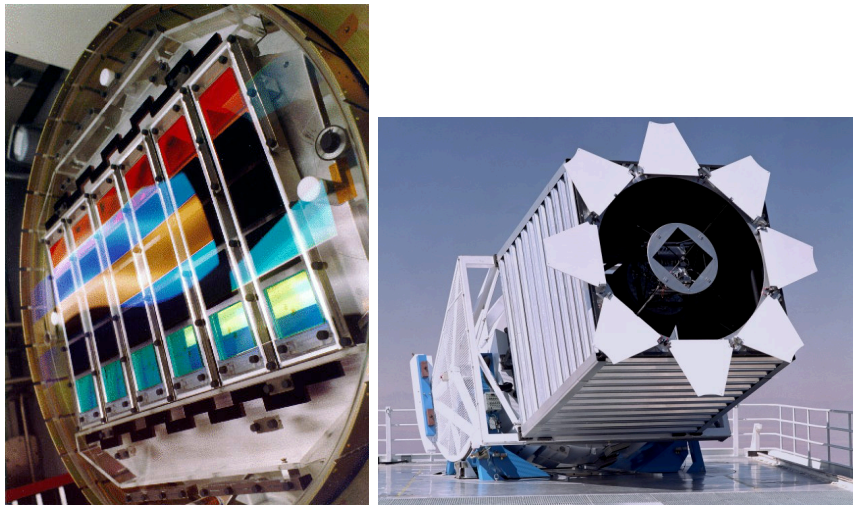


FIGURE 1.19 – Gauche : Camera de SDSS, désormais exposée au Smithsonian. Droite : Le Sloan Foundation 2.5m Telescope du Apache Point Observatory au Nouveau Mexique. (source : site de la collaboration SDSS : <https://www.sdss.org/instruments/>).

1.6.5 2MASS

Conduit par l’Université du Massachusetts, avec le support de l’*Infrared Processing and Analysis Center* (IPAC), de la NASA et de la NSF, et avec des collaborateurs à travers de nombreuses institutions scientifiques dans le monde, le *Two Micron All Sky*

12. SPITZER data access : <http://sha.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/SHA/>

Survey (2MASS) a observé uniformément l'ensemble du ciel dans les NIR, les bandes J ($1.25 \mu\text{m}$), H ($1.65 \mu\text{m}$) et K_s ($2.17 \mu\text{m}$; [Skrutskie et al. 2006](#)). 2MASS s'appuie sur deux télescopes de 1.3 m (Mont Hopkins aux États-Unis et CTIO au Chili) et ses données sont accessibles publiquement ¹³.

1.6.6 ATLAS^{3D}

ATLAS^{3D} ([Cappellari et al. 2011](#)) est une campagne d'observation multibandes visant 260 galaxies de type premier (elliptiques et lenticulaires S0). Entre autres, elle offre des observations de l'hydrogène atomique H α , du gaz moléculaire CO et des gaz ionisés H β , [O III] et [N I]. Elle combine des observations de multiples origines : le champ-intégral SAURON du Télescope William Herschel (WHT), des observations radio du *Westerbork Radio Synthesis Telescope* (WRST), des observations millimétriques du télescope de 30 m de l'IRAM et du *Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy* (CARMA) et des images MegaCam du *Canada-France-Hawaii Telescope* (CFHT). Ces données sont accessibles publiquement ¹⁴.

1.7 Méthode statistique : Analyse en Composantes Principales

Au cours de ce travail, nous nous sommes reposés sur certaines méthodes statistiques que nous détaillons ici.

L'Analyse en Composantes Principales (ACP) est une méthode statistique d'analyse de données qui permet de projeter des paramètres corrélés sur un nombre moindre de dimensions non corrélées. Elle trouve son application dans pratiquement tous les domaines scientifiques ([Gewers et al. 2018](#)). Nous proposons un exemple typique d'application de l'ACP en Figure 1.20. Ce procédé se décompose généralement en 6 étapes :

1. Produire une matrice X de dimensions $N \times M$ de N variables à M valeurs,
2. Soustraire la moyenne de l'axe N à chaque point M de cet axe afin de limiter l'erreur quadratique moyenne et normaliser par la variance (standardisation),
3. Produire la matrice de covariance associée,
4. Calculer les valeurs et vecteurs propres. Les vecteurs propres dont les valeurs propres associées sont les plus élevées sont ceux qui portent le plus d'inertie,
5. Créer une matrice de projection X_{proj} afin de créer un nouveau sous-espace des variables conservées, en pratique il s'agit d'une concaténation,

13. 2MASS data access : <https://www.ipac.caltech.edu/2mass/overview/access.html>

14. ATLAS^{3D} data access : <http://www-astro.physics.ox.ac.uk/atlas3d/>

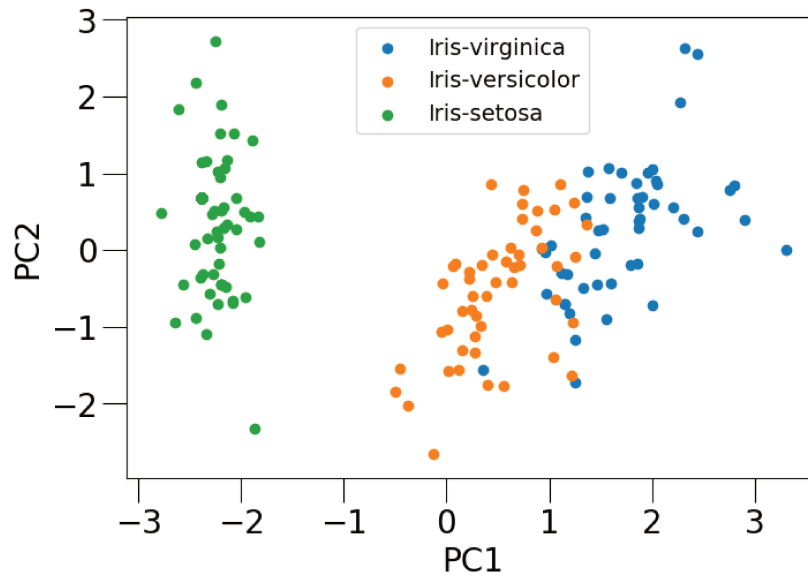


FIGURE 1.20 – Application de l’ACP à un échantillon test connu, le IRIS DATASET. PC1 et PC2 sont construites à partir des statistiques de la longueur et largeur des pétales et sépales. A partir de ces quatre paramètres, il est possible de créer une classification en deux dimensions qui met en évidence la distinction entre les groupes de fleurs.

6. On opère la projection $X \times X_{\text{proj}}$ pour obtenir une matrice où N est égal au nombre de composantes principales.

Cette méthode est très utilisée pour réaliser des changements de référentiels. Rosolowsky & Leroy (2006) l’utilisent pour déterminer les axes majeur et mineur de nuages moléculaires. Dans ce cas, on s’arrête à l’étape 4. Si nous prenons l’exemple d’une image à deux dimensions, cela peut servir à trouver l’axe principal selon lequel est orientée une ellipse. Nous travaillons alors avec une matrice $2 \times M$, les deux vecteurs propres avec les valeurs propres les plus élevées indiquent l’axe majeur. Les deux autres, l’axe mineur. Nous avons utilisé cette technique dans le chapitre 2 pour déterminer l’orientation des nuages de gaz. Puis nous l’avons appliquée avec succès sur notre échantillon de candidats de nuages moléculaires au sein d’un cube de données interférométriques IRAM analysé au cours de ce travail de thèse pour en extraire les signaux significatifs.

Méthodologie

Prenons le cas d’un problème à M observations dont chaque mesure individuelle i est décrite par un vecteur χ_i défini dans un espace des phases de N dimensions, c’est-à-dire où chaque mesure dispose de N variables descriptives. Nous souhaitons décrire ces M observations sur seulement deux dimensions, ce que nous faisons en opérant une rotation de l’espace des phases jusqu’à trouver les deux axes où la dispersion maximum des mesures est atteinte, il s’agit de la première composante principale (PC1) et de la deuxième composante principale (PC2).

STANDARDISATION — Une première étape de préparation des données à l'aide de transformations statistiques est recommandée et généralement nécessaire. Deux transformations communes sont la normalisation par la variance et la translation à l'origine. La standardisation est la combinaison de ces deux transformations (Bertsekas & Tsitsiklis 2002; Feller 2008). Nous préférons le terme de standardisation à celui de normalisation, souvent utilisé en physique pour une variété d'opérations moins spécifiques. Au terme de cette transformation, chaque observation i est décrite par un vecteur $\widetilde{\chi}_i$ de variables désormais adimensionnelles, de moyenne nulle et de même ordre de grandeur. On l'obtient par le calcul suivant :

$$\widetilde{\chi}_i = \frac{\chi_i - \mu_{\chi_i}}{\sigma_{\chi_i}}, \quad (1.18)$$

où μ_{χ_i} et σ_{χ_i} sont la moyenne et l'écart-type sur la variable χ_i , respectivement. Comme discuté dans Gewers et al. (2018), la standardisation est très utile dans le cas où l'on souhaite éviter un biais sur des variables dont les dispersions et variances sont particulièrement différentes. Elle est moins utile dans le cas contraire mais ne se fait pas au détriment de l'étude statistique. En revanche, il n'est pas recommandé de procéder à une standardisation dans le cas spécifique où une faible variation des valeurs d'une variable est une propriété intrinsèque du système. Une transformation statistique du type de la standardisation renforcerait cette contribution indésirable. L'impact de la standardisation sur l'ACP permet de comprendre quantitativement ce risque. Nous souhaitons mesurer deux paramètres p_0 et p_1 . Aucune erreur n'intervient dans le cas idéalisé de p_0 tandis qu'à chaque mesure de p_1 une erreur normale systématique ϵ de moyenne 0 et variance σ_ϵ^2 intervient. Nous pouvons en tirer deux variables : $\chi_0 = p_0$ et $\chi_1 = p_1 + \epsilon$ que nous supposons avoir une distribution normale et dont les déviations standards sont respectivement σ_{χ_0} et σ_{χ_1} . Leur coefficient de Pearson est :

$$\begin{aligned} \rho_{\chi_0\chi_1} &= \frac{\langle (\chi_0 - \mu_{\chi_0})(\chi_1 - \mu_{\chi_1}) \rangle}{\sigma_{\chi_0}\sigma_{\chi_1}} \\ &= \frac{\langle (p_0 - \mu_{p_0})(p_1 + \epsilon - \mu_{p_1}) \rangle}{\sigma_{p_0}\sqrt{\sigma_{p_1}^2 + \sigma_\epsilon^2}} \\ &= \frac{\langle (p_0 - \mu_{p_0})(p_1 - \mu_{p_1}) \rangle}{\sigma_{p_0}\sqrt{\sigma_{p_1}^2 + \sigma_\epsilon^2}} + \frac{\langle (p_0 - \mu_{p_0})\epsilon \rangle}{\sigma_{p_0}\sqrt{\sigma_{p_1}^2 + \sigma_\epsilon^2}}. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Le bruit ayant une moyenne nulle et n'étant pas corrélé à p_0 , nous avons $\langle \mu_{p_0}\epsilon \rangle = 0$ et $\langle p_0\epsilon \rangle = 0$ et nous pouvons exprimer le coefficient de Pearson ainsi, en prenant le cas où les deux paramètres sont corrélés à 100% :

$$\begin{aligned} \rho_{\chi_0\chi_1} &= \frac{\langle (p_0 - \mu_{p_0})(p_1 + \epsilon - \mu_{p_1}) \rangle \sigma_{p_1}}{\sigma_{p_0}\sigma_{p_1}\sqrt{\sigma_{p_1}^2 + \sigma_\epsilon^2}} \\ &= \rho_{p_0p_1} \frac{\sigma_{p_1}}{\sqrt{\sigma_{p_1}^2 + \sigma_\epsilon^2}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\sigma_\epsilon^2}{\sigma_{p_1}^2}}}. \end{aligned} \quad (1.20)$$

Dans le cas où le bruit σ_ϵ domine la déviation standard de l'échantillon, la valeur du coefficient de Pearson tend vers 0, ne permettant plus d'établir de corrélation entre χ_0 et

χ_1 bien que la corrélation entre p_0 et p_1 soit parfaite. Dans le cas d'un bruit dominant la variation d'un paramètre, une standardisation peut alors faire perdre l'information de l'existence d'une corrélation entre deux variables lors du passage à l'ACP.

REDUCTION DE DONNEES — En termes simples, l'ACP consiste à obtenir une matrice Y obtenue en multipliant les données d'origine X par une matrice X_{proj} . Pour obtenir cette matrice de transformation, nous partons de notre matrice standardisée \tilde{X} composée de N lignes (paramètres) et Q colonnes (observations) et nous établissons la matrice de covariance :

$$\text{Cov}(\tilde{X}) = \frac{1}{Q-1} \tilde{X} \tilde{X}^T. \quad (1.21)$$

La matrice de covariance nous permet de trouver les valeurs propres λ_i associées aux vecteurs propres v_i composés de M éléments. Ces valeurs propres sont nécessairement positives. Nous rappelons que i varie entre 1 et N , il y a autant de valeurs et vecteurs propres que de lignes (paramètres) dans X . La matrice de projection X_{proj} est obtenue à partir des vecteurs propres organisés par valeurs propres décroissantes :

$$X_{\text{proj}} = \begin{bmatrix} v_1 \\ \vdots \\ v_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{11} & \cdots & P_{1j} & \cdots & P_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ P_{i1} & \cdots & P_{ij} & \cdots & P_{iN} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ P_{M1} & \cdots & P_{Mj} & \cdots & P_{MN} \end{bmatrix}. \quad (1.22)$$

On notera ici que la matrice X_{proj} est unique pour chaque groupe de données. Ajouter de nouvelles observations ou des paramètres peut fondamentalement changer les résultats obtenus par l'ACP. La matrice Y issue de cette transformation a pour le moment les mêmes dimensions que X , il y a simplement eu rotation. Il s'agit maintenant de réduire le nombre de vecteurs propres conservés, c'est-à-dire le nombre de paramètres avec lesquels nous allons travailler. Ce choix est limité par la "conservation de variance". Pour que la réduction de données conserve un sens, la majorité de l'échantillon doit pouvoir être expliquée par les vecteurs propres conservés.

Cela s'obtient à partir des valeurs propres λ_i qui correspondent aux variances $\sigma_{Y_i}^2$. Il est alors possible de comparer la somme des variances (comme sur tous les vecteurs propres) à la somme des variances conservées (somme sur les vecteurs propres conservés lors de l'ACP). Ce ratio estime la part de l'échantillon "expliquée" par les vecteurs conservés et il est préférable que cette valeur soit élevée. Cette étape essentielle permet d'établir si l'application de l'ACP est possible sur l'échantillon. Il peut être nécessaire de changer des paramètres ou d'ajouter et exclure des observations pour améliorer la conservation de variance. Ceci est un risque de l'ACP qui peut inciter à faire une sélection biaisée. Il est donc recommandé d'être certain de la pertinence de son choix de variable et de la construction de son échantillon. Cela demande donc un recul sur la physique du phénomène étudié.

La méthodologie derrière l'ACP ainsi que les discussions sur ses avantages et limites peuvent être consultés dans [Jolliffe \(2002\)](#) et [Gewers et al. \(2018\)](#) si le lecteur souhaite approfondir le sujet. L'ACP est aussi détaillée en Section 8.4.2 de [Feigelson & Babu \(2012\)](#) ainsi que d'autres méthodes d'analyse multivariée.

Applications

En plus de son application dans de multiples domaines scientifiques, incluant l'informatique, le *deep learning* et la physique, on retrouve aussi un usage grandissant de l'ACP en astronomie et astrophysique. [Steiner et al. \(2009\)](#) proposent d'analyser un cube de données à l'aide de l'ACP dans le cas de NGC 4736 et y identifient un NGA décentré par rapport au centre du bulbe. Pour cela, ils transforment le cube de données en une matrice pour laquelle ils identifient les vecteurs propres afin de créer une tomographie : une série de "coupes" dans l'espace des vecteurs propres. Cela a pour intérêt de réduire les millions de pixels du cube à une douzaine de vecteurs propres. L'étude des vecteurs propres permet de faire ressortir des caractéristiques de régions du cube.

On retrouve l'ACP dans l'analyse de données : [Heyer & Peter Schloerb \(1997\)](#) l'utilisent pour étudier le complexe moléculaire Sh 155 dans les émissions ^{12}CO et ^{13}CO et trouvent qu'il s'agit d'un outil de diagnostic utile pour consolider leur analyse de la turbulence interstellaire. Dans [Gratier et al. \(2017\)](#), l'ACP est utilisée pour connecter une combinaison linéaire de températures de brillance pour des émissions de 12 raies spectrales (dans la bande des 3 mm) à des paramètres physiques pour la région sud-ouest du nuage moléculaire Orion B.

Dans nos travaux, nous explorons l'ACP comme outil d'identification des nuages moléculaires de faible masse dans un cube de données interférométriques.

1.8 Identification des nuages moléculaires : CPROPS

Il existe une grande variété de méthodologies pour identifier automatiquement les nuages moléculaires dans des cubes de données. Nous avons choisi de nous reposer sur une adaptation de la méthode *Cloud PROPertieS* (CPROPS) développée par [Rosolowsky & Leroy \(2006\)](#) qui permet la détection de nuages moléculaires dans un cube de données interférométriques pour des nuages moléculaires dont les émissions CO sont peu intenses.

Nous avons choisi d'adapter cette méthode de sélection à nos besoins, pour favoriser la détection de petits nuages (rayons d'environ 10 pc et masses de l'ordre des $10^4 M_{\odot}$). CPROPS est déjà en soit une méthode intéressante pour les nuages faiblement résolus, où on peut observer une forte corrélation entre la résolution et la taille mesurée du nuage. Cette méthode nous permet de calculer le second moment de l'axe majeur x (σ_{maj}) et de l'axe mineur y (σ_{min}) de chaque nuage ainsi que la dispersion de vitesse σ_v et le flux total F_{CO} .

Les axes majeur et mineur sont déterminés en utilisant l'analyse en composante principale (Voir les étapes 1 à 4 de la Sect. 1.7, les valeurs propres indiquent les vecteurs propres associés aux axes majeur et mineur). Cette approche est aussi utilisée avec succès par [Rosolowsky & Leroy \(2006\)](#) et [Koda et al. \(2005\)](#) dans ce même cadre d'obtention

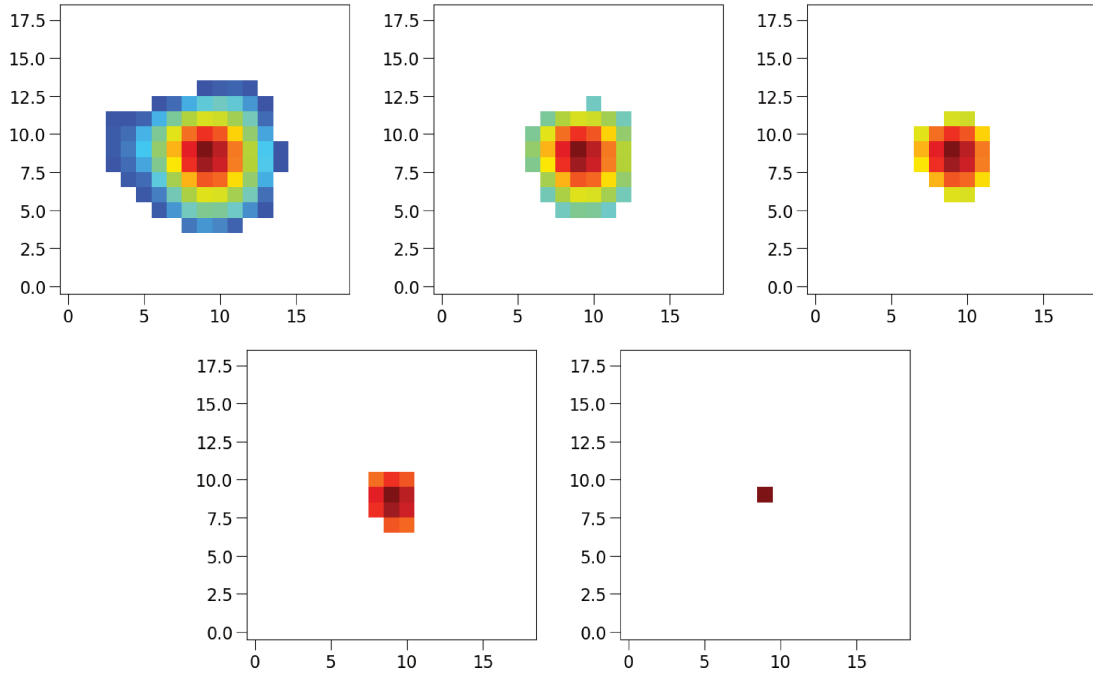


FIGURE 1.21 – *Exemple en deux dimensions de régions déterminées par 5 isophotes successifs pour le cas d'un des nuages que nous étudions dans le Chap. 2. La valeur de Φ_{iso} vont de 2σ (en haut à gauche) jusqu'au flux maximal (en bas à droite). Par chaque isophote, une région iso est déterminée et utilisée dans les équations 1.23, 1.24, 1.25, 1.27 et 1.29. Dans notre méthodologie, il faut aussi tenir compte d'une troisième dimension d'où la somme sur les k valeurs.*

des angles de position de nuages moléculaires. La matrice de covariance pondérée associée est :

$$\frac{1}{\sum_i^{iso} \Phi_i} \begin{bmatrix} \sum_i^{iso} \Phi_i (x_i - \bar{x})^2 & \sum_i^{iso} \Phi_i (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y}) \\ \sum_i^{iso} \Phi_i (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y}) & \sum_i^{iso} \Phi_i (y_i - \bar{y})^2 \end{bmatrix} \quad (1.23)$$

où l'ensemble des flux Φ_i sont sommés sur chaque isophote, x et y sont les positions associées à chaque pixel et \bar{x}, \bar{y} sont les moyennes pondérées par l'intensité des positions. Ces concepts sont définis plus en profondeur par la suite. Les axes majeur et mineur sont définis sur la carte du canal en vitesse où le flux maximum Φ_{max} du nuage est atteint. Par la suite, x et y désigneront les positions sur les axes majeur et mineur respectivement.

Chaque nuage moléculaire est ensuite isolé dans une boîte elliptique, centrée sur le pixel où le flux est maximal dont les demi-grand et petit axes ont une longueur égale à trois fois la largeur à mi-hauteur du lobe. La boîte est définie sur 4 à 6 canaux de vitesse. Ceci permet d'exclure des mesures les nuages proches et les zones de bruit alentours.

Nous définissons ensuite pour chaque nuage une variable Φ_{iso} . Chaque valeur de Φ_{iso} est un isophote servant à définir le contour de la partie du nuage dont les flux sont supérieurs à Φ_{iso} . Nous présentons un exemple simplifié en deux dimensions en Figure 1.21 pour le cas d'un des nuages que nous avons détecté dans ces travaux. Nous mesurons ensuite l'évolution des seconds moments de la taille de l'axe majeur σ_{maj} , de l'axe mineur σ_{min} , de

la vitesse σ_v (la dispersion de vitesse) et du flux total F_{CO} en fonction des Φ_{iso}/Φ_{max} . La valeur de l'isophote varie de 2σ jusqu'au flux maximum Φ_{max} . Chaque nuage est étudié sur 100 isophotes. Nous avons choisi ce nombre pour nos observations car les candidats ont de 5 à environ 60 pixels sur 4 à 6 canaux de vitesse. Cela implique que les plus petits nuages pourraient avoir un nombre constant de pixels pour plusieurs valeurs d'isophotes mais cela n'a pas d'impact significatif sur nos mesures. Pour chaque isophote, nous délimitons donc une région, où tous les pixels i et canaux k ont un flux supérieur à Φ_{iso} , sur laquelle nous sommes les moments :

$$\sigma_{maj}(\Phi_{iso}) = \sqrt{\frac{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} [x_i - \bar{x}(\Phi_{iso})]^2}{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k}}}, \quad (1.24)$$

$$\sigma_{min}(\Phi_{iso}) = \sqrt{\frac{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} [y_i - \bar{y}(\Phi_{iso})]^2}{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k}}}, \quad (1.25)$$

où $\Phi_{i,k}$ est le flux en $Jy \text{ beam}^{-1}$ sur l'ensemble des canaux et pixels k et i respectivement. x_i et y_i désignent les décalages sur les axes majeur et mineur respectivement. \bar{x} et \bar{y} sont les barycentres de chaque isophote :

$$\bar{x}(\Phi_{iso}) = \frac{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} x_i}{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k}}, \quad \bar{y}(\Phi_{iso}) = \frac{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} y_i}{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k}}. \quad (1.26)$$

De la même façon, nous obtenons la dispersion de vitesse :

$$\sigma_v(\Phi_{iso}) = \sqrt{\frac{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} [v_k - \bar{v}(\Phi_{iso})]^2}{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k}}}, \quad (1.27)$$

où :

$$\bar{v}(\Phi_{iso}) = \frac{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} v_k}{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k}} \quad (1.28)$$

et v_k est la vitesse dans le canal k . Finalement, nous obtenons le flux total intégré en $Jy \text{ km s}^{-1}$ par la relation :

$$F_{CO}(\Phi_{iso}) = \sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} \delta x \delta y \delta v, \quad (1.29)$$

où δx et δy sont la taille des pixels en arcsec et δv la résolution spectrale en km s^{-1} . Afin d'obtenir les valeurs de la taille, de la dispersion de vitesse et du flux total intégré des nuages, nous utilisons une régression linéaire pondérée (par le nombre de pixels dans chaque isophote) pour extrapoler les moments à la valeur $\Phi_{iso} = \Phi_0 = 0 \text{ Jy/beam}$.

1.9 Objectifs de la thèse

Ce travail de thèse porte sur le noyau de la galaxie M31 dans un rayon équivalent projeté de $\sim 165 \text{ pc}$ à l'aide d'un cube de données interférométriques produit par la configuration 5 antennes du Plateau de Bure à l'IRAM. Nos travaux d'analyse de données

visent à produire le premier catalogue de nuages de CO moléculaire dans une région aussi proche du centre optique de M31 et disposant d'une résolution aussi fine. Ces nuages moléculaires sont peu denses et peu massifs, la région circum-nucléaire de M31 étant réputée vide de gaz et de poussière. Les méthodes automatisées déjà existantes sont peu adaptées à la détection de nuages dont les émissions sont faibles et nous développons donc une méthode adaptée de CPROPS pour extraire des signaux peu lumineux dans la raie du CO. Nous en déduisons des caractéristiques physiques extrapolées. Nous obtenons de ces caractéristiques une classification des signaux détectés nous permettant de sélectionner les signaux fiables et ceux qui sont du bruit. L'objectif est ici de pousser les limites de la sélection sur un échantillon dont les signaux à plus de 6- σ sont rares et de produire un catalogue de nuages moléculaires peu denses et même parfois non-résolus. Une partie importante du travail de thèse a été consacrée à la construction de ce catalogue.

Dans un second temps, ce catalogue a servi de base pour produire un travail sur la formation d'étoiles et la population stellaire de la région circum-nucléaire de M31. Ces travaux ont concerné en premier lieu les émissions HAP que nous avons cherché à caractériser en utilisant les cartes IRS/SPITZER de [Hemachandra et al. \(2015\)](#). Il est possible que les rapports de raies des HAP puissent servir à créer des classifications des galaxies ([Smith et al. 2007](#); [Rampazzo et al. 2013](#)). Malgré les incertitudes élevées de ces mesures, nous pouvons estimer qu'elles sont compatibles avec un noyau très peu dense en gaz et poussière. En recherchant des données GALEX, SDSS, 2MASS, WISE et SPITZER, il est ensuite possible d'étudier la distribution d'énergie spectrale intégrée sur le noyau de M31. Cette étude permet d'accéder au continuum stellaire et donc à des informations sur la population stellaire de la région, à l'aide de modèles DES tels que celui de [Bressan et al. \(1998\)](#) ou [Fioc & Rocca-Volmerange \(1999\)](#).

Le taux de formation d'étoiles dans le noyau de M31 n'est pas encore une mesure extrêmement fiable. Nous nous intéressons en particulier aux cartes UVL+24 μm de [Viaene et al. \(2014\)](#) et [Ford et al. \(2013\)](#) dont nous discuterons l'estimation du TFE. Nous expliquons en quoi ces estimations ne sont probablement pas adaptées au noyau de M31 et proposons une nouvelle carte de la densité de surface de TFE. Enfin, nous mettons cela en perspective avec la loi de Kennicutt-Schmidt pour en tirer de grandes tendances sur le comportement du noyau de M31 par rapport à d'autres galaxies de la "Vallée Verte" ou de la séquence rouge. Cela mène à discuter les possibles raisons de l'épuisement du gaz dans la galaxie M31 et en quoi nos résultats supportent la théorie d'une rencontre avec la galaxie M32 il y a environ 200 millions d'années [Block et al. \(2006\)](#).

L'ensemble de ces travaux a permis la rédaction d'un article scientifique ([Dassa-Terrier et al. 2019](#)) principalement focalisé sur le catalogue de nuages moléculaires, l'étude des rapports de raie CO(2-1)/CO(1-0) entre les nuages de ce catalogue et ceux détectés par [Melchior & Combes \(2013\)](#), l'étude de la distribution d'énergie spectrale, la construction de la nouvelle carte de TFE et la loi de Kennicutt-Schmidt. L'article confirme la passivité de la région centrale de M31.

CHAPITRE 2

Nuages moléculaires dans le champ central de M31

Nous présentons ici [Dassa-Terrier et al. \(2019\)](#), fruit des études présentées dans cette thèse ainsi que des travaux produits en collaboration avec Anne-Laure Melchior et Françoise Combes. Les Sections 2 et 3 de l'article (*Data analysis* et *Cloud properties*) couvrent les travaux d'identification, de sélection et de détermination des caractéristiques des nuages moléculaires qui forment notre catalogue. La Section 4 de l'article est une discussion consacrée aux propriétés de la région circum-nucléaire de M31.

Cette discussion aborde :

1. L'utilisation des rapports de raie du CO(3-2)-CO(2-1) et du CO(2-1)-CO(1-0), comparant nos travaux à ceux de [Li et al. \(2018\)](#) et [Melchior & Combes \(2013\)](#) respectivement. Nous les avons utilisés dans le Chapitre 2 de cette thèse pour discuter la cohérence entre nos détections. Les rapports de raies permettent aussi, à l'aide de simulations RADEX¹ ([van der Tak et al. 2007](#)), d'établir si le gaz moléculaire est en équilibre thermique avec la poussière.
2. L'étude de la distribution d'énergie spectrale dans la région centrale de M31 à l'aide des observations de GALEX (UV), SPITZER (IR), SDSS (UV, optique, IR), 2MASS (IRP), WISE (IR) et des observations *IRS/SPITZER* de [Hemachandra et al. \(2015\)](#). Nous nous appuyons sur des modèles stellaires de [Bressan et al. \(1998\)](#) et [Fioc & Rocca-Volmerange \(1999\)](#) ainsi que le modèle "passif" pour les galaxies elliptiques de [Panuzzo et al. \(2011\)](#) pour caractériser la contribution de la poussière, l'impact potentiel de l'extinction et surtout la population stellaire de cette région.
3. La production d'une nouvelle carte de la formation d'étoiles dans la zone circum-nucléaire de M31. Pour cela, nous utilisons des cartes UVL et 24 μm corrigées par les émissions à 3.6 μm ([Leroy et al. 2013](#)). On retrouve cette méthode dans [Ford et al. \(2013\)](#) et [Viaene et al. \(2014\)](#), nous la reprenons en proposant une correction différente, prenant en compte le comportement de la région centrale.
4. La loi de Kennicutt-Schmidt dans cette zone. Nous y plaçons une limite supérieure du TFE pour le centre de M31.

1. Site web RADEX : <https://home.strw.leidenuniv.nl/~moldata/radex.html>

M31 circum-nuclear region: A molecular survey with the IRAM interferometer

Julien Dassa-Terrier¹, Anne-Laure Melchior¹, Françoise Combes^{1,2}

¹ LERMA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC

Univ. Paris 06, F-75014, Paris, France

e-mail: Julien.Dassa-Terrier@obspm.fr, A.L.Melchior@obspm.fr, Francoise.Combes@obspm.fr

² Collège de France, 11, Place Marcelin Berthelot, F-75 005 Paris, France

Received August 10, 2018; accepted February 13, 2019

ABSTRACT

We analysed molecular observations performed at IRAM interferometer in CO(1-0) of the circum-nuclear region (within 250 pc) of Andromeda with $2.9'' = 11$ pc resolution. We detected 12 molecular clumps in this region, corresponding to a total molecular mass of $(8.4 \pm 0.4) \times 10^4 M_{\odot}$. These clumps follow Larson's mass-size relation, but lie well above the velocity-size relation. We discuss the possibility that these clumps are probably not virialised, but are transient agglomerations of smaller entities that might be virialised. Three of these clumps have been detected in CO(2-1) in a previous work, and we find a temperature line ratio below 0.5 in this work. With a radiative transfer analysis, we show that this gas is in non-local thermal equilibrium with a low excitation temperature ($T_{ex} = 5-9$ K). We find a surface beam filling factor of order 5% and a gas density in the range $60 - 650 \text{ cm}^{-3}$, which is well below the critical density. With a gas-to-stellar mass fraction of 4×10^{-4} and dust-to-gas ratio of 0.01, this quiescent region has exhausted its gas budget. Its spectral energy distribution is compatible with passive templates assembled from elliptical galaxies. While weak dust emission is present in the region, we show that no star formation is present and support the previous results that the dust is heated by the old and intermediate stellar population. We study the possibility that this region lies formally in the low-density part of the Kennicutt-Schmidt law in a regime where the star formation rate estimators are not completely reliable. We confirm the quiescence of the inner part of this galaxy known to lie on the green valley.

Key words. galaxies: individual: M31; galaxies: kinematics and dynamics; submillimeter: ISM; molecular data

1. Introduction

The evolution of the gas content and star formation activity in the central kiloparsec of galaxies is key to understanding the coupling of black hole evolution with the rest of the galaxy. Aside from the activity of the central engine probably powered by mass accretion (e.g. Lynden-Bell 1969; Urry & Padovani 1995), the properties of the host galaxy are directly impacted by this so-called AGN feedback (Fabian 2012, and references therein). The scaling relations between the supermassive black hole mass and bulge mass and the velocity dispersion of the host (e.g. Ferrarese & Merritt 2000; Tremaine et al. 2002; Marconi & Hunt 2003; Gültekin et al. 2009; Kormendy & Ho 2013; McConnell & Ma 2013) suggest a close connection between supermassive black holes and their hosts (e.g. Silk & Rees 1998; Di Matteo et al. 2005; King & Pounds 2015). The growth of supermassive black holes over cosmic time is probably dominated by external gas accretion (e.g. Soltan 1982; Croton et al. 2006). Indeed, galaxy mergers (e.g. Barnes & Hernquist 1991; Springel et al. 2005; Hopkins et al. 2006) or galactic bars (e.g. Pfenniger & Norman 1990; Begelman et al. 2006; Hopkins & Quataert 2010) may efficiently transport gas towards the galactic nucleus through gravitational torques (e.g. García-Burillo et al. 2005) over a few dynamical times.

While the total AGN activity is correlated with the global star formation rate (SFR) as a function of cosmic time (e.g. Heckman et al. 2004; Heckman & Best 2014), SFR has been mostly quenched in the local Universe (e.g. Belfiore et al. 2016) while the activity of central black holes has been much reduced (e.g. Sijacki et al. 2015). The mechanisms responsible for this quenching are currently being investigated. Relying on simulations, Bower et al. (2017) have shown that these red and blue sequences of galaxies result from a competition between star formation-driven outflows and gas accretion onto the supermassive black hole at the centre of a galaxy. Belfiore et al. (2016) argued that the quenching occurred inside out and that the star formation first stopped in the central region. However, these inside-out mechanisms are probably not universal because in dense environments, such as groups or clusters of galaxies, the quenching could also occur outside-in. Peng et al. (2015) argued that the strangulation mechanism in which the supply of cold gas to the galaxy is halted is the main mechanism responsible for quenching star formation in local galaxies with $M_* < 10^{11} M_\odot$. In the GAs Stripping Phenomena in galaxies with MUSE (GASP) survey, Poggianti et al. (2017) have explored in the optical more than 100 galaxies in different environments with the idea to get better constraints on both types of scenarios. Gullieuszik et al. (2017) have shown that gas is stripped out in JO204 a jellyfish galaxy in A957 and the star formation activity is reduced in the outer part. With a study based on local galaxies, Fluetsch et al. (2018) have argued that AGN-driven outflows are likely capable of clearing and quenching the central region of galaxies.

With a stellar mass of $5 \times 10^{10} M_\odot$ (Viaene et al. 2014), Andromeda belongs to the transition regime between the active blue-sequence galaxies and passive red-sequence galaxies (e.g. Bower et al. 2017; Baldry et al. 2006), which happens around the stellar mass of $3 \times 10^{10} M_\odot$ (e.g. Kauffmann et al. 2003). This galaxy is a prototype galaxy from the Local Group where the star

formation has been quenched in the central part. Andromeda hosts both very little gas and very little star formation, while the black hole is basically quiet and has some murmurs (Li et al. 2011). In a previous study about M31 nucleus, Melchior & Combes (2017) have shown that there is no gas within the sphere of influence of the black hole. Indeed, the gas has been exhausted. Most scenarios of the past of evolution of Andromeda reproduce the large scale distribution and show evidence of a past activity rich in collisions (Ibata et al. 2001; Thilker et al. 2004; Gordon et al. 2006; McConnachie et al. 2009; Ibata et al. 2014; Miki et al. 2016; Hammer et al. 2018). However, the exact mechanism quenching the activity in the central kiloparsec is still unknown (Tenjes et al. 2017). Block et al. (2006) proposed a frontal collision with M32, which could account for the two ring structures observed in the dust distribution. Melchior & Combes (2011) and (2016) showed the presence of gas along the minor axis and support the scenario of the superimposition of an inner 1-kpc ring with an inner disc. Melchior & Combes (2013) estimated a minimum total mass of $4.2 \times 10^4 M_{\odot}$ of molecular gas within a (projected) distance to the black hole of 100 pc. This is several orders of magnitude smaller than the molecular gas present in the central molecular zone of the Milky Way (Pierce-Price et al. 2000; Molinari et al. 2011). In the Galaxy, while large amounts of dense gas are present in the central region, Kruijssen et al. (2014) discussed the different processes that combine to inhibit star formation, which was observed to be a factor ten times weaker than expected (e.g. Leroy et al. 2008).

In this article, we analyse new molecular gas observations obtained with IRAM Plateau-de-Bure interferometer achieving a 11 pc resolution. This resolution is well below the typical size at which a tight correlation is observed between SFR and gas density (K-S law). We study the properties of this gas and how it relates with the star formation activity in this region.

In Sect. 2, we present the analysis of the data cube, enabling an automatic selection of 12 molecular clouds. In Sect. 3, we discuss the properties of these clumps. In Sect. 4, we discuss how this detection of molecular clouds in the equivalent of the central molecular zone correlates with information available on star formation activity.

2. Data analysis

We describe the identification of molecular clumps in the IRAM-PdB data cube. In Sect. 2.1, we describe the IRAM-PdB observations and data reduction. In Sect. 2.2, we select the core of significant clumps above a given threshold and discuss their significance. In Sect. 2.3, we compute the 3D size, velocity dispersion, and total flux of these core clumps following the method proposed by Rosolowsky & Leroy (2006). In Sect. 2.4, we discuss the velocity distribution of the detections and proceed to clean side lobes. In Section 2.5, we apply the principal component analysis (PCA) statistical method to discriminate reliable candidates using the descriptive parameters of the previous subsections. A final check is performed with a visual inspection of each selected clump. Last, in Sect. 2.6, we sum up our procedure and present our final selection.

Table 1: Positions of the 4 fields observed at IRAM-PdB in 2012. The phase centre of the observation was $00^h42^m44.99^s$, $+41^\circ15'57.8''$. We provide the J2000.0 equatorial coordinates of the centre of each field, the number of visibilities acquired per field, and the corresponding beam and pixel size (square). The sampling of the 4th field is worse than for the others, which explains a larger level of noise.

Field	RA	DEC	Visibilities	Beam	Pixels
1	$00^h42^m44.39^s$	$+41^\circ16'08.3''$	4473	$3.37'' \times 2.45''$	$0.61'' \times 0.61''$
2	$00^h42^m46.78^s$	$+41^\circ16'12.3''$	4432	$3.37'' \times 2.45''$	$0.61'' \times 0.61''$
3	$00^h42^m45.27^s$	$+41^\circ15'54.3''$	4743	$4.53'' \times 2.76''$	$0.74'' \times 0.74''$
4	$00^h42^m43.50^s$	$+41^\circ15'36.3''$	3131	$4.53'' \times 2.76''$	$0.74'' \times 0.74''$

Table 2: Summary of the identification of cores process. We select spectra with at least 2 consecutive channels deviating from 3σ from the continuum level. We keep positive and negative signals at each stage in order to have an estimate of the noise level. We provide the number of pixels and the number of core clumps derived. Only core clumps with at least 3 adjacent pixels are kept for subsequent analysis. The approximated mean flux is the mean value of the sums of detected pixels fluxes of all core clumps.

	Number of pixels			Core clumps			Mean surface (pixels)		Approx. mean flux (mJy/beam)	
	Total	Positive	Negative	Total	Positive	Negative	Positive	Negative	Positive	Negative
≤ 2 pixels	142	65	77	102	47	55				
> 2 pixels	903	598	305	101	54	47	11.1	5.6	766	-313

2.1. Observations and data reduction

We present an analysis of an IRAM-PdB interferometer mosaic of four fields covering the centre of Andromeda and a field of view of about 2 arcmin off-centred to the south-east. As described in Melchior & Combes (2017), the initial motivation of these observations was to search for molecular gas next to the black hole, and the region corresponding to the sphere of influence of M31's black hole, i.e. $R_{\text{SOI}} \sim 14$ pc, was explored. A 2 mJy signal with a linewidth of 1000 km s^{-1} was expected by Chang et al. (2007), but was excluded at a 9σ level. We only detected a small $2000 M_{\odot}$ clump, most probably lying outside the sphere of influence of the black hole, which is seen in projection. In this article, we extend this first exploration to the whole data cube that covers the equivalent of the central molecular zone for the Milky Way (Morris & Serabyn 1996; Oka et al. 1996). The observations were performed in 2012 with the five antenna configuration with the WideX correlator. It covers a wide velocity band $[-3000, 6000] \text{ km s}^{-1}$ and has a velocity resolution of $\delta v = 5.07 \text{ km s}^{-1}$ and a pixel size of $0.61''$. Four fields were observed at the positions provided in Table 1 and integrated for about four hours. A standard reduction was performed with the GILDAS software and these fields were combined. We performed our analysis on the mosaic assembled with a beam of $3.37'' \times 2.45''$ (PA = 70°) and a pixel size of $0.61''$. We focus our work on the $[-600, 0] \text{ km s}^{-1}$ velocity band, binned in 119 channels.

A quick view of the data cube confirms the absence of large amount of gas in this region. However, there are numerous clumps of molecular gas with low velocity dispersions. In Figure 1, we observe a non-Gaussian flux distribution typical of a data cube with a signal. We optimised a selection procedure to disentangle genuine clumps from noise. Given this configuration, we performed a one-iteration CLEAN procedure to correct for the primary beam. We do not have single

dish observations in CO(1-0) of this region and therefore we cannot correct the observations from missing short-spacing flux. In addition, as the signals are not extended and relatively weak, it is not possible to analyse the data cube with standard algorithms; for example the signal characteristics do not match the criteria stated in Rosolowsky & Leroy (2006). Hence, we performed a basic signal detection in the data cube in an automatic way, and checked our results with careful visual inspections and classical methods (e.g. GILDAS).

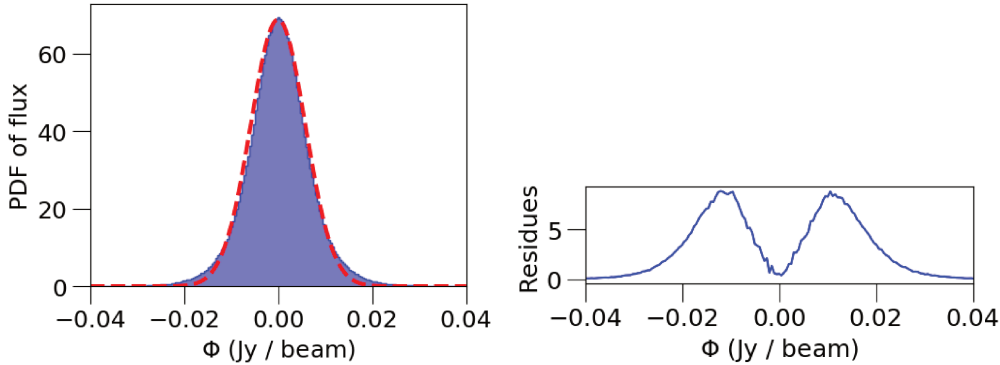


Fig. 1: Top: Probability density function of the distribution of fluxes within the data cube and the associated Gaussian fit (red dashed curve). The value ϕ corresponds to the flux of each pixel (in the 3D data cube), and the spatial variation of the noise has not been corrected at this stage. Bottom: Residues associated with the distribution and its Gaussian fit. We observe that the distribution is not Gaussian, which we expect from a cube containing a signal. The residues are mostly symmetrical, showing that the signal is very faint and needs advanced detection methods.

2.2. Detection of 3σ peaks

We relied on the first and second moments of each spectra with a 3σ clip to get a best estimate of the mean flux $\langle\Phi\rangle(x, y)$ and rms noise level $\sigma_{\text{noise}}(x, y)$, where (x, y) refers to the pixel position. We refer to these parameters simply as $\langle\Phi\rangle$ and σ_{noise} hereafter. The noise level, of which a map is shown in Melchior & Combes (2017), is at its lowest close to the black hole about $3.2 \text{ mJy}/\text{beam}$ at the velocity resolution (5.07 km/s), and increases towards the edges of the field of view (up to $13 \text{ mJy}/\text{beam}$). In Sect. A, we derive 3σ upper limit on the continuum level: about $15 \mu\text{Jy}$ within $15''$ estimated on the whole bandwidth $[-3000, 6000] \text{ km s}^{-1}$.

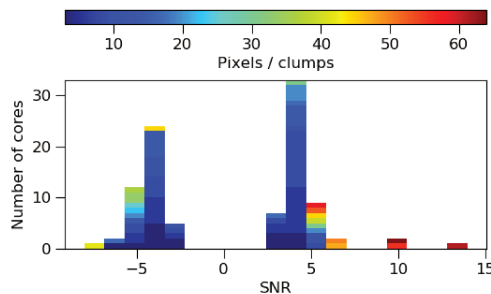


Fig. 2: Distribution of the S/N ratio based on the 3σ peak flux (SNR_{peak}) for positive and negative 3σ clumps. Each clump is associated with a colour based on the number of pixels detected in the core. While higher SNR_{peak} are observed for positive detections, a noise contribution still affects both the positive and negative sides.

We selected pixels whose spectrum exhibits more than two consecutive spectral channels with a flux excess or deficit of $3\sigma_{\text{noise}}$. At this stage, we kept the negative signals to access the coherence of the detections with respect to noise. As detailed in Table 2, we detected 1045 pixels: 663 (resp. 382) with a positive (resp. negative) signal. As isolated pixels or aggregates of two pixels are most likely noise, we define clump candidates as groups of at least three adjacent pixels exhibiting more than two consecutive channels at $3\sigma_{\text{noise}}$ from the mean level. In principle, this criteria was used to select the core of possible clumps, i.e. the central 3σ pixels with high S/N ratio. We excluded 142 pixels (65 positive and 77 negative) with less than 3 adjacent pixels. We thus kept 598 (resp. 305) pixels gathered in 54 positive (resp. 47 negative) 3σ clumps. Of the detected signals 33.8% are negative. Positive (resp. negative) 3σ clumps have a mean flux of 766 mJy/beam (resp. -313 mJy/beam). Their average surface is of 11.1 pixels (compared to 6.5 for the negative 3σ clumps). The number of pixels at half-power beam width (HPBW) is about 25 pixels, hence we only see the inner parts of the clumps. Given the relatively small number of pixels in the 3σ clumps compared to 25, we expect that the detections are close to the spatial resolution. Figure B.1 shows the mean velocity map of positive (left panel) and negative (right panel) 3σ peak detections above $3\sigma_{\text{noise}}$.

We estimate the peak S/N ratio (SNR_{peak}) associated with detected 3σ clumps as the ratio of the peak flux Φ_{peak} of the 3σ clump to the noise estimated for its spectra. We represent this S/N distribution in Figure 2. The average SNR_{peak} for the positive (resp. negative) 3σ clumps is 4.4 (resp. -3.7) with 28 positive (resp. 16 negative) 3σ clumps showing a peak signal higher than $4\sigma_{\text{noise}}$ (resp. lower than $-4\sigma_{\text{noise}}$), and 3 positive 3σ clumps with peak S/N larger than 8. The clumps we detected are thus significantly brighter than the level of noise, estimated with the negative clumps. Although the two sets behave differently, more investigations are required to select genuine molecular clouds with confidence. In the three next subsections, we calculate global properties, exclude side lobes, and apply PCA to make our final selection.

2.3. Physical quantities derived from moment measurements

In order to further characterise the detection of molecular clouds, we estimate the clump sizes, velocity dispersions, and total fluxes. Rosolowsky & Leroy (2006) noted a strong correlation between the resolution and the measured size of clumps for those with a size close to the spatial resolution. This is probably the case in this work: most detected clumps are unresolved or close to the detection limit. We expect the clumps to have an elliptical shape similar to the beam. Hence, we adapted the Cloud PROPerTieS (CPROPS) method proposed by Rosolowsky & Leroy (2006) to optimise these measurements. We note that Rosolowsky & Leroy (2006) showed that this extrapolating method is optimum for a peak S/N larger than 10, while our data host only 2 clumps as strong as this. However, these authors showed that the properties derived from interferometric data are underestimated with respect to single dish data, with a lost of order of 50% in the integrated luminosity as already discussed by Sheth et al. (2000).

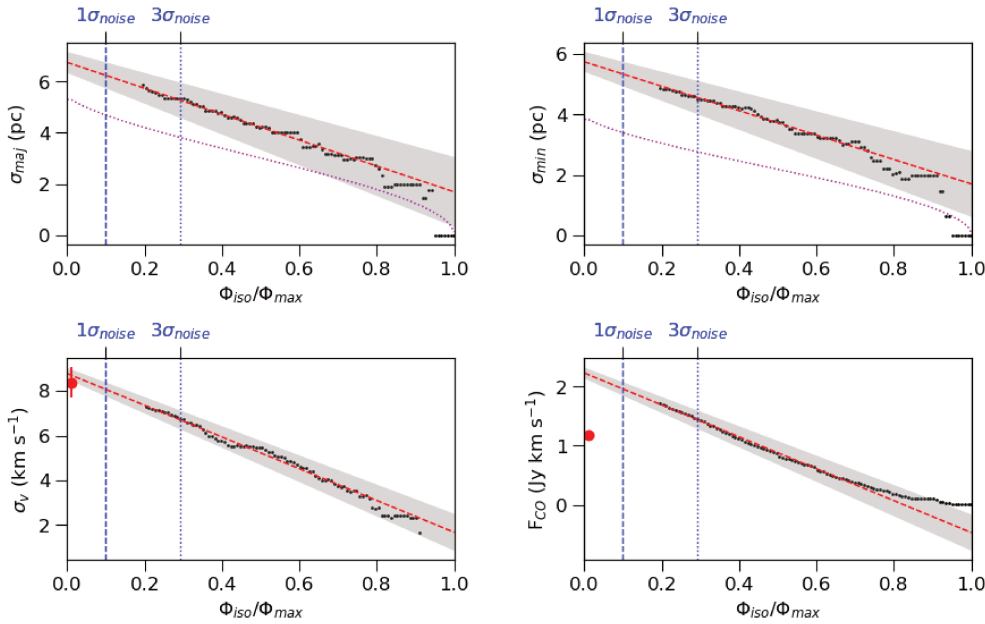


Fig. 3: Extrapolation method applied on the highest S/N clump at J2000 coordinates $00^h 42^m 43.9^s$ and $+41^\circ 15' 35.84''$ with $SNR^{\text{peak}} = 10.3$ and $SNR^{\text{tot}} = 64.4$. We perform extrapolations to the 0-level with a linear regression (red dashed line) on the data for spatial size σ_{maj} and σ_{min} (top panels), velocity dispersion σ_v distribution (bottom left panel), and total flux F_{CO} (bottom right panel). The uncertainty is computed with the bootstrapping method. The blue dashed lines indicate where $\Phi_{\text{iso}}/\Phi_{\text{max}}$ is equal to 1 and $3\sigma_{\text{noise}}$. Since we expect our clumps to be barely resolved, we show as a magenta dashed line the size for a perfect Gaussian PSF, noiseless, and simulated equivalent case. The red dots indicate the values found by fitting a Gaussian for the velocity distribution and total flux. The size over the major and minor axis is slightly larger than that obtained for the simulated clump, which suggests that this clump is barely resolved. The velocity dispersion is about 4 times the spectral resolution (2.2 km s^{-1}). There is a good agreement between the extrapolated velocity dispersions and those directly measured on the spectra, while the total flux is slightly higher for the extrapolation.

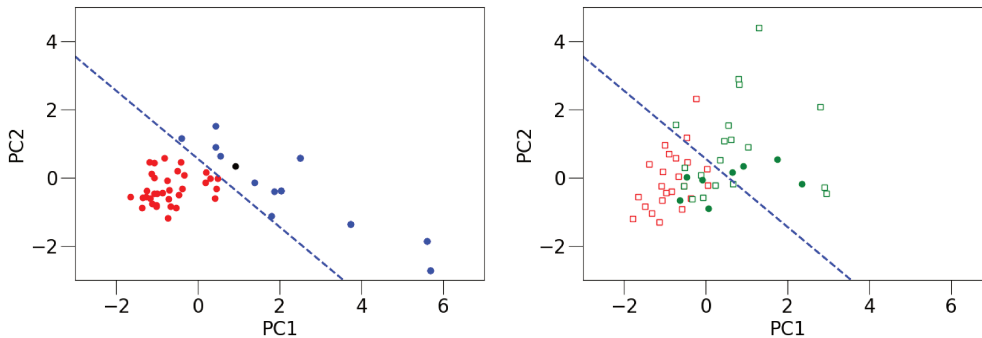


Fig. 4: Results of the PCA analysis. The principal components PC1 and PC2 are defined in Eq. 8. Clumps with positive (resp. negative) signals are shown in full circles (resp. empty squares). *Top panel*: Map from the PCA for positive signals. Selected (resp. rejected) clumps are shown in blue (resp. red). The blue dashed straight line shows the limit between selected and rejected clumps and follows the relation $PC2 = -1 \times PC1 + 0.55$. *Bottom panel*: Map for rejected signals: negative signals and side lobes. Side lobes, identified in Sect. 2.4, are shown in green, and the other negative signals not identified as side lobes are indicated in red. We note that side lobes can have a high S/N. Most side lobes correspond to negative signals, but we also eliminate four side lobes with a positive signal.

We calculate the second moments of the major x-axis and minor y-axis (defined for each clump). A PCA, also performed with similar intent in Koda et al. (2006), is used to define these

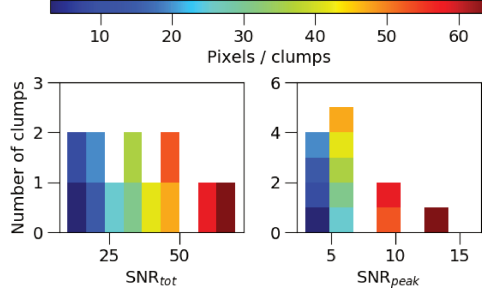


Fig. 5: Signal-to-noise ratio distribution of the selected clumps. The distribution of SNR_{tot} shows a clear correlation between cores with large number of pixels and high S/N ratio.

axes: x and y refer to the major and minor axes, respectively, hereafter. For each clump, we define an elliptical box with major and minor axes twice as big as the beam centred on the pixel with peak flux Φ_{max} . This intends to exclude surrounding regions with potential noise. We define a variable Φ_{iso} , which corresponds to the equal-intensity isophotes. We, then, studied the evolution of the size, velocity dispersion, and total flux as a function of the intensity values corresponding to each isophote, varying from Φ_{max} to $2\sigma_{noise}$. Up to 100 isophotes are then used for each clump. We chose 100 isophotes since our box size may contain up to 60 pixels with 3 to 6 channels. Each value of Φ_{iso} delimits a region over which we sum the following moments over all pixels i and channels k , with the major (resp. minor) axis size σ_{maj} (resp. σ_{min}) as follows:

$$\sigma_{maj}(\Phi_{iso}) = \sqrt{\frac{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} [x_i - \bar{x}(\Phi_{iso})]^2}{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k}}}, \quad (1)$$

$$\sigma_{min}(\Phi_{iso}) = \sqrt{\frac{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} [y_i - \bar{y}(\Phi_{iso})]^2}{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k}}}, \quad (2)$$

where $\Phi_{i,k}$ is the flux in $Jy beam^{-1}$ over all channel k and pixel i , respectively. The quantities x_i and y_i refer to the offset positions along the major and minor axis, respectively. The quantities \bar{x} and \bar{y} are the coordinates of barycentre of each isophote in the following:

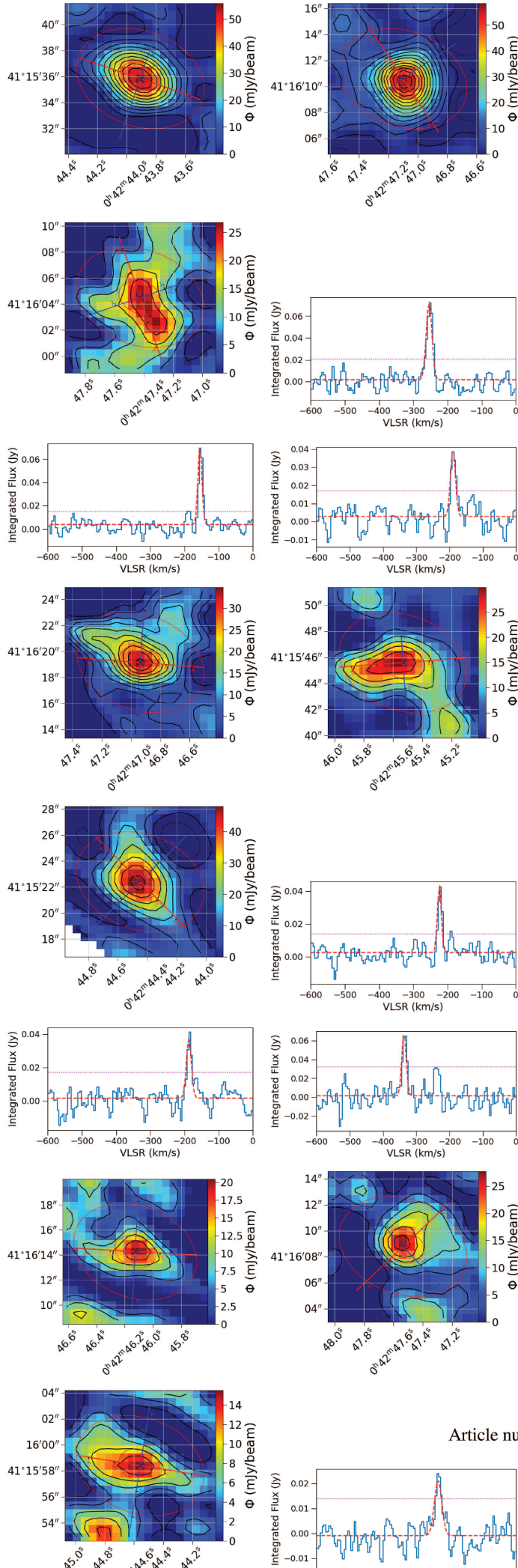
$$\bar{x}(\Phi_{iso}) = \frac{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} x_i}{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k}}, \quad \bar{y}(\Phi_{iso}) = \frac{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} y_i}{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k}}. \quad (3)$$

Similarly, the velocity dispersion can be defined as

$$\sigma_v(\Phi_{iso}) = \sqrt{\frac{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} [v_k - \bar{v}(\Phi_{iso})]^2}{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k}}}, \quad (4)$$

where

$$\bar{v}(\Phi_{iso}) = \frac{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} v_k}{\sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k}} \quad (5)$$



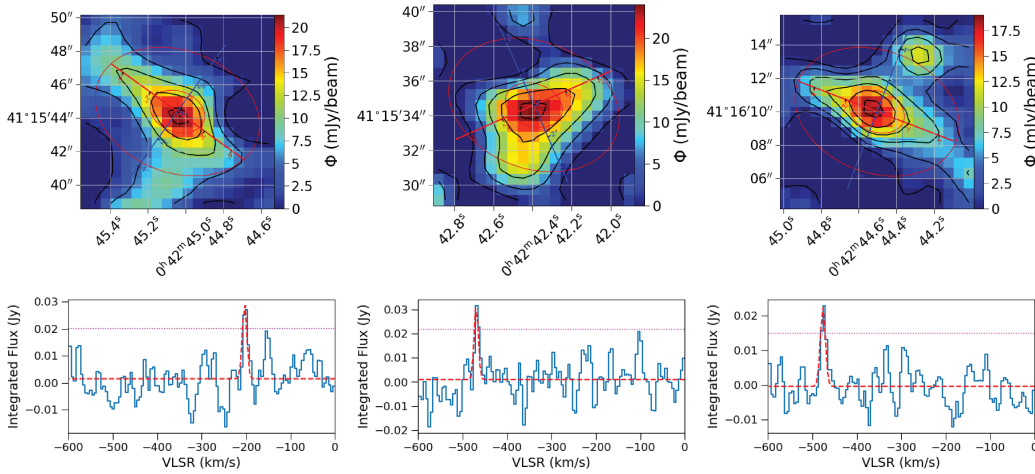


Fig. 6: Maps for the 12 clumps centred on the pixel and channel with peak flux and their associated integrated spectrum, organised by order of decreasing SNR_{tot} (i.e. ID1 to ID12). The major and minor axes are shown with a red and blue line, respectively. Two ellipses show the area of the FWHM beam and of the box used for the calculation of extrapolation (with major and minor axis three times as big as the beam). The contours are separated by one sigma each; the negative sigma is shown with dashed contours. The spectra are represented in blue. The magenta dashed line in the spectrum is the 3σ level used for the selection procedure and the dashed red line corresponds to the Gaussian fit performed over the peak emission.

and v_k is the velocity at channel k . Last, the total integrated flux in $Jy km s^{-1}$ can be computed as

$$F_{\text{CO}}(\Phi_{\text{iso}}) = \sum_k^{iso} \sum_i^{iso} \Phi_{i,k} \delta x \delta y \delta v, \quad (6)$$

where δx and δy are the size of the spatial pixels in arcsec and δv is the spectral resolution in $km s^{-1}$. In order to find the values of the size, velocity dispersion, and flux of the clumps, we use a weighted (by the number of pixels in each isophote) linear least-squares regression to extrapolate the moments at $\Phi_{\text{iso}} = \Phi_0 = 0$ Jy/beam. Figure 3 (resp. Figure B.3) shows the principle of this procedure applied to the determination of the parameters of the strongest cloud (resp. the cloud analysed in Melchior & Combes (2017)), we obtain the values of $\sigma_{\text{maj}}(\Phi_0)$, $\sigma_{\text{min}}(\Phi_0)$, $\sigma_v(\Phi_0)$, and $F_{\text{CO}}(\Phi_0)$. For comparison purposes, we also include values of the velocity dispersion and flux measured through Gaussian fit within the GILDAS environment. We observe a good agreement between the two methods. In order to get consistent measurements we subsequently use the extrapolated σ_v . Gratier et al. (2012) and Corbelli et al. (2017) adopted the CLASS/GILDAS measurements for the velocity dispersions and integrated fluxes as they provide lower uncertainties. As further explained below, we compute errors on the extrapolated values the same way as Rosolowsky & Leroy (2006) with the bootstrap method, and we find uncertainties compatible with the CLASS measurements based on a Gaussian fit on the integrated spectra.

We find the uncertainty over the extrapolated parameters via the bootstrapping method, which is a robust technique to estimate the error when it is difficult to determine formally the contribution of each source of noise. We proceed as follows: each isophote contains a number N of pixels, we choose randomly N pixels with replacement, and so on for each isophote. A new extrapolation is

made from this bootstrapped clump. This process is repeated 500 times and the standard deviation of the distribution of extrapolated values multiplied by the square root of the number of pixels in a beam, i.e. the oversampling rate (to account for pixels being correlated), is used as the uncertainty. The resulting uncertainties can be seen in Figure 3 and in Table 3, which lists our final sample.

The rms spatial size σ_r of each clump is then calculated by deconvolving the spatial beam from second moments of the extrapolated clump size, assuming the clumps have the shape of a 2D Gaussian, and subtracting the RMS beam sizes $\sigma_{\text{beam,maj}}$ and $\sigma_{\text{beam,min}}$ as follows:

$$\sigma_r = \left(\sqrt{\sigma_{\text{maj}}^2(\Phi_0) - \sigma_{\text{beam,maj}}^2} \sqrt{\sigma_{\text{min}}^2(\Phi_0) - \sigma_{\text{beam,min}}^2} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

where $\sigma_{\text{maj}}(\Phi_0) > \sigma_{\text{beam,maj}}$ and $\sigma_{\text{min}}(\Phi_0) > \sigma_{\text{beam,min}}$, a condition met for all our sample, including negative clumps. We compare the moments of major and minor size extrapolated at Φ_0 to the RMS size of the beam, not to the projection at Φ_0 of the beam size. This is a robust approach to take into account the resolution bias when clumps are barely resolved. This method shows high performances on marginal resolution, low S/N molecular clouds (Rosolowsky & Leroy 2006). While the beam has a position angle of 70° , the mean inclination of the major axis of our clumps is $(82 \pm 25)^\circ$, indicating that some clumps are resolved and exhibit structures and most structures are unresolved. This influences the σ_r calculation, hence we assume the clumps to be spherical which might lead to a slight underestimation of the spatial size.

The equivalent radius R_{eq} of the assumed spherical clump is chosen following the empirical definition from Solomon et al. (1987), that is $R_{\text{eq}} \approx 1.91\sigma_r$. Rosolowsky & Leroy (2006) estimate that if clumps behave as spherical clouds with a density profile $\rho \propto r^{-\beta}$, $\sigma_r^2(\beta) = \frac{3-\beta}{3(5-\beta)}R^2$ and $R(\beta = 1) = \sqrt{6}\sigma_r \sim 2.45\sigma_r$. This value is larger than $1.91\sigma_r$ and can be explained by the behaviour of the ^{12}CO , which shows a shallower density profile than the used model. As this R_{eq} radius is also used in Rosolowsky & Leroy (2006), it provides an adequate approximation that permits comparison. From now on, we refer to $\sigma_{\text{maj}}(\Phi_0)$, $\sigma_{\text{min}}(\Phi_0)$, $\sigma_v(\Phi_0)$, and $F_{\text{CO}}(\Phi_0)$, as σ_{maj} , σ_{min} , σ_v , and F_{CO} since only the extrapolated values hold any relevance in this work.

From these properties, we can compute the S/N ratio SNR_{tot} based on the total flux F_{CO} and the noise of the spectrum integrated within the box containing each clump.

2.4. Velocity coherence and side lobes

It is unlikely that two genuine clumps would have identical velocities, and we expect a velocity gradient up to 600 km s^{-1} in this region. Hence, it is highly probable that two clumps with the exact same velocity but different intensities correspond to one genuine clump and a side lobe which should be rejected from our selection. As seen in Figure B.1, which shows the maps of positive and negative signals and the corresponding velocity distributions, a noticeable amount of clumps display similar or identical velocities. The cleaning of side lobes is done in the GILDAS environment. A CLEAN algorithm (Gueth et al. 1995) is run over each channel where more than one clump is detected and a support is centred on the strongest clump. To assess the robustness of signals, we

keep negative clumps and side lobes in the first step to explore their behaviour statistically, as described below.

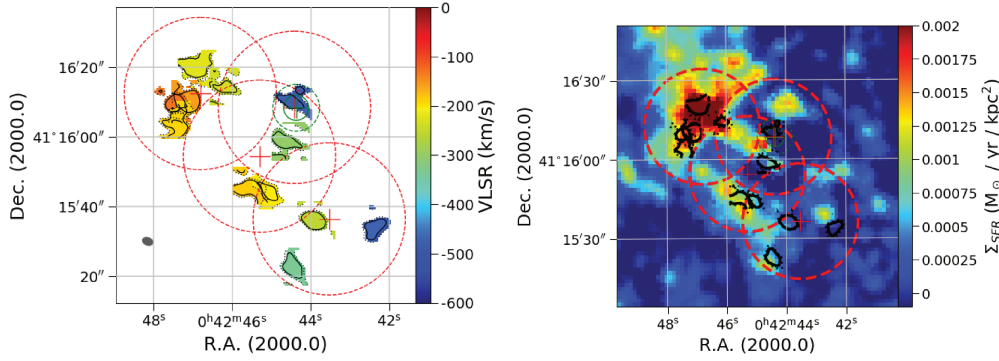


Fig. 7: Left: Mean velocity map of the selected clumps with 1σ (dotted) and 2σ (solid) intensity contours around clump. Right: Map of the surface density SFR in M31 central region from Ford et al. (2013) with the contours of our clumps superposed.

2.5. Principal component analysis

We applied PCA to the full sample of molecular cloud candidates (both negative and positive clumps), using the following parameters: SNR_{peak} , SNR_{tot} , R_{eq} , and σ_v . These four parameters are first standardised as follows: $\tilde{T} = (T - \langle T \rangle) / \sigma_T$, where T is the studied parameter, $\langle T \rangle$ its mean value, and σ_T its standard deviation. Second, with the Python SCIKITLEARN library, we extracted two principal components, corresponding to the eigenvectors with the highest eigenvalues. These are a linear combination of the four standardised parameters and are written as

$$\begin{aligned} PC1 &= 0.23 \tilde{R}_{\text{eq}} + 0.57 S \tilde{NR}_{\text{peak}} + 0.67 S \tilde{NR}_{\text{tot}} + 0.41 \tilde{\sigma}_v \\ PC2 &= 0.92 \tilde{R}_{\text{eq}} - 0.38 S \tilde{NR}_{\text{peak}} + 0.01 S \tilde{NR}_{\text{tot}} + 0.001 \tilde{\sigma}_v. \end{aligned} \quad (8)$$

Figure 4 maps the sample on two axes defined as the two main principal components accounting for 50% and 25% of the behaviour of the sample. The top panel maps the clumps kept by the cleaning procedure, while the bottom panel represents the identified side lobes and negative clumps. After visual inspection and cross-check with the negative signals, we eliminated the red dots in the top panel of Figure 4 below the blue dashed line. Hence, on the top panel, we kept blue dots with

$$1.15 \tilde{R}_{\text{eq}} + 0.68 S \tilde{NR}_{\text{tot}} + 0.41 \tilde{\sigma}_v + 0.19 S \tilde{NR}_{\text{peak}} \geq 0.55. \quad (9)$$

The bottom panel shows candidates rejected as side lobes and/or exhibiting a negative signal. This shows the limitation of this analysis. Amplitude of side lobes can be important and four positive side lobes with relatively high significance with respect to the selected signals (in the top panel) are rejected.

Table 3: Properties of the 12 selected molecular clumps extracted from our data cube. The offsets are calculated according to the optical centre of M31 at coordinates at J2000 coordinates $00^{\text{h}}42^{\text{m}}44.37^{\text{s}}$ and $+41^{\circ}16'8.34''$ (Crane et al. 1992). The value V_0 is the velocity at the peak flux Φ_{max} and the noise of the associated spectrum is σ_{noise} . The S/N ratio SNR_{peak} is derived from these. The values σ_v , R_{eq} , and F_{CO} are the extrapolations found through the methodology in Sect. 2.3. The SNR_{tot} is found with F_{CO} and the noise of the associated integrated spectrum.

ID	Offsets (<i>arcsec</i>)	V_0 (<i>km s⁻¹</i>)	Φ_{max} (<i>mJy</i> <i>beam</i>)	σ_{noise} (<i>mJy</i> <i>beam</i>)	SNR_{peak}	Extrapolations				
						σ_{maj} (<i>pc</i>)	σ_{min} (<i>pc</i>)	σ_v (<i>km s⁻¹</i>)	F_{CO} (<i>Jy km s⁻¹</i>)	SNR_{tot}
1	-5.2, -32.5	45.1±0.7	55.8	5.4	10.3	6.6±0.4	5.7±0.3	8.8±0.3	2.23 ± 0.09	64.4
2	30.8, 2.3	145.5±0.4	58.4	4.5	12.9	6.0±0.4	5.8±0.4	6.0±0.3	1.48 ± 0.09	56.9
3	34.4, -3.8	110.9±1.5	26.8	5.6	4.8	9.7±0.5	7.6±0.4	7.8±0.2	1.42 ± 0.05	49.4
4	29.0, 10.8	76.6±0.7	34.8	3.7	9.4	8.1±0.4	5.9±0.3	6.0±0.2	1.10 ± 0.06	46.4
5	13.1, -22.7	112.9±1.2	29.9	5.1	5.9	8.7±0.5	5.5±0.3	6.7±0.2	1.15 ± 0.05	39.6
6	0.9, -45.9	-35.8±0.9	48.1	7.7	6.3	5.4±0.3	5.4±0.3	6.5±0.2	1.98 ± 0.07	36.0
7	19.8, 5.9	65.8±1.4	20.5	4.1	5.0	9.2±0.7	4.3±0.3	10.7±0.3	0.73 ± 0.03	31.1
8	35.7, 0.4	171.5±1.5	27.7	5.0	5.5	7.3±0.4	7.3±0.4	8.7±0.3	0.75 ± 0.04	23.8
9	2.1, -9.9	4.3±1.5	15.5	3.2	4.8	11.4±0.5	7.9±0.3	4.4±0.2	0.44 ± 0.02	22.8
10	7.6, -24.0	95.8±1.0	21.4	5.1	4.2	10.7±0.6	10.6±0.5	6.2±0.2	0.65 ± 0.03	19.0
11	-22.3, -33.7	-167.6±1.4	24.0	5.7	4.2	9.9±0.4	9.5±0.3	3.4±0.2	0.57 ± 0.03	15.4
12	1.5, 1.7	-176.5±1.1	19.1	3.5	5.4	10.8±0.7	7.8±0.5	6.1±0.2	0.39 ± 0.02	15.2

We thus kept 12 clumps whose parameters are shown in Table 3. They have $SNR_{\text{peak}} \geq 4.2$ and $SNR_{\text{tot}} \geq 15.2$ as indicated in Figure 5. The maps and corresponding spectra are shown in Figure 6.

2.6. Final sample selected

We show the maps and integrated spectrum for all 12 selected clumps in Figure 6, by order of decreasing SNR_{tot} . As said in Section 2.3, the position angle of several clumps differs significantly from the position angle of the beam. It tends to happen for extended clumps that have structures.

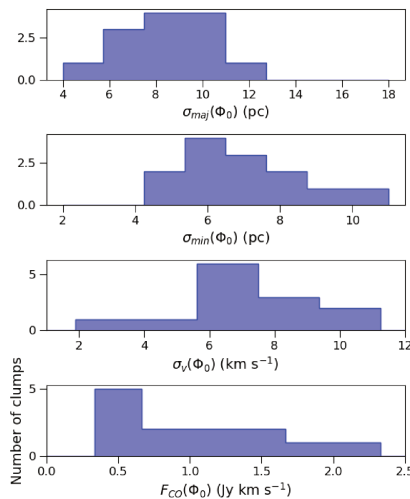


Fig. 8: Distribution of the σ_{maj} , σ_{min} , σ_v , and F_{CO} for the selected clumps. We find the average values $\langle \sigma_{\text{maj}} \rangle = 8.6 \pm 2.5$ pc, $\langle \sigma_{\text{min}} \rangle = 7.0 \pm 1.7$ pc, $\langle \sigma_v \rangle = 6.8 \pm 1.1$ km s⁻¹, and $\langle F_{\text{CO}} \rangle = 1.1 \pm 0.6$ Jy km s⁻¹.

We selected the sample via a five-step procedure:

1. In Sect. 2.2, the 3σ peak detection allowed us to find 54 positive candidates within the data cube, including faint signals which needed further investigation. At this stage, 47 negative clumps were kept in order to perform a statistical analysis: those negative (false) detection with similar characteristics compared to our sample of positive candidates provide statistical information on the noise affecting the data. The SNR_{peak} of each core was calculated.
2. In Sect. 2.3, we extrapolated the values of σ_{maj} , σ_{min} , σ_v , and F_{CO} for both positive and negative clumps. This allowed us to find the values for R_{eq} and SNR_{tot} .
3. In Sect. 2.4, with the use of CLEAN algorithm, we checked clumps with identical velocities for side lobes. Positive and negative clumps, some with a significant SNR_{tot} were found to be side lobes of three positive 3σ clumps.
4. In Sect 2.5, we applied a statistical analysis on our sample of clumps.

Hence, we complete the selection procedure. The final map is presented in Figure 7, with the clump mean velocity in colour. Although the CO emission is patchy, it follows the general velocity field found in $H\alpha$ (Boulesteix et al. 1987). The CO emission globally corresponds well to the star formation map of Ford et al. (2013). We kept 12 clumps with SNR_{tot} showed in Figure 5. Their properties are summed up in Table 3. The distribution of σ_{maj} , σ_{min} , σ_v , and F_{CO} for selected clumps is shown in Figure 8.

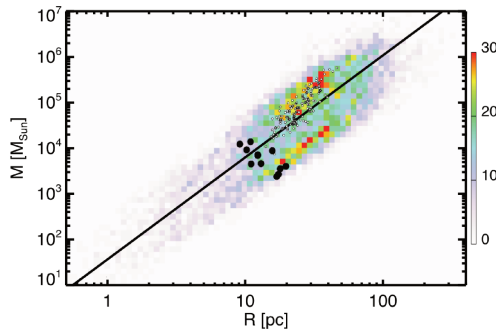


Fig. 9: Mass-size relation for the M31 circum-nuclear clumps (large full black symbols) superposed on the relation obtained for Milky Way clouds by Miville-Deschênes et al. (2017). The colour scale is proportional to the density of points. The solid line indicates a linear fit of slope 2.2. The small empty symbols denote the clouds identified in Centaurus A northern filament by Salomé et al. (2017).

3. Cloud properties

In this Section, our goal is to determine the physical properties of the identified molecular clouds in the centre of M31, size, velocity dispersion, mass, and virial ratio, to compare these to nearby galaxy clouds and to their scaling relations.

3.1. Velocity dispersion

The average velocity dispersion of our selected sample, computed as in Equation (4), is $6.8 \pm 1.3 \text{ km s}^{-1}$. The corresponding histogram is shown in Figure 8. Caldù-Primo & Schrubba (2016)

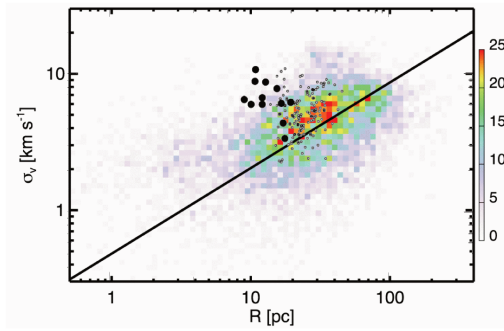


Fig. 10: Velocity dispersion-size relation for the M31 circum-nuclear clumps (large full black symbols) superposed on the relation obtained for Milky Way clouds by Miville-Deschênes et al. (2017). Like in Figure 9, the colour scale is proportional to the density of points. The solid line indicates a linear fit of slope 0.63. The small empty symbols are the clouds identified in Centaurus A northern filament by Salomé et al. (2017). We observe a clear observational bias: we only detect the clumps with the largest velocity dispersion.

Table 4: Characteristics of the 12 selected molecular clumps. The descriptive properties are shown in Table 3. The offsets are calculated according to the optical centre of M31 at J2000 coordinates $00^h 42^m 44.37^s$ and $+41^\circ 16' 8.34''$. The calculation of R_{eq} is explained in Sect. 2.3. The CO luminosity L'_{CO} , luminous mass M_{H_2} , surface density Σ_{H_2} , virial parameter α_{vir} , and H_2 column density N_{H_2} calculations are detailed in Sect. 3.

ID	Offsets (arcsec)	R_{eq} pc	L'_{CO} $K \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^2$	M_{H_2} $10^3 M_{\odot}$	Σ_{H_2} $M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$	α_{vir}	N_{H_2} 10^{20} cm^{-2}
1	-5.2, -32.5	11.0 ± 0.7	3321 ± 138	14.5 ± 0.6	36.4 ± 6.3	68 ± 11	20.2 ± 3.5
2	30.8, 2.3	10.3 ± 0.9	2202 ± 137	9.6 ± 0.6	27.8 ± 6.5	44 ± 10	15.4 ± 3.6
3	34.4, -3.8	15.8 ± 0.7	2119 ± 77	9.2 ± 0.3	11.3 ± 1.4	121 ± 15	6.2 ± 0.8
4	28.9, 10.8	12.4 ± 0.6	1644 ± 84	7.2 ± 0.4	14.3 ± 2.1	71 ± 13	7.9 ± 1.2
5	13.1, -22.7	12.4 ± 0.5	1709 ± 70	7.5 ± 0.3	14.9 ± 1.9	87 ± 12	8.3 ± 1.1
6	0.9, -45.9	9.2 ± 0.7	2940 ± 107	12.8 ± 0.5	46.6 ± 8.4	35 ± 6	25.9 ± 4.7
7	19.8, 5.9	11.1 ± 0.5	1087 ± 49	4.7 ± 0.2	11.8 ± 1.7	311 ± 45	6.6 ± 0.9
8	35.7, 0.4	13.1 ± 0.8	1112 ± 65	4.8 ± 0.3	8.6 ± 1.6	236 ± 47	4.7 ± 0.9
9	2.1, -9.9	17.5 ± 0.6	650 ± 30	2.8 ± 0.1	2.8 ± 0.3	142 ± 23	1.5 ± 0.2
10	7.6, -24.0	19.8 ± 1.1	968 ± 41	4.2 ± 0.2	3.3 ± 0.5	209 ± 30	1.8 ± 0.3
11	-22.3, -33.7	18.0 ± 0.7	852 ± 40	3.7 ± 0.2	3.5 ± 0.4	66 ± 12	1.9 ± 0.2
12	1.5, 1.7	17.0 ± 0.9	579 ± 37	2.5 ± 0.2	2.7 ± 0.4	294 ± 56	1.5 ± 0.2

detected molecular clouds, mostly located in the 10 kpc ring of M31, found a median velocity dispersion of $3.1 \pm 1.1 \text{ km s}^{-1}$ with interferometric data.

We find a median velocity dispersion of 6.35 km s^{-1} . However, the relation velocity dispersion and radius do not follow the expected Larson's relation (cf. Figure 10), contrary to the mass-radius relation, as discussed below. While averaging over the whole extent of the clouds, it is possible to find a dispersion as low as 3 km/s in one clump; the corresponding full width at half maximum (FWHM) would be $\sim 7 \text{ km/s}$. The present spectral resolution, and sampling (FWHM of 5.07 km/s), is a strong limitation in our determinations.

3.2. Mass estimates

The luminous mass M_{H_2} of the clumps can be derived from the total integrated flux. First we calculate the CO luminosity L'_{CO} , which is defined as (Solomon et al. 1997)

$$\frac{L'_{\text{CO}}}{K \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^2} = \frac{3.25 \times 10^7}{(1+z)^3} \frac{F_{\text{CO}}}{\text{Jy.km.s}^{-1}} \left(\frac{D_L}{\text{Mpc}} \right)^2 \left(\frac{\nu_{\text{rest}}}{\text{GHz}} \right)^{-2}, \quad (10)$$

where $D_L = 780 \text{ kpc}$ is the distance to M31, $\nu_{\text{rest}} = 115.271 \text{ GHz}$ is the observed frequency, and $z = 0$. This leads to the luminous mass

$$\frac{M_{\text{H}_2}}{M_\odot} = 4.4 \frac{L'_{\text{CO}}}{K \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^2} \frac{X_{\text{CO}}}{2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (K \text{ km s}^{-1})^{-1}}, \quad (11)$$

where X_{CO} is the CO-to-H_2 conversion factor (Bolatto et al. 2013). The mass is then given by $M_{\text{H}_2} = \alpha_{\text{CO}} L'_{\text{CO}}$, where $\alpha_{\text{CO}} = 4.36 M_\odot (K \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$, based on the conversion factor of the Milky Way $3.2 M_\odot (K \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ corrected by a factor 1.36 to account for interstellar helium (Tacconi et al. 2010). We find a total H_2 mass of $(8.4 \pm 0.4) \times 10^4 M_\odot$, which is coherent with Melchior & Combes (2013) estimation of a minimum total mass of $4.2 \times 10^4 M_\odot$. We have a mean M_{H_2} of $(7.0 \pm 0.3) \times 10^3 M_\odot$ for the detected clouds. We find our values for the mass and size of clumps to be consistent with Larson's mass – size relation found in Salomé et al. (2017), Gratier et al. (2012), and Rosolowsky (2007); cf. Figure 9. It is not the case for the velocity – size and velocity – mass relations though. This might be explained in part by the fact that our minimal value of σ_v is biased high by our spectral resolution and selection process; we ask for a minimum of two consecutive channels. Hence, our velocity dispersions are somewhat over-estimated. Although, for signals with $SNR_{\text{peak}} < 10$, Rosolowsky & Leroy (2006) has shown that measurements based on interferometric data tend to underestimate size and velocity dispersion.

The surface density Σ_{H_2} is found by dividing the molecular mass of the clump by its area in squared parsecs. The area is calculated for an elliptical shape with the major and minor axis deconvolved from the beam. We find an average surface density of $15.3 \pm 2.6 M_\odot \text{ pc}^2$. This is three times less than in NGC 5128, about two times less than in the Milky Way, but close to the value found in the LMC of $21 \pm 9 M_\odot \text{ pc}^2$ (Salomé et al. 2017; Miville-Deschênes et al. 2017; Hughes et al. 2013).

The molecular column density is calculated as follows:

$$N_{\text{H}_2} = \frac{\Sigma_{\text{H}_2}}{M_\odot \text{ pc}^2} \frac{M_\odot}{\text{kg}} \left(\frac{2.3 m_p}{\text{kg}} \right)^{-1} \left(\frac{\text{pc}}{\text{cm}} \right)^{-2}, \quad (12)$$

where we multiply the proton mass m_p by 2.3 to take into account the helium mass. The average column density is $(8.5 \pm 1.5) \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$

In order to estimate the impact of the magnetic, kinetic, and gravitational energy of the clumps, we finally calculate the virial parameter (Bertoldi & McKee 1992; McKee & Zweibel 1992) as

$$\alpha_{\text{vir}} = 5\sigma_v^2 \frac{R_{\text{eq}}}{GM_{\text{H}_2}}. \quad (13)$$

A value of $\alpha_{\text{vir}} \leq 1$ indicates a gravitationally bound core with a possible support of magnetic fields while if $\alpha_{\text{vir}} \leq 2$, it means the core is gravitationally bound without magnetic support. In our case, clumps have $\alpha_{\text{vir}} \gg 2$, their kinetic energy appears dominant and they are not virialised. Compared to the virial parameter in Salomé et al. (2017), Miville-Deschênes et al. (2017), and Hughes et al. (2013) for giant molecular clouds, our mean value is 140 ± 72 , which is one to two orders of magnitude higher than the former values since our clumps are smaller and less massive.

Figure 10 reveals that the velocity dispersions of our measured clumps lie well above the relation for Milky Way clouds. Certainly our spectral resolution prevents us from detecting velocity dispersions below the relation. However, even after deconvolution from the spectral resolution, the majority of clumps have a broad dispersion. We conclude that the virial factors α_{vir} are in a large majority much larger than 1 and the clumps are not virialised. Certainly, they are transient agglomerations of smaller entities, which might be virialised.

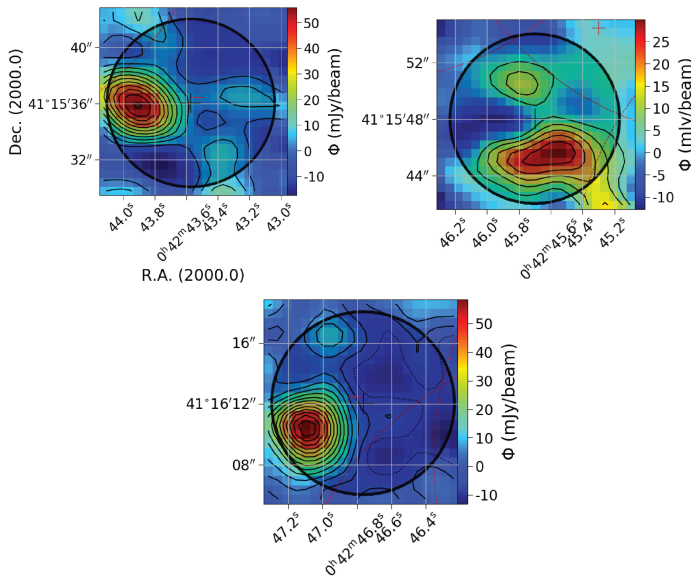


Fig. 11: PdB channels maps associated with the positions listed in Table 5. The darkened region represents beam of the single dish observation from Melchior & Combes (2013). We notice a position offset and that the whole clump is not always contained in the single dish observations, which explains the missing flux. Velocities obtained with HERA IRAM 30 m observations correspond to the velocities measured with PdB IRAM interferometric data.

4. Discussion

In the following, we discuss how this new molecular gas detection compares with other measurements. In Section 4.1, we discuss the line ratios of some clumps based on CO(2-1) detection from Melchior & Combes (2013) and CO(3-2) from Li et al. (2018). In Sect. 4.2, we study the spectral

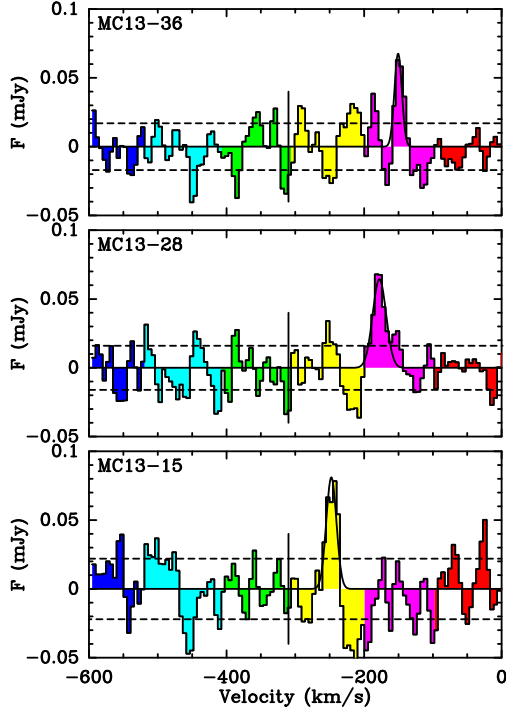


Fig. 12: CO(1-0) spectra corresponding to the CO(2-1) detections from Melchior & Combes (2013, hereafter MC13). The PdB IRAM interferometric data is reprojected on the grid of the data cube obtained with HERA on IRAM 30 m telescope as described in MC13. We show the spectra in the 12 arcsec beams shown in the Figure 11. A vertical line indicates the systemic velocity. In each panel, we show the best Gaussian fit used to integrate the CO line, whose results are listed in Table 5.

MC13 : Offsets ID : arcsec	$S_{CO}\Delta v$ Jy km s ⁻¹		V_0 km s ⁻¹		ΔV km s ⁻¹		S_{peak} mJy		rms mJy		(2-1)/(1-0)	
	(2-1)	(1-0)	(2-1)	(1-0)	(2-1)	(1-0)	(2-1)	(1-0)	(2-1)	(1-0)	Flux ratio	Temp. ratio
15 : -9.0,-32.3	3.0±0.4	1.5±0.3	-248±2	-248.	24±4	17±3	115	81	16	22	1.41	0.35±0.08
28 : +15.,-20.3	1.8±0.4	1.6±0.3	-190±1	-178	14±3	23±6	130	64	19	16	2.03	0.51±0.15
36 : +27.,+3.7	4.7±0.8	0.91±0.2	-153±5	-150.	53±11	13±3	84	68.	20.5	17	1.23	0.31±0.09

Table 5: Characteristics of the CO(2-1) and CO(1-0) lines integrated in a 12'' FWHM beam at 3 positions. The MC13 corresponds to the identification proposed in Melchior & Combes (2013); the offsets of each position are computed with respect to the optical centre. As the parameters, namely integrated flux $F_{CO} = S_{CO}\Delta v$, the central velocity V_0 , linewidth ΔV , peak value S_{peak} , rms level of noise computed on the baseline, and line ratios computed in Jy and in K, are derived from a Gaussian fit in the GILDAS environment.

energy distribution of this region and discuss the star formation tracers available in this region. We show the absence of correlation between dust, most probably heated by the interstellar radiation field, and the far-ultraviolet (FUV) due to the old bulge stellar population plus the 200 Myr inner disc discussed by Lauer et al. (2012). Last, relying on the SFR estimate of this region, in Sect. 4.3 we discuss the extreme position of our measurement on the Kennicutt-Schmidt law.

MC13	η_{bf}^{5K}	η_{bf}^{30K}	T_C	T_W	M_{dust}	M_{star}	τ_V^{dust}	τ_V^{Diff}	SFR	U_{mean}	U_{min}	T_{mean}	T_{min}	SFR
ID	10^{-2}	10^{-3}	K	K	M_\odot	$10^7 M_\odot$			M_\odot/Myr			K	K	M_\odot/Myr (F13)
(Viaene et al. 2014)										(Draine et al. 2014)				
15	4.8	4.0	29.8	63.7	33	1.8	0.152	0.022	0.22	18.6	15.0	29.3	28.3	8
28	3.1	2.7	29.8	63.7	33	1.8	0.152	0.022	0.22	32.3	22.0	32.1	30.13	77
36	7.8	6.6	29.8	63.7	38	2.0	0.162	0.027	3.25	27.1	25.	31.2	30.7	133

Table 6: Characteristics derived by Viaene et al. (2014) and Draine et al. (2014) from infrared data at the position of the CO(2-1) and CO(1-0) detections in $36'' \times 36''$ and $18'' \times 18''$ pixels. As described in Sect. 4.1 and in Melchior & Combes (2016), η_{bf} provides the beam filling factor computed for a brightness temperature of 5 K relying on the RADEX results presented in Sect 4.1 and 30 K assuming it is thermalised with the dust. The values T_C and T_W correspond to the cold and warm dust components; M_{dust} and M_{star} are the dust and stellar masses scaled to the prorata of the $12''$ CO FWHM beam; and τ_V^{dust} and τ_V^{Diff} are the dust and diffuse dust optical depths, given for the order of magnitude as they are the poorest constrained parameters according to Viaene et al. (2014). The SFR is scaled to the pro rata of the $12''$ CO FWHM beam. The last column provides the SFR estimate of Ford et al. (2013) integrated on the $12''$ beam.

4.1. CO(2-1)-to-CO(1-0) line ratio

4.1.1. Data

In Melchior & Combes (2013), we analysed IRAM 30 m CO(2-1) data obtained with the HERA instrument. These data overlap the IRAM-PdB CO(1-0) mosaic studied in this work. We do not find a priori a one-to-one correspondence with the signals detected in Melchior & Combes (2013). The CO(2-1) signal is detected in more regions than CO(1-0). However, many detections were below 4σ and were not recovered by the IRAM-PdB data presented here. While this is not surprising given the low S/N ratio, the signal could be affected by interferometric filtering if the gas is extended. Indeed, Rosolowsky & Leroy (2006) found that for a given mass a significant fraction of the flux can be lost when the peak S/N is lower than 10. 3 spectra (labelled 15, 28, and 36 in Melchior & Combes (2013)) which are actually detected above 4σ in CO(2-1) and have counterparts in the CO(1-0) interferometric data cube. Each CO(2-1) pointing corresponds to a 12 arcsec HPBW. These CO(1-0) maps of these three simultaneous CO(1-0) and CO(2-1) detections are shown in Figure 11 and correspond to the clumps N°1, 2, and 5 in Table 3. As shown in this figure, the CO(2-1) detections are not centred on the CO(1-0) peak of emission and the CO(1-0) clumps do not fill the single dish beam. In order to study the line ratio, we integrated interferometric data within $12''$ diameter circles at these three positions. We obtained the spectra shown in Figure 12. We used the conversion factor 5 Jy/K for the CO(2-1) single dish data. The results of this analysis are presented in Table 5.

In Table 6, we provide the dust characteristics of the positions, where CO(1-0) and CO(2-1) are detected, derived from the maps of Viaene et al. (2014), Draine et al. (2014), and Ford et al. (2013). There is a strong interstellar radiation field $U \sim 20 - 30$ due to the bulge stellar population, while the cold dust temperature is around 30 K.

Following Eq. 10 and 11, we estimate a mean luminous mass along the line of sight and within the $12 \text{ arcsec} = 40 \text{ pc}$ beams for these three offsets of $8700 M_\odot$. The fraction of gas with respect to the stellar mass along these lines of sight is very small, i.e. $4. \times 10^{-4}$, while the dust-to-gas ratio

is about 0.01. This is a sign of high SFR recycling and high metallicity. The Andromeda circum-nuclear region lies well below the dust scaling relation presented by Galliano et al. (2018), as this is observed for early-type galaxies (ETGs).

4.1.2. Evidence of local non-thermal equilibrium conditions

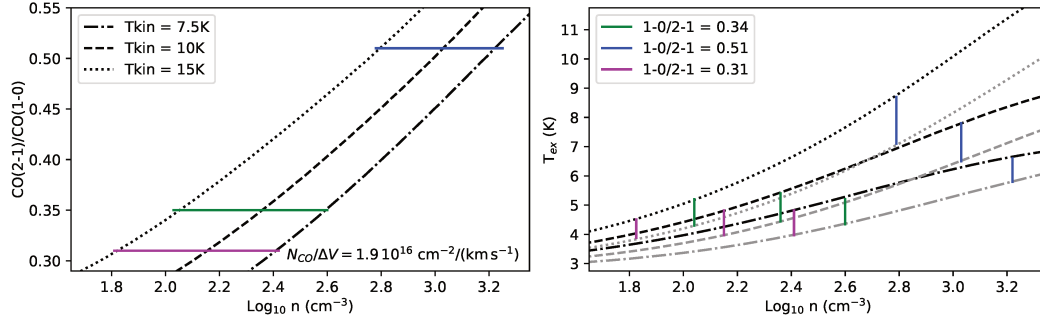


Fig. 13: RADEX simulations. We consider a standard CO abundance $N_{CO} = 10^{-4} \langle N_{H_2} \rangle$. We measure a mean molecular hydrogen column density of $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ that we correct for the surface beam filling factor ($\eta_{bf} = 0.052$) assuming the CO(2-1) is optically thick and computed for $T_{ex} = 5 \text{ K}$. Last, we estimate a mean ΔV of 30 km s^{-1} . The left panel different line types represent the simulations for 3 different kinetic temperature T_{kin} . The left and right panels present the expected CO(2-1) to CO(1-0) line ratio (in temperature) and the excitation temperature of the 2 lines, respectively, as a function of the hydrogen density. In the right panel, the black (resp. grey) lines correspond to the CO(1-0) (resp. CO(2-1)) line. The green, blue, and magenta ticks correspond to the line ratios measured in the 3 positions. This shows that this gas is subthermally excited and well below the expected critical density for a kinetic temperature of 10 K, $n_{crit}^{1-0} = 2.2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ and $n_{crit}^{2-1} = 9.7 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$.

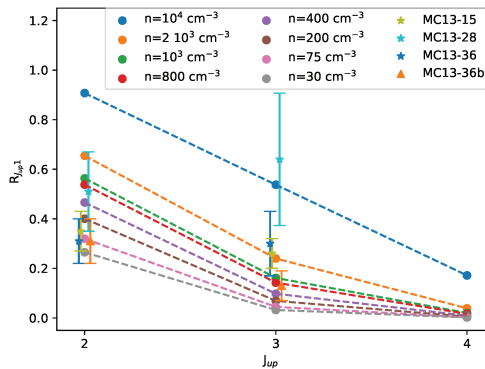


Fig. 14: Comparison of the CO line ratios observed for 3 positions of the circumnuclear disc with RADEX simulations. As discussed in the text, we ran RADEX simulations assuming a large velocity gradient with a kinetic temperature of 15 K and $N_{CO}/\Delta V = 1.9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ km}^{-1} \text{ s}$. The bullets indicate the results of these simulations for different volume density (n). We superimposed the R_{21} line ratios computed in Table 5, and R_{31} ratio derived from the CO(3-2) James Clerk Maxwell Telescope observations of Li et al. (2018). For the positions 15 and 28, there is a good velocity agreement, while Li et al. (2018) have found a different CO(3-2) velocity for the position 36, when compared to our measurements. This is why there are 2 points corresponding to this position. The measurement uncertainties are shown for each point. Interestingly, most R_{21} points are incompatible with a critical density and the R_{32} points at 2σ .

The $R_{21} = \text{CO}(2-1)\text{-to-CO}(1-0)$ line ratio (in temperature) was computed for each three detection and is provided in the last column of Table 5. This ratio lies in the range 0.3-0.5, well below 1. Hence, we expect this gas to be subthermally excited. This is also a strong evidence that this gas is

optically thick. Furthermore, this quite low ratio supports the fact that we have not lost significant flux in the interferometric measurements in these regions detected both in CO(1-0) and CO(2-1). We expect that the detected gas is not extended but rather clumpy. We should note that the FWHM velocity width of these lines are in overall good agreement for CO(1-0) et CO(2-1), but for MC13-36. In addition, this clump has a velocity mismatch in Li et al. (2018), so it should be considered with caution.

In parallel, there are clouds detected only in CO(2-1), which fall below our CO(1-0) sensitivity. There are seven such clouds, six of which have a weak S/N of 3σ to 4σ . There is one cloud detected at 6σ in CO(2-1) that is not seen in CO(1-0) at the offset $(-9.0'', -8.3'')$. Li et al. (2018) have detected CO(3-2) molecular gas at this position and estimate a line ratio $R_{32} = 0.33 \pm 0.11$. Given the CO(1-0) 3σ upper limit ($S_{CO}^{1-0} < 1.14 \text{ Jy km s}^{-1}$), we estimate a temperature ratio $R_{2-1/1-0} \geq 0.83$ (3σ), which is not very likely according to our modelling, and the CO(1-0) molecular gas might have been missed owing to interferometric spatial filtering. Relying on the CO(2-1) and CO(3-2) single-dish detections, it is probable that this clump has properties similar to the three other clumps analysed below.

The molecular gas is not in thermal equilibrium with the dust. We considered a kinetic temperature in the range 7 – 15 K and assumed an excitation temperature $T_{ex} = 5 \text{ K}$. First, assuming this gas is optically thick, we derive a beam filling factor $\eta_{bf} = T_{obs}/(T_{ex} - T_{bg}) \times \Delta V/\delta v$, where T_{obs} is the peak main beam temperature, T_{bg} is the cosmic microwave background, ΔV is the FWHM width of the line, and δv the velocity resolution. We consider CO(2-1) measurements as they are not affected by beam filtering. We thus estimate a mean η_{bf}^{5K} value of 5.2%. This would correspond to clumps with an effective size $d = \sqrt{\eta_{bf}} D_{Beam} \simeq 10 \text{ pc}$. This value is compatible with the measurements performed in Table 4 and the maps shown in Figure 11. Second, we derive the mean column density of molecular hydrogen for the three positions studied in this section and found $\langle N_H \rangle = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ within the range found for the whole sample. We assumed a standard CO abundance $N_{CO} = 10^{-4} \times N_H$. We consider as input for the RADEX simulations (van der Tak et al. 2007) a CO column density of $N'_{CO}/\Delta V = N_{CO}/\eta_{bf}^{5K}/\Delta V = 1.9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ km}^{-1} \text{ s}^{-1}$ considering a mean $\Delta V = 30 \text{ km/s}^{-1}$.

In Figure 13 we show the line ratios as functions of the hydrogen density. We run RADEX simulations (van der Tak et al. 2007) for three different kinetic temperatures. The densities corresponding to the measured line ratios are weak and imply low excitation temperatures in the range 4-9 K. We find densities that are in the range $60\text{-}650 \text{ cm}^{-3}$ (resp. $250\text{-}1600 \text{ cm}^{-3}$) for $T_K = 15 \text{ K}$ (resp. 7.5 K). We can further check the consistency of these density estimates. Considering one single effective clump with a mean mass of $8700 M_\odot$ and a molecular hydrogen density in the range $60\text{-}650 \text{ cm}^{-3}$, we expect a typical size in the range 8-16 pc. Alternatively, if we consider five clumps in the beam, the clumps have a typical size of 5-10 pc.

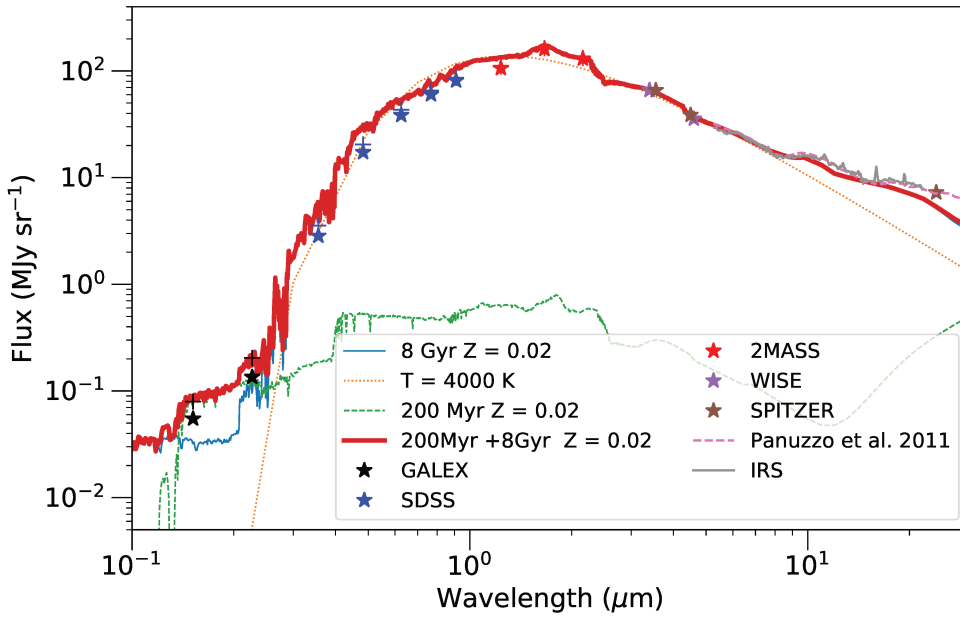


Fig. 15: Spectral energy distribution integrated over the region observed with IRAM-PdB, excluding the region with the UV bright nuclear disc (Lauer et al. 2012). As described in Sect. 4.2.1, we integrate over this region each photometric map available in this region after being reprojected on the $24\ \mu\text{m}$ Spitzer map and convolved to a $7\ \text{arcsec}$ FWHM Gaussian (Aniano et al. 2011). The star symbols correspond to the values thus achieved for each survey, while the crosses represent the same measurements after a Galactic extinction correction ($E(B-V)=0.05$). The integrated IRS spectra from Hemachandra et al. (2015) and the passive template from Panuzzo et al. (2011) are shown in grey. Last, we superimpose different stellar templates from Bressan et al. (1998) and Fioc & Rocca-Volmerange (1999), as well as a 4000 K black body. We show that GALEX points support solar metallicity templates, with a small contribution of a young stellar population (200 Myr)

In Figure 14, we check that the ratio R_{21} points towards low-density values lower than critical for $T_K = 15\ \text{K}$. We then derive the R_{31} ratio relying on the CO(3-2) measurements of Li et al. (2018). Given the uncertainties, the R_{31} ratios are compatible within 2σ .

In summary, we detect gas in non-local thermal equilibrium that has a low excitation temperature ($T_{ex} \sim 5 - 9\ \text{K}$). The kinetic temperature around 15 K (and possibly smaller) is significantly weaker than the dust temperature estimated in the infrared around 30 K. The volume density of molecular gas is well below the critical density.

4.2. Tracing star formation

While the central region of Andromeda does not reveal any obvious star forming region, global star formation estimates usually display a non-zero SFR in this region known to host ionised gas and dust. Depending on the star formation tracers, quite different values have been estimated. These different values however do not affect the global (all galaxy) SFR estimates (Viaene et al. 2014; Ford et al. 2013), since the SFR is negligible in this central region. Note that the bulge is also often avoided (e.g. Lewis et al. 2015, 2017).

In distant galaxies, it is customary to estimate the amount of obscured star formation observed in FUV by correcting the observed emission from young stars with the observed $24\ \mu\text{m}$ Spitzer

flux. This was studied statistically by Leroy et al. (2008) and on sub-kiloparsec scale by Bigiel et al. (2008), and applied to Andromeda by Ford et al. (2013). The FUV maps are expected to trace stars up to 75-100 Myr old. It can be severely obscured by dust, while the UV emission from young stars is expected to heat and re-radiate in the mid-infrared. The idea is hence to remove the contribution from the stellar emission and to perform a linear combination of the FUV and $24\ \mu\text{m}$ fluxes calibrated as proposed originally by Salim et al. (2007) and further tested by Leroy et al. (2008).

The region studied in this work is about one-tenth of the region studied as the bulge in Ford et al. (2013). It is dominated by the stellar light with a very strong gradient. In this section, we re-investigate this estimation of the SFR in the region where we observed molecular gas. In Sect. 4.2.1, we gather and reproject a series of publicly available FUV-to- $24\ \mu\text{m}$ images to study the spectral energy distribution of this region. In Sect. 4.2.2, we compare the spectral energy distribution with various templates. On this basis, we show that an estimate of the SFR based on FUV and $24\ \mu\text{m}$ emissions corrected from stellar emission detect features at this noise level.

4.2.1. Spectral energy distribution

We gathered photometric maps obtained in the past ten years on the Andromeda galaxy. While we are interested in the central kiloparsec field, it becomes important to get a full mosaic of the galaxy as the background determination is challenging and residuals prevent any photometric use of the maps. In the UV, we used the FUV and NUV GALEX Atlas of Nearby Galaxies (Gil de Paz et al. 2007). We retrieve 1 square degree ugriz SDSS mosaic from Image Mosaic Service (Montage) at IPAC. We get the JHK 2MASS Large Galaxy Atlas (Jarrett et al. 2003). We retrieve IRAC $3.6\ \mu\text{m}$ and $4.5\ \mu\text{m}$ and MIPS $24\ \mu\text{m}$ maps from Spitzer Heritage Archives. The IRAC $5.8\ \mu\text{m}$ and $7.9\ \mu\text{m}$ maps suffer from bad background estimates in the central kiloparsec and we were not able to use them¹. Last, we used the WISE image services to get the $3.4\ \mu\text{m}$ and $4.6\ \mu\text{m}$ maps found in excellent agreement with the IRAC Spitzer maps obtained at similar wavelengths.

In order to study the spectral energy distribution on a pixel basis, we first convolved each map to a 7 arcsec FWHM Gaussian relying on the convolution technique based on kernels proposed by Aniano et al. (2011). Second, we reprojected all the maps on a 2.4 arcsec grid corresponding to $24\ \mu\text{m}$ Spitzer maps with Kapteyn Package. We then plotted the spectral energy distribution for each pixel and/or in an integrated area. To compute the spectral energy distribution shown in Figures 15 and 16, we reproject the maps on the nuclear region observed by Hemachandra et al. (2015) with *Spitzer*/Infrared Spectrograph (IRS). The nucleus was observed with the IRS short-low (SL1, SL2 and SL3) and long-low (LL2) modules, which allows observations over the 5.2–20.75 μm band. The maps sizes were obtained by 18 overlapping observations for SL ($32''\times 57''$) and 11 overlapping observations for LL ($58''\times 168''$), both regions overlapping in the central area (see Figure 17). The spectrum was integrated over the central region from which we cropped the sides

¹ We also have to remove a constant background of $2.5\ \text{MJy sr}^{-1}$ to get results that are consistent with Ford et al. (2013).

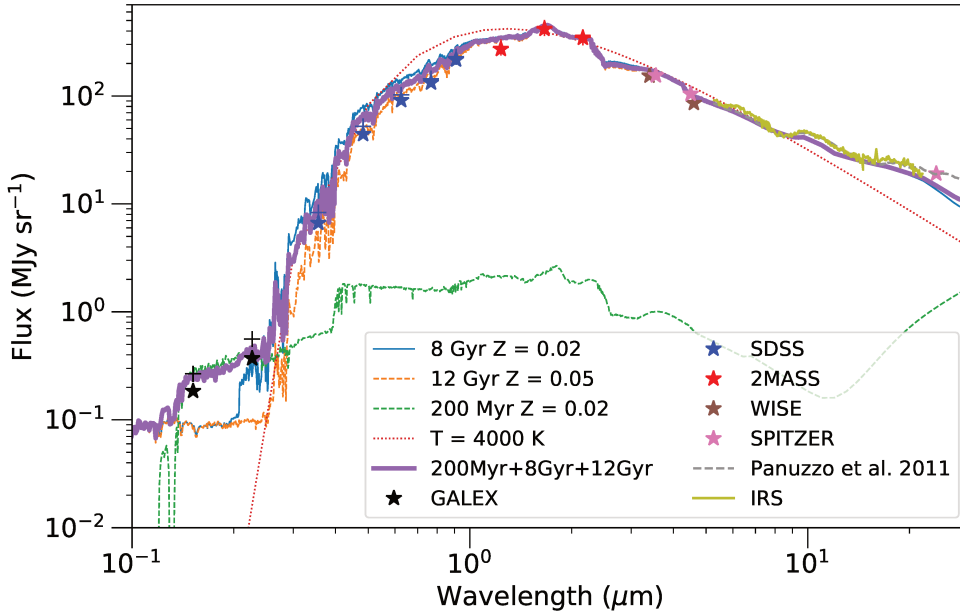


Fig. 16: Spectral energy distribution integrated over the nuclear disc containing an FUV bright excess (with an FUV flux non-corrected for Galactic extinction larger than $0.15 \text{ MJy sr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$). The same data sets and template library as in Figure 15 are used. In this case, GALEX points are more difficult to reproduce. Aside from the need for a larger 200 Myr stellar population contribution, a fraction of a 12 Gyr large metallicity template is required in addition to the 8 Gyr solar metallicity template.

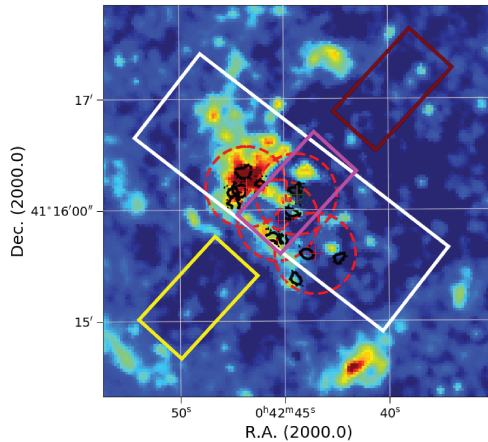


Fig. 17: Map of Σ_{SFR} from Ford et al. (2013) on which we show the regions observed with *Spitzer*/IRS by Hemachandra et al. (2015) with rectangles. Each rectangle corresponds to a region observed by a different module of *Spitzer*/IRS. The white rectangle corresponds to the LL2 map, the red indicates SL2, the yellow indicates SL1, and the magenta shows an overlapped region between both SL1 and SL2. The dashed red circles indicate the fields of our data cube and the black contours correspond to the selected clumps.

since they contained clear border effects, including strong negative signals. The SL2 ($5.2\text{--}7.6 \mu\text{m}$) and SL1 ($7.5\text{--}14.5 \mu\text{m}$) maps were connected using the overlapping SL3 ($7.33\text{--}8.66 \mu\text{m}$) mean flux. The SL3 map showed no offset with SL2, so the offset was added to SL1. The SL1 map was connected to LL2 ($14.5\text{--}20.75 \mu\text{m}$) with an offset to LL2 to obtain a coherent continuity with *Spitzer* IRAC ($4.5 \mu\text{m}$) and MIPS ($24 \mu\text{m}$) measurements.

Figure 15 corresponds to the field of view observed with IRAM-PdB, but excluding the FUV bright region (with a FUV flux non-corrected for Galactic extinction smaller than $0.15 \text{ MJy sr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$). We find a good agreement with an 8 Gyr stellar templates from Bressan et al. (1998) and a small contribution from a 200 Myr stellar population (PEGASE.2; Fioc & Rocca-Volmerange (1999)). The crosses include a correction of foreground extinction (Fitzpatrick 1999) assuming $E(B - V) = 0.05$ following Dalcanton et al. (e.g. 2012) and $R_V = 3.1$. This is in general agreement with the current belief that this region is dominated by an old stellar population (e.g. Rosenfield et al. 2012). In the near-infrared, we observe an excellent agreement with all stellar templates below $5 \mu\text{m}$. We find an excellent agreement between the near-infrared measurements and the Hemachandra et al. (2015) IRS Spitzer spectra; there is a significant silicate “bump” around $10 \mu\text{m}$. This spectral energy distribution is also very close to the passive galaxy template shown in Figure 2 of Panuzzo et al. (2011). This is typical of ETGs as discussed by Panuzzo et al. (2011) and Rampazzo et al. (2013) and more generally old stellar populations. While Saglia et al. (2010) observed a metallicity gradient with slit spectroscopy but with a large uncertainty, metal-rich $Z = 0.05, \leq 10$ -Gyr templates from Bressan et al. (1998) exhibit an infrared excess that is incompatible with the $24 \mu\text{m}$ Spitzer data. Solar metallicity SSP templates of 8 Gyr and 200 Myr adjust the data correctly. Large metallicity templates improve the match with the data in the optical part but not in the UV nor IR (for an age smaller or equal to 10 Gyr). One can note the presence of weak fine-structure emission lines discussed in Hemachandra et al. (2015), which confirms the presence some interstellar ionised gas. One can point to relatively large [NeIII] emission line, often correlated to the $24 \mu\text{m}$ dust emission (e.g. Inami et al. 2013).

Figure 16 is restricted to the FUV bright region excluded in Figure 15. This region is known to host an UV bright 200 Myr stellar cluster as studied by Lauer et al. (2012). It is more difficult to match the data with a single template, suggesting a mixture of stellar population from different origins. The contribution of the 200 Myr is more important, and it is also necessary to add a large metallicity template to reproduce the UV and optical part of the spectral energy distribution. In this case, the stellar background is stronger and the fine-structure emission lines are relatively weaker. Again, the FUV emission can be accounted for by stellar templates. There is no sign of star formation, while some atomic ionised gas and weak dust emission (see below) are tracing the interstellar medium of this region, probably heated by the stellar population (Groves et al. 2012).

4.2.2. Dust emission and star formation estimate

Leroy et al. (2013) used a SFR estimate based on FUV and $24 \mu\text{m}$. This method was used by Ford et al. (2013) who seem to overestimate the SFR in the circum-nuclear region with respect to Viaene et al. (e.g. 2014). In Figure 18, we compute the correlation between the FUV and $24 \mu\text{m}$ with $3.6 \mu\text{m}$ as computed by Ford et al. (2013); in this figure, the colour-coding corresponds to the projected distance to the centre. The latter authors used the $3.6 \mu\text{m}$ as an estimate of the stellar contribution to the $24 \mu\text{m}$ and FUV for a $3.6 \mu\text{m}$ flux smaller than 100 MJy sr^{-1} . We note that there is a non-linear

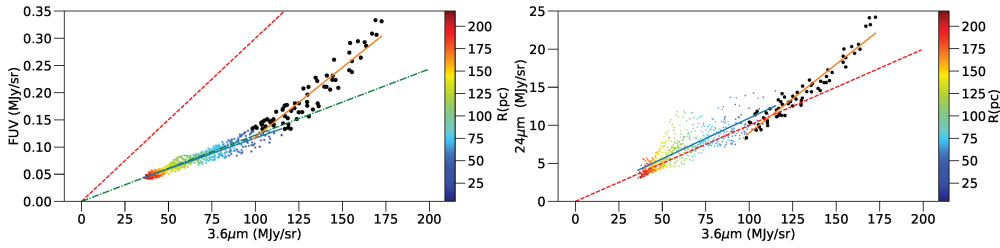


Fig. 18: Correlations of the FUV and $24\ \mu\text{m}$ flux with the $3.6\ \mu\text{m}$ flux in the field of view observed with IRAM-PdB. The colour coding corresponds to the radial distance to the centre. The black large points correspond to measurements with a FUV flux (non-corrected for Galactic extinction) larger than $0.09\ \text{MJy sr}^{-1}$. The red dashed lines correspond to the correction used by Leroy et al. (2013); the green dashed line indicates the correction used by Ford et al. (2013). The blue and orange lines correspond to the linear adjustments performed on the two regions and tentatively used to correct the FUV and $24\ \mu\text{m}$ fluxes from stellar population.

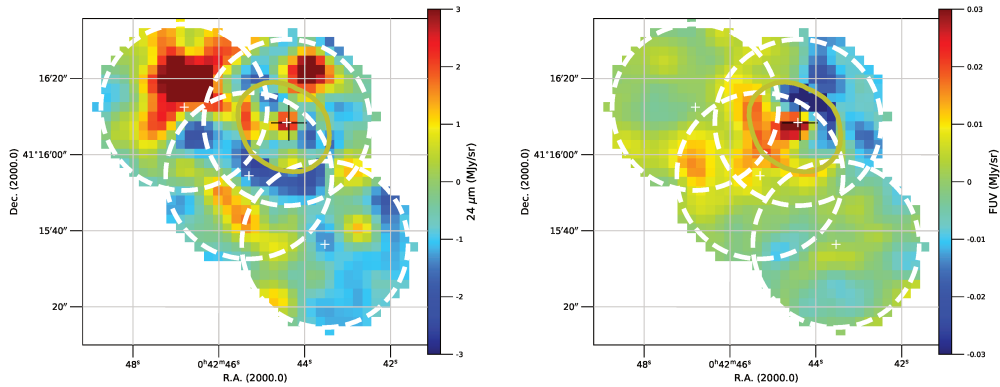


Fig. 19: Different components used in star formation estimates. Following Leroy et al. (2008) and Ford et al. (2013), we subtract the stellar component on the $24\ \mu\text{m}$ Spitzer map (left panel) and on FUV GALEX map (right panel). The positions of the IRAM-PdB interferometer CO(1-0) observations are shown with white dashed circles. The yellow contour corresponds to the FUV flux (non-corrected for Galactic extinction) of $0.09\ \text{MJy sr}^{-1}$.

increase for a $3.6\ \mu\text{m}$ flux above $100\ \text{MJy sr}^{-1}$ observed both in FUV and at $24\ \mu\text{m}$. According to the spectral energy distribution of the region shown in Figure 16, this can be accounted for by a mixture of stellar populations.

Figure 19 represents the $24\ \mu\text{m}$ and FUV emissions after the subtraction of the emission from the stellar population performed with the adjustments shown in Figure 18. We detect in the $24\ \mu\text{m}$ map dust emission in the east side of the IRAM-PdB observations corresponding to three high $\text{SNR}_{\text{tot}} (> 45)$ CO clumps, as shown in Figure 7, and corresponding to the MC13 #28 and #36 positions, CO(2-1) was detected. We note that weak $11.2\ \mu\text{m}$ is detected in this region observed at the edge of the IRS/Spitzer field (Hemachandra et al. 2015). In addition, a $24\ \mu\text{m}$ clump is observed $15''$ north of the nucleus, where weak $11.2\ \mu\text{m}$ and $17\ \mu\text{m}$ PAH features are detected. No molecular gas has been detected there. In these positions, no $6\text{-}9\ \mu\text{m}$ PAH features escape detection even though Hemachandra et al. (2015) discuss the importance of template subtractions. However, such $6\text{-}9\ \mu\text{m}$ to $11.2\ \mu\text{m}$ PAH contrast is often observed in elliptical galaxies (Kaneda et al. 2005; Vega et al. 2010). Aside from a very weak feature next to the nucleus, the other $24\ \mu\text{m}$ features are at the level of noise. In FUV, there is a bright spot next to the centre; this spot most probably corresponds

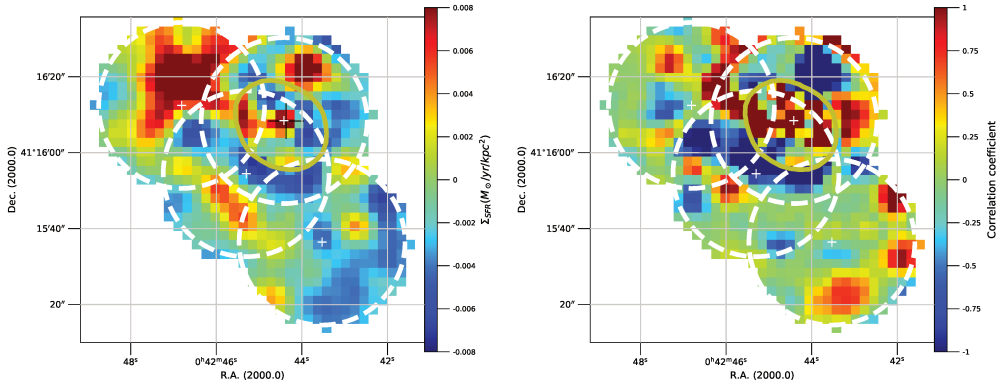


Fig. 20: Star formation estimate derived the FUV and $24\ \mu\text{m}$ components indicated in Figure 19 (left panel) and the correlation factor between these two components (right panel). The positions of the IRAM-PdB interferometer CO(1-0) observations are shown with white dashed circles. The yellow contour corresponds to a FUV GALEX flux (non-corrected for Galactic extinction of $0.09\ \text{MJy/sr}$).

to the subtraction of the FUV stellar cluster, while there might be some extinction on the north-west side of the field, corresponding to the inclination of the main disc. These features correspond to about 10% of the stellar continuum in this region and their amplitude is very sensitive to the linear correction adopted (see Figure 18). When we combined these two maps following Leroy et al. (2008), we obtain the SFR map on the left-hand side of Figure 20. This map seems dominated by the dust emission discussed above, which is most probably heated by the interstellar radiation field (Groves et al. 2012). While this map averages to zero with a standard deviation of $0.004\ M_{\odot}\ \text{yr}^{-1}$, the correlation between the FUV and $24\ \mu\text{m}$ maps represented in Figure 19 is shown in the right panel of Figure 20. Leroy et al. (2008) explained that in case of star formation, a correlation is expected between the $24\ \mu\text{m}$ dust emission and the FUV extinction. We note that we observe a correlation in the north-west side, corresponding to the PAH dust emission discussed above, which supports the presence of dust with no molecular gas detection. There is also a correlation in the middle of the field, but it corresponds to a FUV excess and negative dust feature. This correlation is possibly an artefact at the limit ($0.09\ \text{MJy/sr}$ in FUV flux) used to correct the stellar contribution and does not correspond to an effect of a star forming region. The regions in which we detect molecular gas do not exhibit a correlation coefficient close to -1 , as can be seen in a comparison of Figure 7 with the right panel of Figure 20. This supports the view that there is residual gas in this region that is not forming stars, and some dust is heated by the intermediate and old stellar population.

4.3. Kennicutt-Schmidt law

M31 quiescence in its central region is made strikingly clear in our measurements. We estimate in the previous section an upper limit on the surface density SFR $\Sigma_{\text{SFR}} < 0.0012(3\sigma)\ M_{\odot}\ \text{yr}^{-1}\ \text{kpc}^{-2}$. In Table 4, we estimate a mean molecular gas surface density of the detected clumps $\Sigma_{\text{H}_2} = 15\ M_{\odot}\ \text{pc}^{-2}$, but when averaged on the region (of equivalent radius of $165\ \text{pc}$), this density reduces

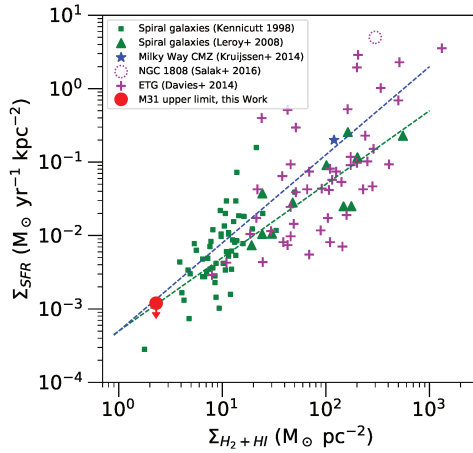


Fig. 21: Surface density of SFR with respect to surface density of H_2+HI gas for various galaxies. The red filled circle denotes the M31 circum-nuclear region, where Σ_{H_2+HI} was calculated from our molecular gas measurements, the estimated surface density of HI in the corresponding region of M31 from Braun et al. (2009) (between 1 and $2 M_\odot pc^2$), and Σ_{SFR} from our FUV plus $24 \mu m$ map shown in the left panel of Figure 20. The green triangles indicate the central region of spiral galaxies from Leroy et al. (2008). The magenta dotted circle indicates the circum-nuclear region ($r < 200 pc$) of NGC 1808 with Σ_{H_2} from Salak et al. (2016) and Σ_{SFR} estimated from Krabbe et al. (1994). The magenta crosses indicate the central parts of ETGs from Davies et al. (2014). The green squares indicate spiral galaxies from Kennicutt (1998). The green square close to M31 denotes NGC 4698, an early-type spiral with a ring-like disc of star formation, and a decoupled nuclear disc (Corsini et al. 2012). The green dashed line indicates the Kennicutt-Schmidt law with a slope $N = 1.0$, and the blue dashed line indicates the linear regression applied on the whole sample.

to $\Sigma_{H_2} = 0.9 M_\odot pc^{-2}$. This is a lower limit as smaller clumps have escaped detection. Last, we rely on Braun et al. (2009) to estimate a neutral hydrogen surface density of the region of $\Sigma_{HI} = 2 \pm 0.5 M_\odot pc^{-2}$. In Figure 21, we compare to the Kennicutt-Schmidt law ($N = 1.4$) with data from Williams et al. (2018); Ford et al. (2013); Bigiel et al. (2010), and Leroy et al. (2008). Our upper limit is compatible with surface density SFR derived from Ford et al. (2013) and Viaene et al. (2014).

The circum-nuclear region of Andromeda is typically not forming stars and we reach the limits as discussed by Calzetti et al. (2012). It can be argued that the region considered is small but we nevertheless integrate along the line of sight given the inclination of the disc.

Following Leroy et al. (2008), we define star formation efficiency (SFE) as the SFR surface density per unit H_2 , $SFE(H_2) = \Sigma_{SFR}/\Sigma_{H_2}$. Hence, we find a SFE of H_2 smaller than $1.3 \times 10^{-9} yr^{-1}$ (3σ), which is within the uncertainties of Leroy et al. (2008) who found $SFE(H_2) = 5.25 \pm 2.5 \times 10^{-10} yr^{-1}$ at scales of $800 pc$. A constant $SFE(H_2)$ is expected if the GMC properties are universal and the conditions within the GMC constitute the driving factor (Krumholz & McKee 2005).

5. Conclusions

We have analysed molecular observations made with the IRAM Plateau de Bure interferometer, towards the central 250 pc of M31. The CO(1-0) mosaic was compared with previous CO(2-1) single dish mapping with the IRAM 30 m HERA instrument. We studied the spectral energy distribution of the region and tracers of star formation. The main results can be summarised as follows:

1. We first identified molecular clumps from high S/N peaks in the map and selected genuine clouds using both robust data analysis and statistical methods. Our modified approach to the CPROPS algorithm allowed us to extract a catalogue of 12 CO(1-0) clumps with a total S/N ratio larger than 15 in a region of low CO density.
2. We derived the size, velocity dispersion, H₂ mass, surface density, and virial parameter for each cloud. The clouds follow the Larson's mass-size scaling relation, but lie above the velocity-size relation. We suggest that they are not virialised, but might be the superimposition of smaller entities.
3. We measured a gas-to-stellar mass ratio of 4×10^{-4} in this region.
4. We discussed the CO(2-1)-to-CO(1-0) line ratio from the single dish observations from Melchior & Combes (2013) when the CO(1-0) map is smoothed to the 12 arcsec resolution. We were able to compute the CO(2-1)-to-CO(1-0) line ratio for three positions. This ratio is below 0.5, supporting non-LTE conditions. Relying on RADEX simulations, we discuss that this optically thick gas has a low gas density in the range $60 - 650 \text{ cm}^{-3}$ with subthermal excitation ($T_{ex} = 5 - 9 \text{ K}$). We find a filling factor of order 5 %.
5. We studied the spectral energy distribution of the region, and show that it is compatible with a quiescent elliptical galaxy template that has weak mid-infrared, atomic fine-structure emission lines. These lines correlates with the $24 \mu\text{m}$ dust emission detected in the region.
6. We observed correlation between the FUV extinction and $24 \mu\text{m}$ dust emission in a position at 15 arcsec north of the nucleus, where Hemachandra et al. (2015) detected 11.2 and $17. \mu\text{m}$ PAH. No molecular gas is detected in this position. In the region located east of the nucleus, where several molecular clouds were detected, there is $24 \mu\text{m}$ dust emission and $11.2 \mu\text{m}$ PAH emission (Hemachandra et al. 2015).
7. We subtracted the stellar contribution in order to use $24 \mu\text{m}$ and FUV as tracers of star formation. This region averages to zero star formation, deriving an upper limit compatible with previous works. This low-density region (both in gas and SFR) lies formally on the Kennicutt-Schmidt law.

The circum-nuclear region of M31 appears depleted in gas, both HI and H₂. This depletion is compatible with the absence of star formation. The gas and dust observed in this region are heated in the centre by the radiation of intermediate and old stellar populations. The galaxy then appears to be quenched from inside out, since star formation continues to occur in the outer ring. The presence of diffuse ionised gas in the centre, together with low abundance of neutral gas (atomic and molecular) and lack of young stars in the centre is quite similar to the LIER galaxies described by Belfiore et al. (2016).

In the case of M31, many scenarios have been proposed. Dong et al. (2018) observations have suggested that there was a strong peak in SFR less than 500 Myr ago, which could contribute to the gas depletion. This is in line with the conclusions of Block et al. (2006), which point at a collision with M32 as a reason for the low molecular gas density in the centre of Andromeda, also explaining

the atypical two-ring architecture of M31. D’Souza & Bell (2018) have claimed that M32 was in the past a much bigger galaxy that was able to produce a major interaction with M31 2 Gyr ago. This theory also allows the remaining M32-core to have re-entered the M31 disc almost head-on towards the centre and more recently produce the two rings in the disc. Observations of higher J CO emission, and also shock-tracing molecules will be helpful to disentangle the various scenarios.

Acknowledgements. Based on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain). We acknowledge the IRAM Plateau de Bure team for the observations. We thank Sabine König for her support in the data reduction. We warmly thank Eric Rosolowsky, our referee, for his very helpful and constructive comments. We are grateful to Pauline Barmby for providing us with reduced Spitzer data in the nucleus region. ALM has benefited from the support of *Action Fédératrice Structuration de l’Univers et Cosmologie* from Paris Observatory. This research has made use of the NASA/IPAC Infrared Science Archive, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration. This research made use of Montage, funded by the National Aeronautics and Space Administration’s Earth Science Technology Office, Computational Technologies Project, under Cooperative Agreement Number NCC5-626 between NASA and the California Institute of Technology. The code is maintained by the NASA/IPAC Infrared Science Archive. This research makes use of GALEX, SDSS, 2MASS, Spitzer, and WISE archive data of Andromeda.

References

- Aniano, G., Draine, B. T., Gordon, K. D., & Sandstrom, K. 2011, *PASP*, 123, 1218
- Baldry, I., Balogh, M., Glazebrook, K., et al. 2006, *MNRAS*, 373, 469
- Barnes, J. E., & Hernquist, L. E. 1991, *ApJ*, 370, L65
- Begelman, M. C., Volonteri, M., & Rees, M. J. 2006, *MNRAS*, 370, 289
- Belfiore, F., Maiolino, R., Maraston, C., et al. 2016, *MNRAS*, 461, 3111
- Bertoldi, F., McKee, C. F. 1992, *ApJ*, 395, 140B
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, *AJ*, 136, 2846
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2010, *AJ*, 140, 1194
- Block, D. L., Bournaud, F., Combes, F., et al. 2006, *Nature*, 443, 832
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013, *ARA&A*, 51, 207
- Boulesteix, J., Georgelin, Y. P., Lecoarer, E. et al. 1987, *A&A*178, 91
- Bower, R. G., Schaye, J., Frenk, C. S., et al. 2017, *MNRAS*, 465, 32
- Braun, R., Thilker, D. A., Walterbos, R. A. M. & Corbelli, E. 2009, *ApJ*, 695, 937
- Bressan, A., Granato, G. L., & Silva, L. 1998, *A&A*, 332, 135
- Caldù-Primo, A., & Schrubba, A. 2016, *AJ*, 151, 34
- Calzetti, D., Liu, G., & Koda, J. 2012, *ApJ*, 752, 98
- Chang, P., Murray-Clay, R., Chiang, E., & Quataert, E. 2007, *ApJ*, 668, 236
- Corbelli, E., Braine, J., Bandiera, R., Brouillet, N., et al. 2017, *A&A*, 601, 146
- Corsini, E. M., Mendez-Abreu, J., Pastorello, N. et al. 2012, *MNRAS*, 423, L79
- Crane, P. C., Dickel, J. R., & Cowan, J. J. 1992, *ApJ*, 390, L9
- Croton, D. J., Springel, V., White, S. D. M., et al. 2006, *MNRAS*, 365, 11
- Dalcanton, J. J., Williams, B. F., Lang, D., et al. 2012, *ApJS*, 200, 18
- Davis, T. A., Young, L. M., Crocker, A. F., et al. 2014, *MNRAS*, 444, 342
- Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, *Nature*, 433, 604
- Dong, H., Olsen, K., Lauer, T., et al. 2018, *MNRAS*, 478, 5379
- Draine, B. T., Aniano, G., Krause, O., et al. 2014, *ApJ*, 780, 172
- D’Souza, R., Bell, E. 2018, *NatAs* tmp 102
- Fabian, A. C. 2012, *ARA&A*, 50, 455
- Ferrarese, L., & Merritt, D. 2000, *ApJ*, 539, L9
- Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1999, *arXiv:astro-ph/9912179*
- Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63

- Fluetsch, A., Maiolino, R., Carniani, S., et al. 2018, MNRAS, tmp.3268F
- Ford, G. P., Gear, W. K., Smith, M. W. L., et al. 2013, ApJ, 769, 55
- Galliano, F., Galametz, M., & Jones, A. P. 2018, ARA&A, 56, 673
- García-Burillo, S., Combes, F., Schinnerer, E., Boone, F., & Hunt, L. K. 2005, A&A, 441, 1011
- Gil de Paz, A., Boissier, S., Madore, B. F., et al. 2007, ApJS, 173, 185
- Gordon, K. D., Bailin, J., Engelbracht, C. W., et al. 2006, ApJ, 638, L87
- Gratier, P., & Braine, J., & Rodriguez-Fernandez, N. J., & Schuster, K. F., & Kramer, C., & Corbelli, E., & Combes, F., & Brouillet, N., & van der Werf, P. P., & Röllig, M. 2012, A&A, 542, A108
- Groves, B., Krause, O., Sandstrom, K., et al. 2012, MNRAS, 426, 892
- Gueth, F., Guilloteau, S., & Viallefond, F. 1995, The XXVIIIth Young European Radio Astronomers Conference, 8
- Gullieuszik, M., Poggianti, B. M., Moretti, A., et al. 2017, ApJ, 846, 27
- Gültekin, K., Richstone, D. O., Gebhardt, K., et al. 2009, ApJ, 698, 198
- Hammer, F., Yang, Y. B., Wang, J. L., et al. 2018, MNRAS, 475, 2754
- Heckman, T. M., Kauffmann, G., Brinchmann, J., et al. 2004, ApJ, 613, 109
- Heckman, T. M., & Best, P. N. 2014, ARA&A, 52, 589
- Hemachandra, D., Barmby, P., Peeters, E., et al. 2015, MNRAS, 454, 818
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., et al. 2006, ApJS, 163, 1
- Hopkins, P. F., & Quataert, E. 2010, MNRAS, 407, 1529
- Hughes, A., Meidt, S., Colombo, D., et al. 2013, ApJ, 779, 46
- Ibata, R., Irwin, M., Lewis, G., Ferguson, A. M. N., & Tanvir, N. 2001, Nature, 412, 49
- Ibata, R. A., Lewis, G. F., McConnachie, A. W., et al. 2014, ApJ, 780, 128
- Inami, H., Armus, L., Charmandaris, V., et al. 2013, ApJ, 777, 156
- Jarrett, T. H., Chester, T., Cutri, R., Schneider, S. E., & Huchra, J. P. 2003, AJ, 125, 525
- Kaneda, H., Onaka, T., & Sakon, I. 2005, ApJ, 632, L83
- Kauffmann, G., Heckman, M., White, S., et al. 2003, MNRAS, 341, 54
- Kennicutt, R. C. 1998, ApJ, 498, 541
- King, A., & Pounds, K. 2015, ARA&A, 53, 115
- Koda, J., Sawada, T., Hasegawa, T., et al. 2006, ApJS, 638, 191
- Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, ARA&A, 51, 511
- Krabbe, A., Sternberg, A., & Genzel, R. 1994, ApJ, 425, 72
- Kruijssen, J. M. D., Longmore, S. N., Elmegreen, B. G., et al. 2014, MNRAS, 440, 3370
- Krumholz, M. R., McKee, C. F. 2005, ApJ, 630, 250
- Lauer, T. R., Bender, R., Kormendy, J., Rosenfield, P., & Green, R. F. 2012, ApJ, 745, 121
- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., et al. 2008, AJ, 136, 2782
- Leroy, A. K., Walter, F., Sandstrom, K., et al. 2013, AJ, 146, 19
- Lewis, A. R., Dolphin, A. E., Dalcanton, J. J., et al. 2015, ApJ, 805, 183
- Lewis, A. R., Simones, J. E., Johnson, B. D., et al. 2017, ApJ, 834, 70
- Li, Z., Garcia, M. R., Forman, W. R., et al. 2011, ApJ, 728, L10
- Li, Z., Li, Z., Zhou, P., et al. 2018, arXiv:1812.10887
- Lynden-Bell, D. 1969, Nature, 223, 690
- Marconi, A., & Hunt, L. K. 2003, ApJ, 589, L21
- McConnachie, A. W., Irwin, M. J., Ibata, R. A., et al. 2009, Nature, 461, 66
- McConnell, N. J., & Ma, C.-P. 2013, ApJ, 764, 184
- McKee, C. F., & Zweibel, E. G. 1992, ApJ, 399, 551
- Melchior, A.-L., Viallefond, F., Guélin, M., & Neininger, N. 2000, MNRAS, 312, L29
- Melchior, A.-L., & Combes, F. 2011, A&A, 536, A52
- Melchior, A.-L., & Combes, F. 2013, A&A, 549, A27
- Melchior, A.-L., & Combes, F. 2016, A&A, 585, A44

- Melchior, A.-L., & Combes, F. 2017, *A&A*, 607, 7
- Miki, Y., Mori, M., & Rich, R. M. 2016, *ApJ*, 827, 82
- Miville-Deschênes, M.-A., Murray, N., Lee, E. J. 2017, *ApJ*, 834, 57
- Molinari, S., Bally, J., Noriega-Crespo, A., et al. 2011, *ApJ*, 735, L33
- Morris, M., & Serabyn, E. 1996, *ARA&A*, 34, 645
- Oka, T., Hasegawa, T., Handa, T., Hayashi, M., & Sakamoto, S. 1996, *ApJ*, 460, 334
- Panuzzo, P., Rampazzo, R., Bressan, A., et al. 2011, *A&A*, 528, A10
- Peng, Y., Maiolino, R., & Cochrane, R. 2015, *Nature*, 521, 192
- Pfenniger, D., & Norman, C. 1990, *ApJ*, 363, 391
- Pierce-Price, D., Richer, J. S., Greaves, J. S., et al. 2000, *ApJ*, 545, L121
- Poggianti, B. M., Moretti, A., Gullieuszik, M., et al. 2017, *ApJ*, 844, 48
- Rampazzo, R., Panuzzo, P., Vega, O., et al. 2013, *MNRAS*, 432, 374
- Rosenfield, P., Johnson, L. C., Girardi, L., et al. 2012, *ApJ*, 755, 131
- Rosolowsky, E., Leroy, A. 2006, *PASP*, 118, 590
- Rosolowsky, E. 2007, *ApJ*, 654, 240
- Saglia, R. P., Fabricius, M., Bender, R., et al. 2010, *A&A*, 509, A61
- Salak, D., Nakai, N., Hatakeyama, T., & Miyamoto, Y. 2016, 823, 68
- Salim, S., Rich, R. M., Charlot, S., et al. 2007, *ApJS*, 173, 267
- Salomé, Q., Salomé, P., Miville-Deschênes, M.-A., Combes, F., Hamer, S. 2017, *A&A*, 608, A98
- Sheth, K., Vogel, S. N., Wilson, C. D., & Dame, T. M. 2000, *Proceedings 232. WE-Heraeus Seminar*, 37
- Sijacki, D., Vogelsberger, M., Genel, S., et al. 2015, *MNRAS*, 452, 575
- Silk, J., & Rees, M. J. 1998, *A&A*, 331, L1
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. 1997, *ApJ*, 478, 144S
- Soltan, A. 1982, *MNRAS*, 200, 115
- Springel, V., Di Matteo, T., & Hernquist, L. 2005, *MNRAS*, 361, 776
- Tacconi, L. J., Genzel, R., Neri, R., & Cox, P., et al. 2010, *Nature*, 463, 781T
- Tenjes, P., Tuvikene, T., Tamm, A., Kipper, R., & Tempel, E. 2017, *A&A*, 600, A34
- Thilker, D. A., Braun, R., Walterbos, R. A. M., et al. 2004, *ApJ*, 601, L39
- Tremaine, S., Gebhardt, K., Bender, R., et al. 2002, *ApJ*, 574, 740
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- van der Tak, F. F. S., Black, J. H., Schöier, F. L., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. 2007, *A&A*, 468, 627
- Viaene, S., Fritz, J., Baes, M., et al. 2014, *A&A*, 567, A71
- Vega, O., Bressan, A., Panuzzo, P., et al. 2010, *ApJ*, 721, 1090
- Vulic, N., Gallagher, S. C., & Barmby, P. 2016, *MNRAS*, 461, 3443
- Williams, T. G., Gear, W. K., & Smith, M. I. 2018, *MNRAS*, arXiv:1806.01293

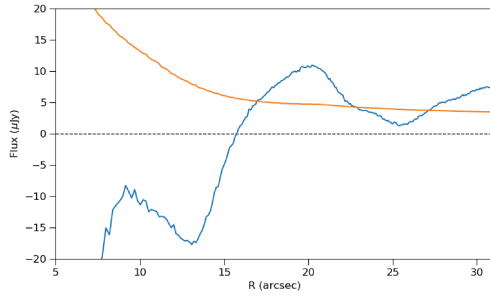


Fig. A.1: Mean flux (blue line) and associated noise (orange line) in μJy of the spectrum integrated within concentric circles of increasing radius R . Circles are centred on the centre of the field; the channels within the $[-600, 0] \text{ km s}^{-1}$ range were removed to avoid influence of the detected clumps.

Appendix A: Upper limit on the continuum level

We estimate an upper limit on the continuum level with an average on the whole bandwidth $[-3000, 6000] \text{ km s}^{-1}$. In Figure A.1, we show the mean flux and associated (rms) noise in μJy achieved in integrating the whole spectra in circular regions of given radius R . We significantly improve the first 3σ upper limit measured at 1 mm by Melchior & Combes (2013) of 0.65 mJy with single dish observations. We estimate a 3σ upper limit at 3 mm of about 15 μJy within a radius of 20 arcsec.

This excludes the value (60 μJy) at 12σ expected with a simple extrapolation of the synchrotron emission detected at 6 cm (5 GHz) of about 0.2 mJy by Giessubel & Beck (2014) with a measured spectral index of -0.4 ± 0.03 . As the primary beam has a HBPW of 45 arcsec, we do not expect to significantly smooth large scale signals. We thus expect a steeper slope.

We can also exclude large quantities of hidden cold dust. However, it is already well known that this region hosts very little dust (e.g. Melchior et al. 2000). Our upper limit does not provide more constraints than the infrared dust emission presented in the Figure 3 of Groves et al. (2012), as dust emission at 3 mm is expected at the level of $10^{-6} \mu\text{Jy}$. If a weak 3 mm continuum exists in this region, it is probably due to synchrotron emission.

Appendix B: Selection procedure

With a 2D Gaussian model using the transfer function of a point-like signal we show that isolated pixels showing an excess are impossible to distinguish between signal and noise. We see that a minimum of 3 adjacent spatial pixels is required. We define as a cloud an area of at least three adjacent spatial pixels with signals with velocities V_0 varying within a range of 10 km s^{-1} maximum. We find 54 molecular clouds (shown in Figure B.1) with peak flux ranging from $\Phi_{max} = 11.8 \text{ mJy/beam}$ to $\Phi_{max} = 60.1 \text{ mJy/beam}$. We also found 3 - σ clumps with negative flux; we represent 47 negative clumps in Figure B.2. These negative signals are expected to be noise or side lobes: we keep them to test our selection procedure. The velocity distribution histograms for positive and negative clumps show that negative clumps with numerous pixels lie in the same regions as positive core clumps with high S/N ratio.

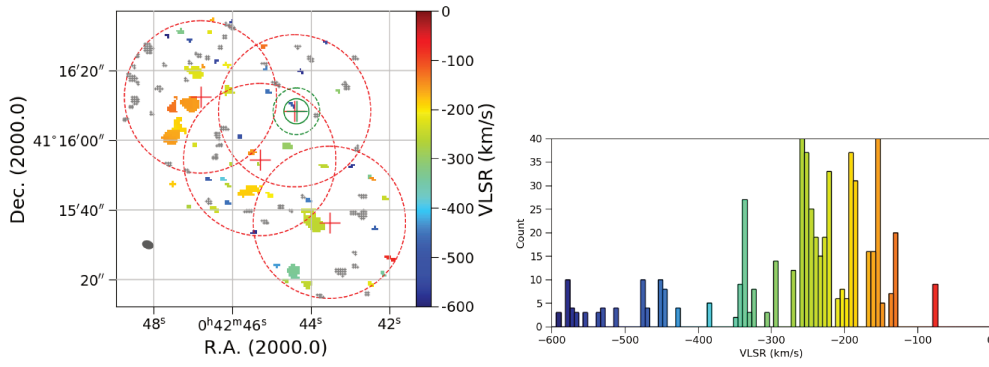


Fig. B.1: Maps of the velocities core clumps detected (top) and associated velocity distribution (down). The colour-coding for the velocity is the same for the maps and histograms. The velocity values for core clumps with contiguous pixels with more than 2 spectral channels above $3\sigma_{noise}$ are shown. Positions of the negative core clumps are indicated as grey crosses. The histograms of velocity reveal some spatial and spectral correspondences. Three core clumps with strong signal in particular can be observed at velocities -157 , -187 , and -253 km s^{-1} . This is used to apply GILDAS cleaning algorithm on specific channels. Some cores are detected outside of the fields and a few also display abnormal velocities for the region studied (especially one at -76 km s^{-1}). All these clumps are rejected by our selection procedure.

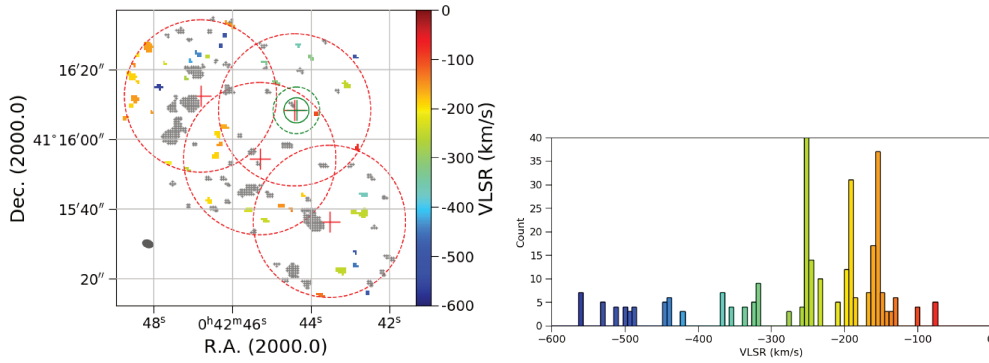


Fig. B.2: Same as Figure B.1 with the velocity values for core clumps with contiguous pixels with more than 2 spectral channels below $3\sigma_{noise}$. Positions of the positive core clumps are shown as grey crosses.

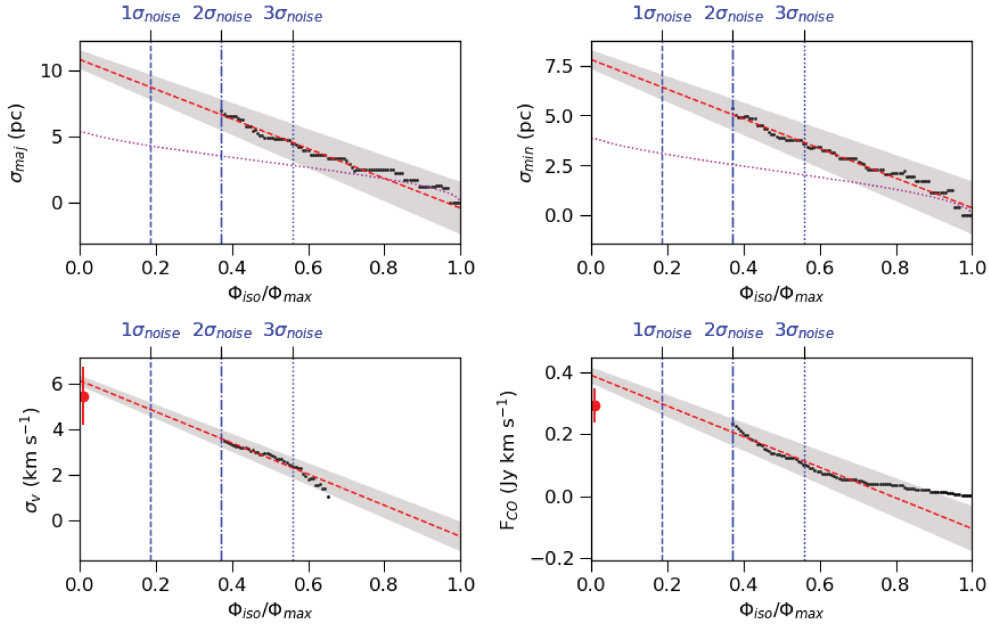


Fig. B.3: Same as Figure 3 for one clump at J2000 coordinates $00^h 42^m 44.52^s$ and $+41^\circ 16' 10.1''$ with $SNR_{peak} = 5.4$ and $SNR_{tot} = 15.2$. The size over the major and minor axis is twice as high as that obtained from the simulated clump, which suggests this clump is resolved. The velocity dispersion is more than twice the spectral resolution (2.2 km/s). There is also a good agreement between the extrapolated velocity dispersions, and those measured directly from the spectra, while the total flux is slightly higher for the extrapolation.

CHAPITRE 3

Formation d'étoiles et poussière dans le centre de M31

Sommaire

3.1	Étude des hydrocarbures aromatiques polycycliques	80
3.1.1	Spectre de l'infrarouge moyen	81
3.2	Distribution d'énergie spectrale de la région	86
3.2.1	Loi de Kennicutt-Schmidt	86
3.3	Discussion	89

A partir du catalogue de nuages moléculaires que nous avons produit, nous cherchons à caractériser la distribution du gaz dans la région circum-nucléaire de M31 par rapport à la distribution d'énergie spectrale (DES) et à la densité de taux formation d'étoiles. Ce chapitre est centré sur l'interprétation de certains résultats de [Dassa-Terrier et al. \(2019\)](#). Nous détaillons certains travaux non-retranscrits dans cette publication et proposons des discussions supplémentaires, notamment sur les hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP).

Le gaz et la poussière de M31 ne semblent pas suivre le comportement typique d'une galaxie spirale ([Draine et al. 2014](#)). On y observe à la fois pour les émissions HI et infrarouges une structure en anneaux ([Block et al. 2006](#); [Chemin et al. 2009](#)). Une explication satisfaisante pour cette structure est une collision entre M31 et M32 comme montrée par les simulations de [Block et al. \(2006\)](#), une hypothèse que nous discutons à la fin de ces travaux à la lumière de notre étude.

Il a été observé par [Salim et al. \(2009\)](#) et [Fumagalli et al. \(2014\)](#) que, pour des cas de galaxies où la formation d'étoiles semble interrompue à des décalages vers le rouge supérieurs à 0.2, la majorité des émissions IR (en particulier à $24 \mu\text{m}$) est liée aux contributions de la poussière échauffée par les étoiles anciennes ou par les complexes d'étoiles AGB (Les étoiles dans leur phase post-AGB ayant une recrudescence d'émissions dans l'UV; [Mo et al. 2010](#)) et non par des jeunes étoiles liées à une formation d'étoiles récente. Cela mène à une surestimation du taux de formation d'étoiles et de la densité de surface de taux de formation d'étoiles (TFE) pour les galaxies à faible formation d'étoiles.

Avec un TFE global de $\approx 0.25 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, la majorité du réservoir de gaz de M31 est située dans l'anneau des 10 kpc tandis que son noyau apparaît en être dénué. Nous étudions

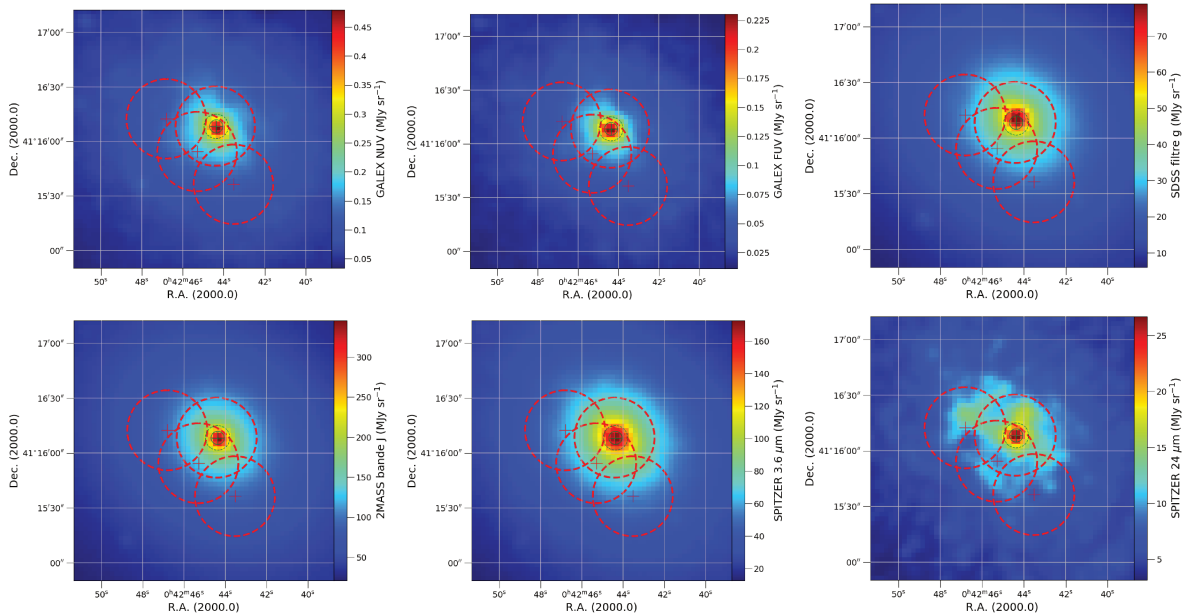


FIGURE 3.1 – Cartes des flux de la zone centrale de M31 produites avec des données GALEX, SDSS, 2MASS et SPITZER. Nous indiquons par un contour rouge les champs de l'IPdB et par un cercle vert la zone d'influence du trou noir central.

donc le cas des cartes de TFE telles que produites par Leroy et al. (2013) ou Ford et al. (2013). Ces cartes ont bénéficié d'une correction de la contribution des étoiles anciennes en utilisant des cartes de flux à $3.6 \mu\text{m}$. Néanmoins la région centrale de M31 dans Ford et al. (2013) n'a pas pu profiter de cette correction, rendant très incertaine leur carte de TFE pour la zone au cœur de nos travaux. Cela nous a amené à étudier la distribution de l'énergie spectrale dans le secteur, en nous reposant sur des données issues des grandes campagnes d'observation que nous avons référencées en Section 1.6 et dont nous montrons plusieurs cartes en Figure 3.1.

3.1 Étude des hydrocarbures aromatiques polycycliques

Ici, notre étude vise à établir si les hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP) peuvent avoir un usage dans le cadre spécifique du centre de M31 et si nos observations peuvent soutenir, ou infirmer, la présence de formation d'étoiles dans la région. Au delà de cela, l'étude du spectre IRM et celui des HAP peut servir de base à l'estimation du continuum stellaire. De plus les cartes de TFE reposant sur une correction par des émissions à $3.6 \mu\text{m}$ (visant à limiter l'impact des étoiles anciennes sur la mesure), et les HAP pouvant contribuer à ces émissions (Meidt et al. 2012; Querejeta et al. 2015), il est important d'estimer si cet impact est significatif.

3.1.1 Spectre de l'infrarouge moyen

Pour enquêter sur les émissions issues des poussières, nous explorons le comportement des raies d'émission des HAP : 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.2 et 12.7 μm (Gordon et al. 2008). Hemachandra et al. (2015) utilisent des cartes spectroscopiques prises à l'aide de l'instrument IRS de SPITZER, fournissant les émissions dans la bande [5–21] μm . Nous avons eu accès aux cartes du centre de M31 pour le module *Short Low* (SL1 et SL2) couvrant respectivement les bandes [7.5–14.5] μm et [5.2–7.6] μm ainsi que le module *Long Low* (LL2) couvrant la bande [14.5–20.75] μm .

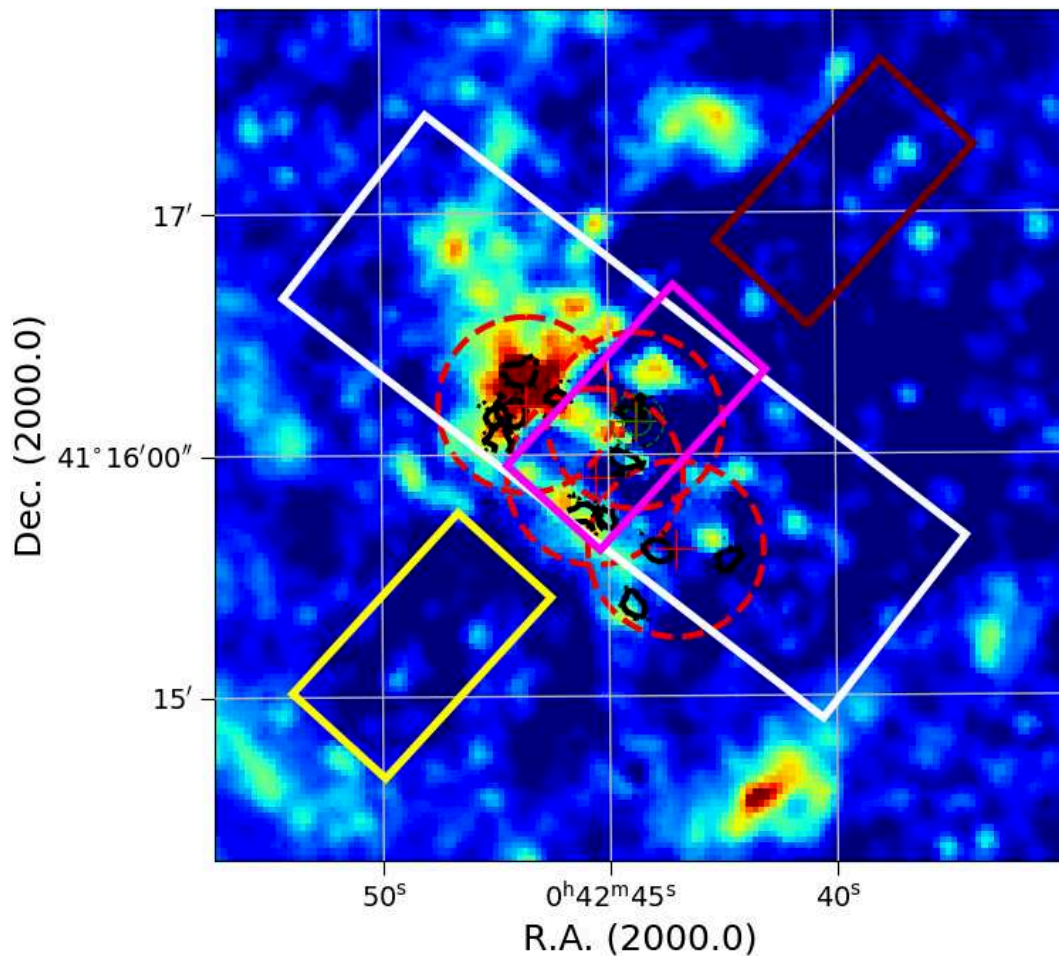


FIGURE 3.2 – Carte de TFE de Ford et al. (2013) où nous avons surimposé les champs observés dans les bandes [5.2 - 20.75] μm de Hemachandra et al. (2015). Le rectangle blanc est la zone LL2 observée dans la bande [14.5 - 20.75] μm , le rectangle jaune est la zone SL2 observée dans la bande [5.2 - 7.6] μm , le rectangle bordeaux est la zone SL1 observée dans la bande [7.5 - 14.5] μm et le rectangle magenta est à la fois couverte par SL1 et SL2. Les cercles pointillés rouges sont les champs observés par PdBI et les contours sont ceux des nuages moléculaires de notre catalogue. La bande où on trouve les raies des 11.2 et 15.8 μm ne couvre pas les régions de Σ_{TFE} les plus élevées mais la zone d'influence du trou noir se situe en revanche dans le champ de toutes les observations.

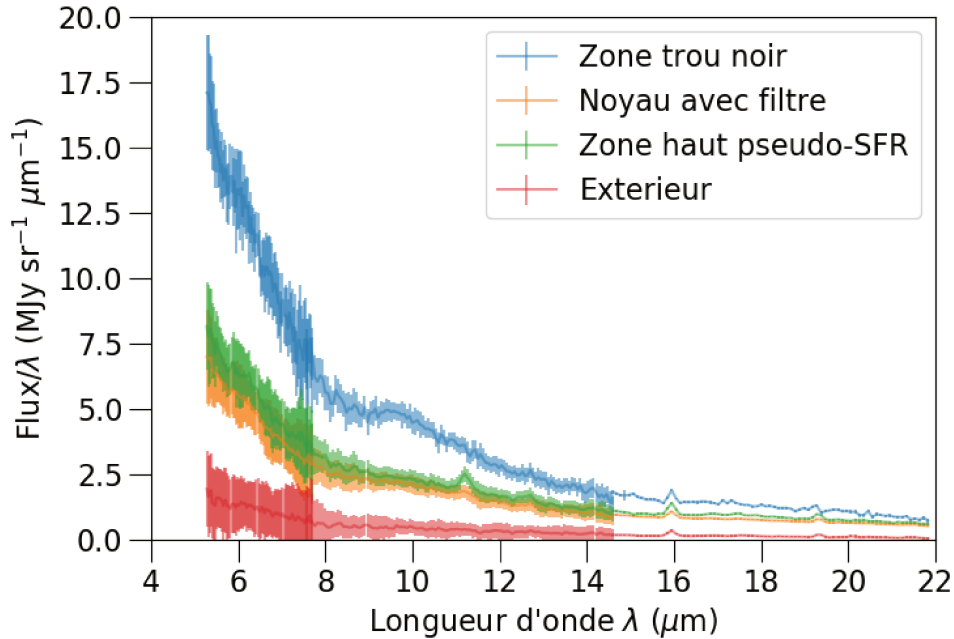


FIGURE 3.3 – Spectres IRM pour les alentours du trou noir (bleu), le noyau dont on a retiré les régions de plus haut pseudo-TFE et les alentours du trou noir (orange), les zones avec un pseudo-TFE élevé (vert) et l'extérieur de la zone centrale (rouge). Nous utilisons le terme "pseudo-TFE" car ces régions sont déterminées par un filtre sur la valeur de Σ_{TFE} sur la carte reprojétée de Ford et al. (2013), dont les valeurs de Σ_{TFE} dans la région centrale sont peu fiables. La zone "extérieure" a été construite en prenant des zones hors de l'encadré magenta de la Figure 3.2. Les cartes associées aux trois autres zones sont montrées en Figure 3.4. Les alentours du trou noir ont le continuum le plus élevé et présentent une "bosse" des silicates bien visible. Le noyau filtré et la zone de haut pseudo-TFE sont quasi-identiques à l'exception d'une raie notable à 11.2 μm dans le second cas. La zone extérieure a un continuum faible et ne paraît présenter que peu de raies associées aux HAP.

L'étude du spectre aux positions des nuages moléculaires identifiés dans (Dassa-Terrier et al. 2019) a été peu concluante. La majorité d'entre eux n'est pas située dans la zone où les observations de SL1, SL2 et LL2 se chevauchent, empêchant la construction d'un spectre IRM complet propre à notre catalogue. Nous redirigeons donc notre étude. Nous montrons en Figure 3.2 les régions observées par ces modules sur la carte de pseudo-TFE (calculé à partir des émissions UVL+24 μm) de Ford et al. (2013). En reprojétant la carte de Ford et al. (2013) sur les cartes de Hemachandra et al. (2015), nous pouvons étudier le comportement du spectre IRM en fonction de la valeur de Σ_{TFE} .

En Figure 3.3 et Figure 3.4 nous montrons les spectres obtenus et les cartes des régions étudiées respectivement. Nous nous sommes appuyés sur la carte de Σ_{TFE} de Ford et al. (2013) pour déterminer quatre zones à étudier dans le IRM. Nous choisissons ici de parler d'un pseudo-TFE car nous estimons que, bien que leur carte soit fiable dans sa majorité, les valeurs de Σ_{TFE} obtenues pour le disque de 165 pc de rayon autour du centre de M31 peuvent être discutées. En effet, nous pouvons voir en Figure 18 de Dassa-Terrier

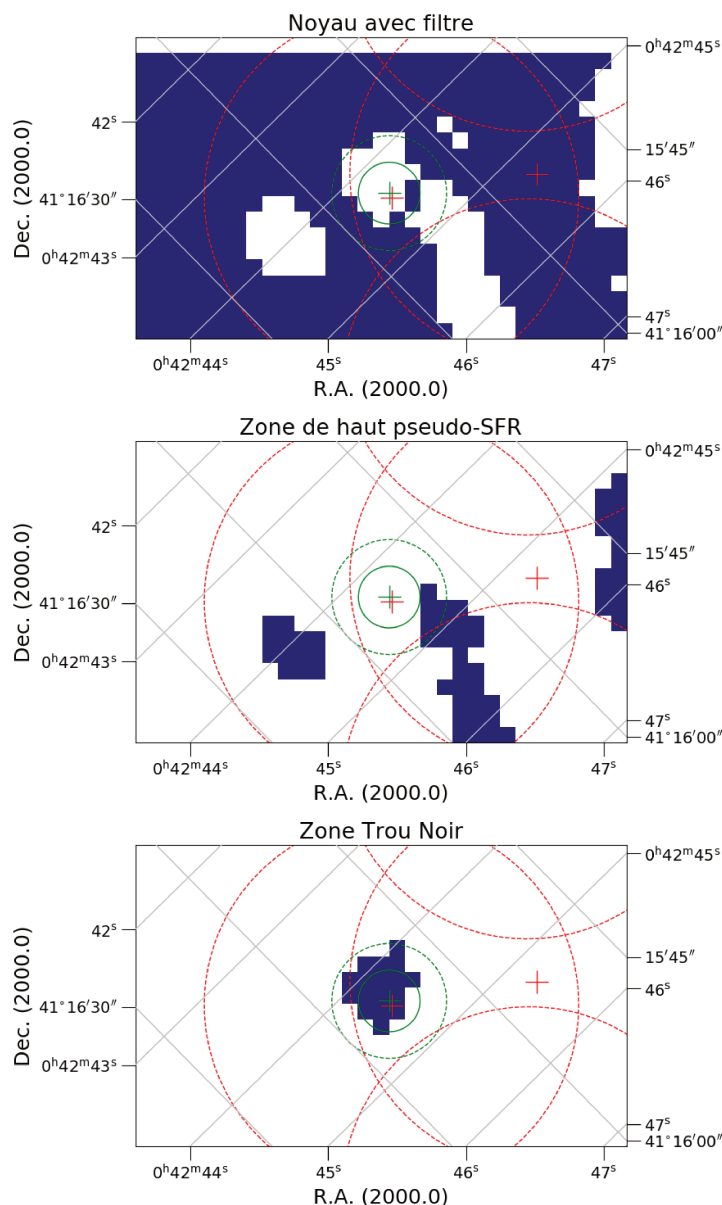


FIGURE 3.4 – Cartes pour lesquelles nous avons produit les spectres en Figure 3.3. Les pixels bleus indiquent les positions sur lesquels les spectres IRS/SPITZER ont été intégrés.

et al. (2019) que la correction des $3.6 \mu\text{m}$ ne prend pas en compte le comportement des corrélations UVL/ $3.6 \mu\text{m}$ et $24 \mu\text{m}/3.6 \mu\text{m}$ aux abords du centre. Nous sommes d'autant plus convaincus que la relation adoptée par Ford et al. (2013) ne se prête pas à une description de Σ_{TFE} à moins de 50 pc du centre optique de M31, que le Σ_{TFE} qu'ils trouvent à proximité du trou noir est négatif au lieu d'une valeur positive qui serait attendue d'une région contenant P3. Les spectres en Figure 3.3 mettent en évidence des comportements différents en fonction des zones étudiées. On note que seule la région proche du trou noir montre une "bosse" des silicates. La zone "noyau avec filtre" et celle de haut pseudo-TFE ont des spectres très similaires à l'exception d'une raie à $11.2 \mu\text{m}$ présente aux positions de haut pseudo-TFE. On remarque en particulier que l'incertitude est très élevée dans la bande $[5.2-7.6] \mu\text{m}$.

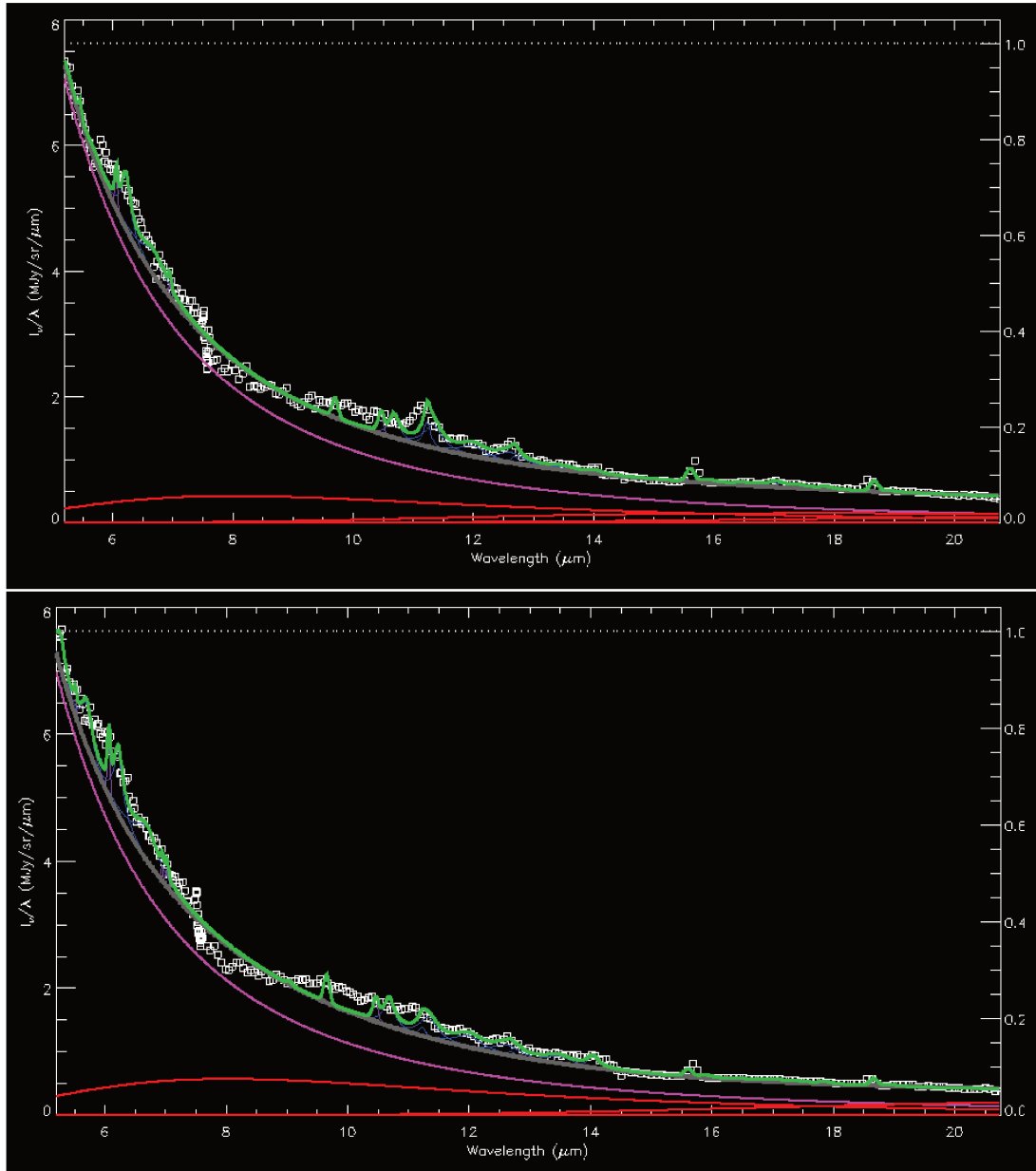


FIGURE 3.5 – Spectre de 5 à 20 μm du centre de M31 (zone encadrée magenta en Figure 3.2) pour les régions où $\Sigma_{TFE} > 2 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$ (haut), où $\Sigma_{TFE} < 2 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$ (bas). Dans ces deux graphiques, PAHFIT a été utilisé pour ajuster la courbe des émissions HAP. On indique en magenta le continuum stellaire, en rouge le continuum issu de la poussière, en bleu les contributions des HAP, en violet les autres contributions, en gris le continuum total et en vert l’ajustement prenant en compte le continuum et les contributions.

Nous disposons de l’outil PAHFIT (voir en appendice B) pour faire une première exploration des continus de ces spectres ainsi que mesurer les caractéristiques des raies d’émission. En Figure 3.5, nous montrons le comportement des spectres pour des régions où Σ_{TFE} est supérieure ou inférieure à $2 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$, ce qui correspond approximativement à la zone de haut pseudo-TFE et au noyau filtré où on aurait conservé

le trou noir. Plusieurs informations remarquables ressortent. En premier lieu, les deux spectres ont un comportement quasi-identique en dehors des émissions des silicates qui apparaissent plus nettement dans les régions où Σ_{TFFe} est faible (et peut-être associée ici à la présence de la zone d'influence du trou noir) tandis que la raie des $11.2 \mu\text{m}$ semble absente ou "noyée" dans les émissions des silicates. Ensuite, nous voyons que le continuum stellaire domine largement les émissions, en particulier pour les longueurs d'onde inférieures à $10 \mu\text{m}$. La présence de silicates dans le noyau de M31 est aussi notée par Hemachandra et al. (2015). Il est important de noter que la "bosse" des silicates n'est pas la marque de la présence générale d'un trou noir, un scénario plus plausible serait que cela soit lié à une présence stellaire jeune significative dans les environs. Cela pourrait supporter l'existence d'un récent sursaut de formation d'étoiles dans P3 comme proposé par Bender et al. (2005).

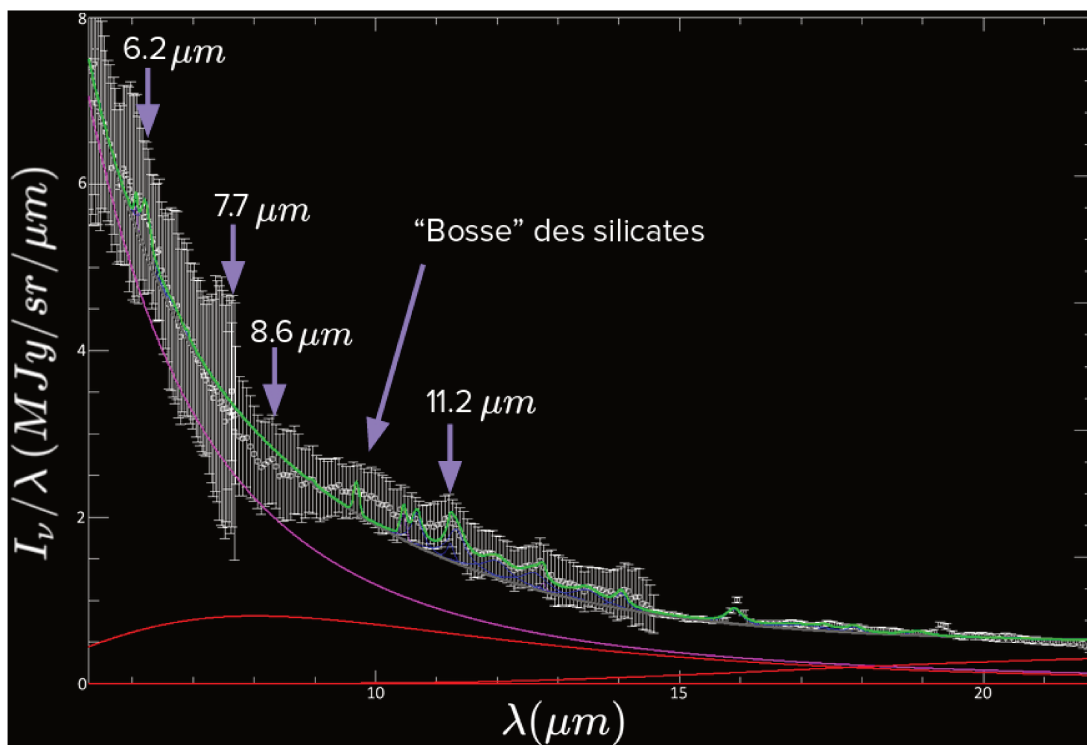


FIGURE 3.6 – Spectre de 5 à $22 \mu\text{m}$ du centre de M31 suivant les mêmes règles de représentation que dans la Figure 3.5, incluant cette fois-ci les incertitudes. PAHFIT propose ici des continuums bien différents avec une contribution stellaire plus faible et un continuum lié aux émissions de la poussière bien plus présent.

Il ressort que l'étude des émissions HAP dans cette région est difficile. Cela est plus particulièrement vrai du fait de l'importante incertitude sur la bande $[5.2-7.6] \mu\text{m}$. Les caractéristiques d'émission sont de faible intensité et la distribution d'énergie spectrale dans l'IRM est largement dominée par le continuum stellaire. De plus, il est noté par Rampazzo et al. (2013) que le modèle choisi par Smith et al. (2007) n'est pas adapté à l'étude du continuum stellaire pour les galaxies de premier type. Nous abordons aussi avec une certaine prudence les continuums proposés par PAHFIT car l'incertitude peut changer notablement les estimations proposées (voir Figure 3.6). Nous choisissons donc de travailler avec un spectre IRM portant sur l'ensemble de la région centrale de M31 et

d'étendre notre étude sur un plus large spectre allant de l'ultraviolet lointain à l'infrarouge lointain.

3.2 Distribution d'énergie spectrale de la région

Nous élargissons ensuite notre étude de la distribution d'énergie spectrale en utilisant les sources suivantes :

1. Les filtres u, g, i, r et z de SDSS,
2. Les bandes J, H et K_s de 2MASS,
3. Les bande 1 et 2 de WISE,
4. Les bandes à 3.6 et 4.5 μm de SPITZER/IRAC,
5. Les 24 μm de MIPS à l'aide d'une carte calibrée par [Gordon et al. \(2006\)](#).

Nous reprojets chacune de ces cartes sur la carte 24 μm de Spitzer de [Aniano et al. \(2011\)](#) afin d'y mesurer les émissions sur une région intégrée correspondant à la zone rectangulaire magenta de la Figure 3.2, celle-ci correspondant aussi au spectre intégré de IRS. Plusieurs des cartes que nous avons produites pour faire ces mesures ont été montrées en Figure 3.1.

Nous cherchons ensuite à comparer ces mesures à des modèles de DES. Le modèle DES de [Bressan et al. \(1998\)](#), pour une température de corps noir de 4000 K et des étoiles de 8 Ga, le spectre intégré d'IRS et les différentes mesures des sources énumérées montrent une grande cohérence comme nous pouvons le voir dans les Figure 15 et 16 de [Dassa-Terrier et al. \(2019\)](#). On constate à partir d'environ 10 μm , un décalage léger entre le modèle DES et nos données. Ce décalage est cohérent avec une contribution de la poussière, qui était difficile à déceler dans les Figures 3.5 et 3.6 à cause des échelles observées. Ceci est, en particulier, cohérent avec une contribution du modèle stellaire de [Fioc & Rocca-Volmerange \(1999\)](#) pour des étoiles jeunes de 200 Ma.

Cette cohérence entre les modèles DES et les mesures opérées sur ces multiples supports nous permet d'obtenir un profil crédible de la distribution spectrale de cette région de M31 avec une bonne certitude.

3.2.1 Loi de Kennicutt-Schmidt

Dans [Dassa-Terrier et al. \(2019\)](#), nous proposons un nouveau catalogue de nuages moléculaires ainsi qu'une nouvelle carte du TFE a été suggérée pour la région centrale de M31. Ces mesures nous permettent de positionner la zone circum-nucléaire de M31 sur la loi de Kennicutt-Schmidt. Nous cherchons des catalogues de galaxies intéressantes à comparer à M31. Notre sélection consiste en :

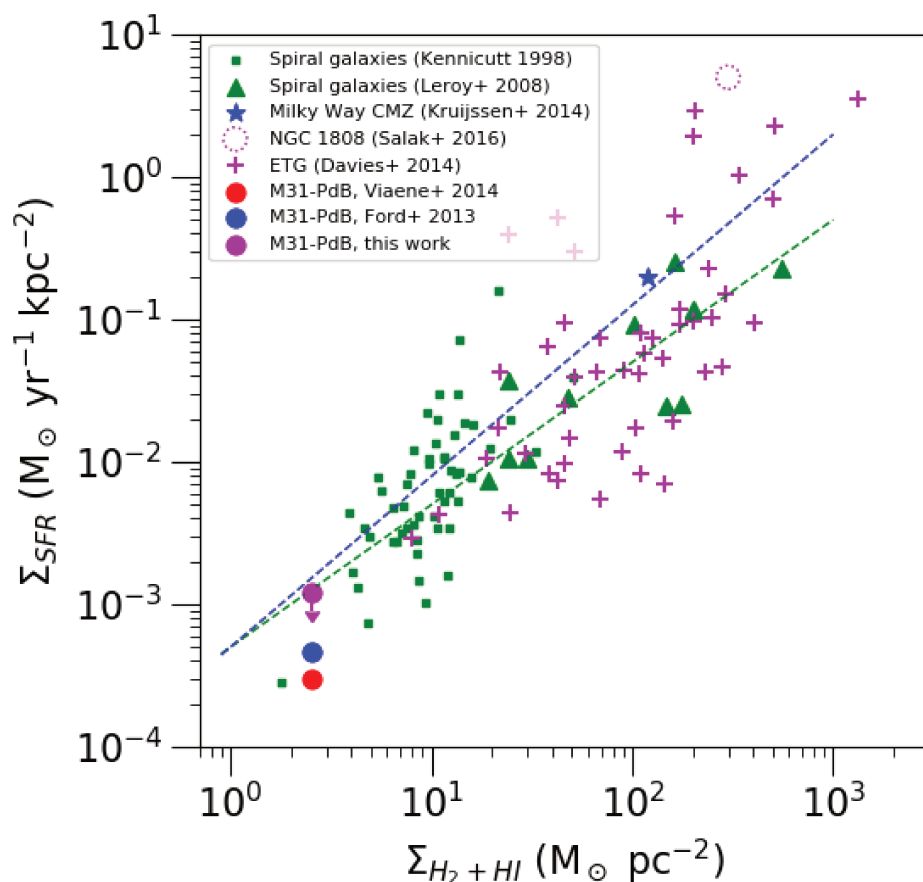


FIGURE 3.7 – Densité de surface de TFE en fonction de la densité de surface de H_2+HI pour une variété de galaxies. Les cercles rouges et bleus sont pour la région circum-nucléaire de M31 où Σ_{H_2+HI} est calculée à partir de nos nuages et la densité de surface de HI estimée correspond à la région de M31 de [Braun et al. \(2009\)](#) et Σ_{TFE} des cartes UVL+24 μm de [Ford et al. \(2013\)](#) et [Viaene et al. \(2014\)](#) respectivement. Le cercle plein magenta indique la limite supérieure de la Σ_{TFE} que nous avons calculée à partir de nos cartes dans notre article. Les triangles verts sont la région centrale de galaxies spirales de [Leroy et al. \(2008\)](#). Le cercle magenta pointillé est la région circum-nucléaire ($r < 200 pc$) de NGC 1808 de [Salak et al. \(2016\)](#) et Σ_{TFE} estimée à partir de [Krabbe et al. \(1994\)](#). Les croix magenta sont la région centrale de galaxies de type précoce tirées de [Davis et al. \(2014\)](#). Les carrés verts sont les galaxies spirales de [Kennicutt \(1998a\)](#). Le carré vert proche de M31 est NGC 4698, une galaxie de type précoce spirale avec un anneau de formation d'étoiles et un disque nucléaire découplé ([Corsini et al. 2012](#)). La ligne verte pointillée est la loi de Kennicutt-Schmidt avec une pente $N = 1.0$, et la ligne bleue pointillée est la régression linéaire appliquée à l'ensemble de l'échantillon.

1. Les galaxies spirales de [Kennicutt \(1998a\)](#). On y note en particulier la galaxie de premier type NGC 4698 qui présente des similarités avec M31 sur un plan morphologique (anneau de formation d'étoiles et disque nucléaire découplé) et dans sa position vis à vis de la loi de Kennicutt-Schmidt.
2. Les galaxies spirales de [Leroy et al. \(2008\)](#), où le HI a été mesuré à l'aide de

l'Etude en HI des Galaxies Proches (*The HI Neaby Galaxy Survey*; THINGS), le H₂ à l'aide des mesures CO de HERA, le TFE à partir de GALEX et Spitzer (*Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey*; SINGS). Pour ces galaxies, nous avons conservé les régions centrales dans un rayon de 100 à 400 pc,

3. Les galaxies de premier type de [Davis et al. \(2014\)](#), dont les masses moléculaires et atomiques ont été déterminées à l'aide du catalogue ATLAS^{3D} et la TFE à partir de GALEX et WISE. La taille des sources est estimée à l'aide du HST et de GALEX ou parfois Spitzer.
4. Les mesures de [Kruijssen et al. \(2014\)](#) pour la zone moléculaire centrale de la Voie Lactée.
5. La galaxie NG 1808 ([Krabbe et al. 1994](#); [Salak et al. 2016](#)) qui comportait des mesures pour sa région circum-nucléaire. Celle-ci étant une galaxie barrée avec un sursaut de formation d'étoiles, cela nous permet d'incorporer un cas très différent.

En Figure 3.7, nous obtenons une loi de Kennicutt-Schmidt avec une pente $N = 1.2$. Nous remarquons en particulier que nos mesures pour M31 ont la valeur de $\Sigma_{\text{H}_2+\text{HI}}$ la plus faible de cet échantillon à l'exception de la galaxie NGC 4698. La borne supérieure que nous obtenons pour la densité de surface de TFE, $\Sigma_{\text{TFE}} \leq 1.2 \times 10^{-3} \text{M}_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$, est compatible avec les mesures et incertitudes obtenues à partir des cartes de [Ford et al. \(2013\)](#) et [Viaene et al. \(2014\)](#).

Si nous utilisons les cartes de [Ford et al. \(2013\)](#), nous avons en effet $\Sigma_{\text{TFE}} = (4.6 \pm 7.6) \times 10^{-4} \text{M}_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$. Cela est cohérent avec les corrélations de flux de la Figure 19 de l'article où nous avons constaté que [Ford et al. \(2013\)](#) n'avaient pas été en mesure de corriger la contribution stellaire dans la région centrale (en particulier les 200 pc centraux qui sont les plus lumineux). De la même façon, la région couverte par nos champs s'étend sur moins de 9 pixels dans la carte de [Viaene et al. \(2014\)](#), provoquant une surestimation de la surface et une probable sous-estimation de la densité à cause de l'inclusion de zone de faible TFE et donc une incertitude importante.

Ce résultat peut-être mis en perspective avec le phénomène d'effondrement de la loi de KS à l'échelle de la centaine de pc qui a été constaté par [Onodera et al. \(2010\)](#) dont les observations à 80 pc ne sont plus compatibles avec la loi de KS. Bien que très dispersée, la loi y est visible à 240 pc, ce qui place nos travaux à l'intersection entre ces deux cas de figure. L'effondrement apparaît à partir de 300 pc dans [Schruba et al. \(2010\)](#) où une divergence nette apparaît entre les temps d'épuisement mesurés pour le TFE et pour la masse de H². Plus récemment, [Williams et al. \(2018\)](#) obtiennent dans M33 une relation de KS fonctionnant toujours à 100 pc. En nous basant sur les mesures du TFE de [Viaene et al. \(2014\)](#) dans les 1 kpc centraux de M31 et en faisant l'hypothèse d'une distribution homogène du gaz dans la région, nous établissons aussi que le Σ_{TFE} y est du même ordre de grandeur que dans les 165 pc centraux, impliquant une faible influence sur la dé-corrélation gaz-TFE. Nos travaux ne permettent pas de trancher en faveur d'une loi conservée ou non à cette échelle.

3.3 Discussion

Nous notons que la région où les émissions de silicates sont les plus fortes (et où $\Sigma_{\text{TFE}} < -1 \times 10^{-3} \text{ M}_{\odot}\text{yr}^{-1}\text{kpc}^{-2}$) contient le trou noir central de M31 et sa sphère d'influence. Cela inclut les objets P1, P2 et P3. Les émissions de silicates étant associées avec les NGA et les sursauts de formation d'étoiles (Spoon et al. 2007), les régions nucléaires de raies d'émission faiblement ionisées (RNEFI; Sturm et al. 2005) et les étoiles post-AGB dans les galaxies de type précoce (Rampazzo et al. 2013), nous recentrons l'étude du spectre sur la sphère d'influence du trou noir. Comme nous l'avons vu en Figure 3.3, l'environnement proche du trou noir présente un continuum stellaire plus intense et les émissions des silicates y sont visibles. En l'absence de NGA dans M31, ceci pourrait être expliqué par un sursaut de formation d'étoiles dans la région (Hemachandra et al. 2015). Le sursaut de formation d'étoiles le plus récent dans la zone d'influence du trou noir, comme le suggère le spectre de P3, remonterait à 300 Ma (Bender et al. 2005), ce qui correspond aussi à la période de collision entre M31 et M32 selon la simulation de Block et al. (2006). Il reste le scénario de la présence de poussière agglomérée en complexe autour d'étoiles post-AGB. Ceci est de plus cohérent avec la présence d'un spectre où les émissions HAP sont absentes (ou impossibles à détecter). Ceci correspond à ce que Rampazzo et al. (2013) et Panuzzo et al. (2011) classifient comme "class-2". Cette localisation très spécifique de la contribution des silicates correspond aussi avec un pic d'échauffement stellaire observé par Draine et al. (2014) dans la même région.

Afin de pousser plus loin cette investigation, nous étudions la position du noyau d'Andromède en nous appuyant sur des classifications suggérées par Smith et al. (2007) et Rampazzo et al. (2013) utilisant les caractéristiques des HAP. En Figure 3.8, nous comparons les rapports $\text{HAP}[7.7 \mu\text{m}]/\text{HAP}[11.3 \mu\text{m}]$ contre $F[\text{NeIII}]/F[\text{NeII}]$ (Smith et al. 2007) et contre $F[6 \mu\text{m}]/F[15 \mu\text{m}]$ (Rampazzo et al. 2013). Nous utilisons les spectres produits à partir des cartes de Hemachandra et al. (2015) ainsi que les flux estimés par PAHFIT pour établir les zones où la région circum-nucléaire de M31 repose. Nous insistons sur les importantes incertitudes sur nos mesures à $7.7 \mu\text{m}$ et $6 \mu\text{m}$. La position approximative obtenue nous permet néanmoins de noter que le noyau de M31 côtoie NGC 7331, une galaxie dont nous notions en introduction qu'elle a un centre dénué de gaz. Nos mesures sont aussi compatibles avec les galaxies dites de "classe-2" par Rampazzo et al. (2013), des galaxies dont le noyau présente des émissions HAP et est en phase de transition vers un état passif. Cela peut être la marque d'une récente activité de formation d'étoiles.

La quantité de gaz et de formation d'étoiles que nous obtenons sont faibles dans la région centrale de M31 en accord avec la littérature existante. Nous posons une limite supérieure à $\Sigma_{\text{TFE}} \leq 1.2 \times 10^{-3} \text{ M}_{\odot}\text{yr}^{-1}\text{kpc}^{-2}$ et estimons la masse totale de gaz dans les 165 pc centraux de M31 à $8.4 \times 10^4 \text{ M}_{\odot}$. Ces faibles valeurs sont en opposition avec la présence d'une activité de formation d'étoiles significative dans la région et les résultats obtenus dans notre étude des émissions HAP dans la région circum-nucléaire de M31 sont en cela une surprise. Il convient, néanmoins, de noter que les résultats les plus marquants sont trouvés lorsque nous centrons notre étude du spectre IRM dans la zone d'influence du trou noir, il devient alors envisageable et intéressant d'y voir la marque de l'activité des objets P1, P2 et P3. Nos résultats sont compatibles avec le comportement d'une RNEFI,

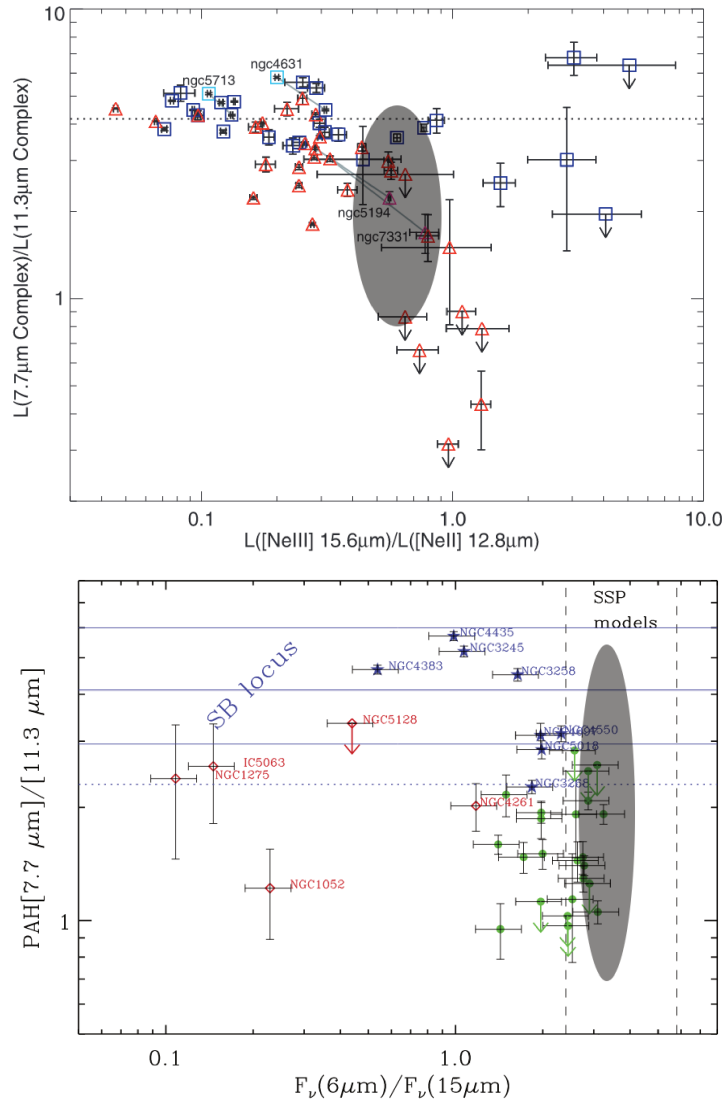


FIGURE 3.8 – *Haut* : Comparaison entre les rapports des caractéristiques HAP (de $7.7\mu\text{m}$ sur $11.3\mu\text{m}$) et les rapports des flux $[\text{NeIII}]/[\text{NeII}]$ (15.6 et $12.8\mu\text{m}$) tirée de *Smith et al. (2007)* où nous avons étudié la position du noyau de M31 (ellipse sombre) dans nos travaux. Les triangles sont les galaxies avec des NGA Seyfert ou RNEFI. Les carrés bleus sont les galaxies avec un noyau dominé par le HII. La ligne pointillée horizontale correspond à la valeur médiane pour les galaxies où le HII domine le centre. *Bas* : Comparaison entre les rapports des caractéristiques HAP (de $7.7\mu\text{m}$ sur $11.3\mu\text{m}$) et les rapports des flux à 6 et $15\mu\text{m}$ tirée de *Rampazzo et al. (2013)* où nous avons étudié la position du noyau de M31 (ellipse sombre) dans nos travaux. Les losanges rouges sont les NGA. Les étoiles bleues les noyaux formant des étoiles. Les cercles verts les noyaux en transition avec des HAP. Les lignes pointillées verticales délimitent un modèle de populations stellaires simples de 12 Ga avec une métallicité solaire. Les lignes horizontales indiquent les régions dominées par le HII et les sursauts de formation d'étoiles.

constat que l'ont recoupe avec la littérature existante (*Rubin & Ford 1971*; *Belfiore et al. 2016*; *Melchior & Combes 2017*). Nous rejoignons aussi la conclusion de *Hemachandra*

[et al. \(2015\)](#) qui estiment avoir des observations cohérentes avec un fort continuum stellaire et un faible taux de formation d'étoiles. L'épuisement du gaz dans la région centrale de M31 pourrait provenir de la collision avec M32 ([Block et al. 2006](#)) ou encore d'un pic de formation d'étoiles au cours des 500 Ma précédentes ([Dong et al. 2018](#)), ce qui soutiendrait les observations concernant P3 de [Bender et al. \(2005\)](#).

Conclusion

Nuages moléculaires dans la région centrale de M31

La création d'un nouveau catalogue de nuages moléculaires dans le centre de M31 a occupé une partie importante de nos travaux. La zone étant peu dense en gaz, nous nous attendions à détecter des signaux faibles, ce qui s'est confirmé pour la majorité des cas. Nous pouvons noter, après nettoyage des lobes secondaires par l'algorithme CLEAN/GILDAS, les exceptions notables de 3 nuages dont le rapport signal sur bruit excédait largement les 6σ . Afin d'affiner notre étude et de détecter de potentiels nuages dont l'intensité est plus faible, nous avons en premier lieu appliqué une variante de la méthode CPROPS de Rosolowsky (2007) qui nous permet d'estimer la taille, la dispersion de vitesse ainsi que le flux total de chacun des candidats.

En intégrant à notre échantillon les signaux négatifs dont la valeur absolue du rapport signal sur bruit est supérieure à $3-\sigma$, nous l'élargissons avec des candidats que nous savons être nécessairement faux, ce qui permet d'alimenter notre utilisation de l'analyse en composantes principales. Cette méthode de classification n'avait pas encore été utilisée dans ce cadre, et nous a permis de diviser l'échantillon en des candidats rejetés, des candidats sélectionnés et de distinguer parmi les sélectionnés des candidats forts et des candidats plus faibles.

Nous avons calculé la masse (totale et de surface) de H_2 , pour l'ensemble des candidats sélectionnés. Nous avons aussi constaté en comparant aux travaux de Miville-Deschênes et al. (2017) et Salomé et al. (2017) que la loi taille-masse de Larson était respectée. En revanche, nous surestimons en moyenne nos dispersions de vitesse. Il existe deux raisons à cela, en premier lieu notre méthode de sélection imposait un biais sur la dispersion de vitesse minimale nécessaire à l'identification, en second lieu la majorité des nuages de l'échantillon ne sont pas virialisés et sont donc perturbés par la turbulence.

Nous avons ainsi obtenu le premier catalogue de nuages moléculaires à ce niveau de résolution pour le centre de M31. Il contient 12 nuages dont 3 avec un signal supérieur à $6-\sigma$. Leur taille et masse moyenne sont de $R_{eq} = (14.0 \pm 2.0)$ pc et $m_{H_2} = 7.0 \times 10^3 M_\odot$, les plaçant à la limite basse des nuages moléculaires géants. En particulier, ils sont plus petits et tenus que ceux que l'on observe dans la Voie Lactée. La masse totale de H_2 que nous mesurons est de $M_{H_2} = 8.4 \times 10^4 M_\odot$, impliquant une masse surfacique $\Sigma_{H_2} = 1.04 M_\odot pc^{-2}$. Cette mesure de la masse totale de gaz est compatible avec la borne inférieure de $4.2 \times 10^4 M_\odot$ posée par Melchior & Combes (2013).

Hydrocarbures aromatiques polycycliques, continuum et loi de formation d'étoiles

Fort d'une estimation de la masse de gaz totale et de sa distribution dans la région circum-nucléaire de M31, nous poussons cette étude vers la question de la formation d'étoiles. En nous appuyant sur la méthodologie de [Leroy et al. \(2008\)](#) et [Ford et al. \(2013\)](#), nous avons cherché à produire une nouvelle carte de Σ_{TFE} basée sur des cartes UVL et 24 μm corrigées des émissions à 3.6 μm . La correction adoptée par le passé apparaissant néanmoins inadaptée au noyau de M31, nous avons tracé la distribution d'énergie spectrale intégrée en exploitant des cartes de GALEX, SDSS, 2MASS, WISE et SPITZER ainsi que le spectre MIR produit à partir des cartes de [Hemachandra et al. \(2015\)](#). Nous avons ainsi gagné une meilleure compréhension de la population stellaire de cette région en observant qu'un modèle combinant le modèle DES de [Bressan et al. \(1998\)](#) pour des étoiles de 8 Ga et le modèle de [Fioc & Rocca-Volmerange \(1999\)](#) pour des étoiles de 200 Ma, était en excellente cohérence avec les flux observés.

Nous étudions aussi le comportement des HAP dans la région circum-nucléaire de M31, puis plus spécifiquement de la zone d'influence du trou noir. Les résultats obtenus sont une surprise par certains aspects, montrant une compatibilité avec une forte formation d'étoiles dans la région mais une incertitude importante doit nous pousser à faire preuve de prudence sur notre interprétation. On remarque néanmoins que même avec prise en compte de cette incertitude, nous observons des comportements compatibles avec un noyau en transition avec la présence d'un récent sursaut de formation d'étoiles, ce qui est cohérent avec ce que nous savons de P3 à ce jour.

Notre nouvelle carte de Σ_{TFE} pour la région circum-nucléaire de M31 nous permet d'obtenir une borne supérieure de $\Sigma_{\text{TFE}} \leq 1.2 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}$ compatible avec les incertitudes de [Ford et al. \(2013\)](#) et [Viaene et al. \(2014\)](#). Nous confirmons que le coeur de M31 est faiblement dense en gaz et en formation d'étoiles mais qu'il existe de potentielles zones réduites d'activité, en particulier dans la zone d'influence du trou noir.

Perspectives

Le noyau de la galaxie M31 est une région fascinante qui est loin d'avoir livré tous ses secrets. Notre étude s'ajoute à littérature de plus en plus vaste s'intéressant à son comportement et à sa surprenante faible densité en gaz. Bien que la simulation de collision entre M31 et M32 de [Block et al. \(2006\)](#) explique avec élégance la structure en deux anneaux de M31 ainsi que le manque de gaz en son centre, il est possible que d'autres mécanismes s'y ajoutent pour obtenir l'état actuel du noyau.

En particulier, nous sommes curieux d'en savoir plus sur les contributions de P1, P2 et P3 et des observations de la région circum-nucléaire dans le MIR bénéficiant d'une meilleure sensibilité, en particulier entre 5 et 8 μm , pourraient s'avérer très précieuses. Une cartographie plus précise et fiable des émissions HAP dans cette région apporterait sans nul doute des perspectives intéressantes sur l'utilisation des HAP comme traceurs de TFE pour des régions peu denses en gaz.

ANNEXE A

Catalogue de nuages moléculaires dans M31 : Tables et Figures supplémentaires

Sommaire

A.1	Analyse préliminaire avec GILDAS	97
A.2	Extrapolations de l'ensemble des candidats	97

Nous donnons accès et commentons ici les nombreux spectres, cartes en canaux et extrapolations ayant servit à faire la sélection des nuages moléculaires de notre catalogue dans le Chapitre 2.

A.1 Analyse préliminaire avec GILDAS

A l'aide des outils `Mapping` et `Class` du logiciel `Gildas`, nous avons pu obtenir une meilleure compréhension de notre échantillon de candidats. Une première création des cartes en canaux a permis d'établir la présence de signaux remarquables dans les régions identifiées. Nous listons l'ensemble de ces cartes en Figure A.1 et nous récapitulons toutes les mesures faites à l'aide de `Gildas` dans la Table A.1.

A.2 Extrapolations de l'ensemble des candidats

Les extrapolations donnaient une première impression qualitative des candidats. En Figure A.2, nous montrons l'intégralité des extrapolations, organisées dans un ordre arbitraire. On y remarque parfois des désaccords entre les estimations obtenues par `CLASS/GILDAS` et les valeurs extrapolées, ceci s'explique par la nature manuelle de notre démarche dans `CLASS/GILDAS` là où les extrapolations sont automatisées. Les extrapolations peuvent elles-même atteindre leur limite sur des nuages trop diffus pour lesquels il est difficile d'obtenir des frontières elliptiques bien déterminées. Ces nuages aux extrapolations peu fiables sont rejetés de manière satisfaisante par notre méthodologie de sélection.

TABLE A.1 – Tableau récapitulatif des mesures manuelles effectuées à l'aide de *MAPPING* et *CLASS* sur les candidats identifiés. Les résultats ont été obtenus par l'ajustement d'une gaussienne sur le spectre intégré de chaque nuage. $S_{\text{CO}}\Delta V$ est le flux intégré. V_{max} est la vitesse correspondant au maximum de la gaussienne. ΔV est la largeur à mi-hauteur de la gaussienne. Φ_{max} est l'amplitude au point d'intensité maximal du candidat. σ_{bruit} est l'erreur quadratique moyenne sur le spectre associé à Φ_{max} .

ID	$S_{\text{CO}}\Delta V$ Jy.km.s ⁻¹	V_{max} km s ⁻¹	ΔV km s ⁻¹	Φ_{max} mJy/beam	σ_{bruit} mJy/beam
1	0.29 ± 0.05	-176.5 ± 1.1	12.9 ± 3.0	21.4	4.0
2	0.81 ± 0.06	145.5 ± 0.4	12.7 ± 1.0	60.1	4.5
3	1.18 ± 0.09	45.1 ± 0.7	19.7 ± 1.6	56.0	5.3
4	0.46 ± 0.01	171.5 ± 1.5	18.1 ± 3.5	23.8	4.7
5	0.43 ± 0.07	110.9 ± 1.5	16.7 ± 3.0	24.4	6.1
6	0.68 ± 0.09	144.0 ± 1.3	19.1 ± 3.1	33.6	5.9
7	0.40 ± 0.08	112.9 ± 1.2	14.0 ± 4.4	26.8	5.0
8	0.51 ± 0.05	76.6 ± 0.7	13.9 ± 1.4	34.2	3.9
9	0.44 ± 0.06	65.8 ± 1.4	20.1 ± 3.8	20.3	3.8
10	0.74 ± 0.10	-35.8 ± 0.9	14.2 ± 2.2	49.4	7.4
11	0.65 ± 0.11	47.5 ± 1.2	14.5 ± 2.5	41.9	8.4
12	0.26 ± 0.05	4.3 ± 1.5	16.4 ± 3.7	14.9	3.0
13	0.62 ± 0.10	225.1 ± 1.0	11.6 ± 2.1	49.8	8.7
14	0.52 ± 0.09	-44.0 ± 1.3	13.6 ± 2.5	36.1	7.3
15	0.47 ± 0.11	82.3 ± 1.5	11.7 ± 3.1	38.1	9.1
16	0.51 ± 0.11	28.2 ± 1.4	12.2 ± 2.8	39.2	9.5
17	0.60 ± 0.10	-125.8 ± 1.3	15.1 ± 2.6	37.2	7.9
18	0.23 ± 0.05	-142.8 ± 1.6	13.1 ± 3.6	16.7	4.3
19	0.30 ± 0.08	48.1 ± 2.1	16.7 ± 6.0	16.8	5.3
20	0.29 ± 0.07	-272.5 ± 1.4	10.8 ± 2.8	25.4	6.7
21	0.25 ± 0.06	-32.5 ± 1.0	8.3 ± 2.1	28.6	5.9
22	0.42 ± 0.09	152.7 ± 1.4	15.2 ± 4.6	25.9	5.9
23	0.52 ± 0.11	54.7 ± 1.8	17.4 ± 4.7	27.9	7.5
24	0.33 ± 0.07	-167.6 ± 1.4	13.1 ± 2.9	23.8	5.4
25	0.28 ± 0.07	-7.7 ± 1.7	14.4 ± 3.7	18.3	5.1
26	0.21 ± 0.04	-279.7 ± 1.1	11.6 ± 2.3	16.6	3.3
27	0.34 ± 0.08	-233.7 ± 1.2	10.6 ± 2.7	30.2	7.0
28	0.18 ± 0.04	-144.4 ± 1.1	9.2 ± 2.4	18.7	4.1
29	0.27 ± 0.05	-156.1 ± 1.5	16.0 ± 3.3	15.6	3.5
30	0.20 ± 0.05	-156.4 ± 1.9	15.9 ± 4.1	11.8	3.4

TABLE A.1 – *Suite*

ID	$S_{\text{CO}}\Delta V$ Jy.km.s ⁻¹	V_{max} km s ⁻¹	ΔV km s ⁻¹	Φ_{max} mJy/beam	σ_{bruit} mJy/beam
31	0.39 ± 0.06	77.5 ± 2.0	22.0 ± 3.4	16.6	4.1
32	0.21 ± 0.04	89.1 ± 1.0	10.6 ± 1.9	18.6	3.5
33	0.17 ± 0.04	-254.9 ± 1.3	10.0 ± 3.0	15.6	3.9
34	0.21 ± 0.05	146.8 ± 1.4	11.4 ± 3.4	17.4	4.3
35	0.43 ± 0.08	79.5 ± 1.6	16.6 ± 3.7	24.6	6.0
36	0.46 ± 0.09	131.7 ± 1.2	11.9 ± 2.3	36.3	7.8
37	0.49 ± 0.10	-263.8 ± 1.4	13.3 ± 3.3	34.4	7.9
38	0.27 ± 0.06	-230.8 ± 1.4	12.9 ± 3.5	19.3	4.5
39	0.38 ± 0.07	-27.4 ± 1.0	10.9 ± 2.2	33.2	6.4
40	0.52 ± 0.12	-291.3 ± 1.8	16.5 ± 4.8	29.5	7.2
41	0.40 ± 0.10	116.9 ± 1.2	9.2 ± 2.3	41.0	9.9
42	0.61 ± 0.13	28.9 ± 1.4	12.7 ± 3.0	44.7	11.0
43	0.44 ± 0.09	59.5 ± 1.2	11.4 ± 3.0	36.0	7.8
44	0.28 ± 0.06	-154.2 ± 1.0	9.3 ± 2.2	28.1	5.6
45	0.35 ± 0.08	-208.9 ± 1.8	15.4 ± 4.1	21.5	5.8
46	0.24 ± 0.07	-280.4 ± 0.8	7.4 ± 3.7	30.4	6.5
47	0.24 ± 0.05	95.8 ± 1.0	9.2 ± 2.6	24.4	5.0
48	0.27 ± 0.07	41.0 ± 1.5	11.5 ± 3.0	22.3	5.8
49	0.22 ± 0.05	-87.2 ± 0.9	9.2 ± 2.4	22.2	4.4
50	0.32 ± 0.06	-177.6 ± 1.1	11.1 ± 2.5	27.1	5.7
51	0.26 ± 0.05	41.9 ± 1.7	16.0 ± 3.6	15.1	4.0
52	0.20 ± 0.04	31.0 ± 1.1	10.8 ± 2.2	17.2	3.5
53	0.22 ± 0.04	145.9 ± 1.1	12.3 ± 2.3	16.9	3.2
54	0.33 ± 0.06	171.0 ± 1.3	12.7 ± 2.5	24.5	5.4

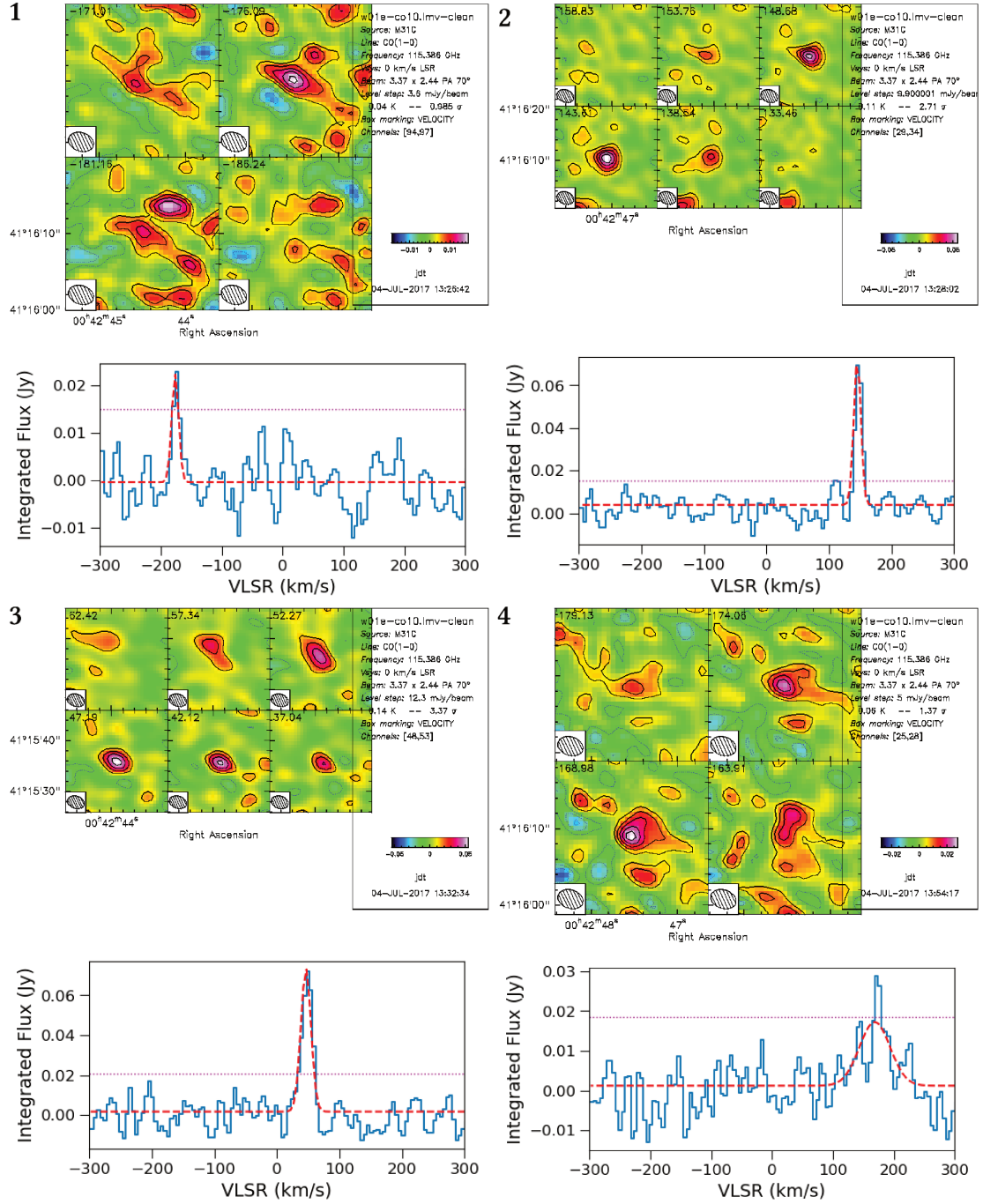


FIGURE A.1 – *suite*

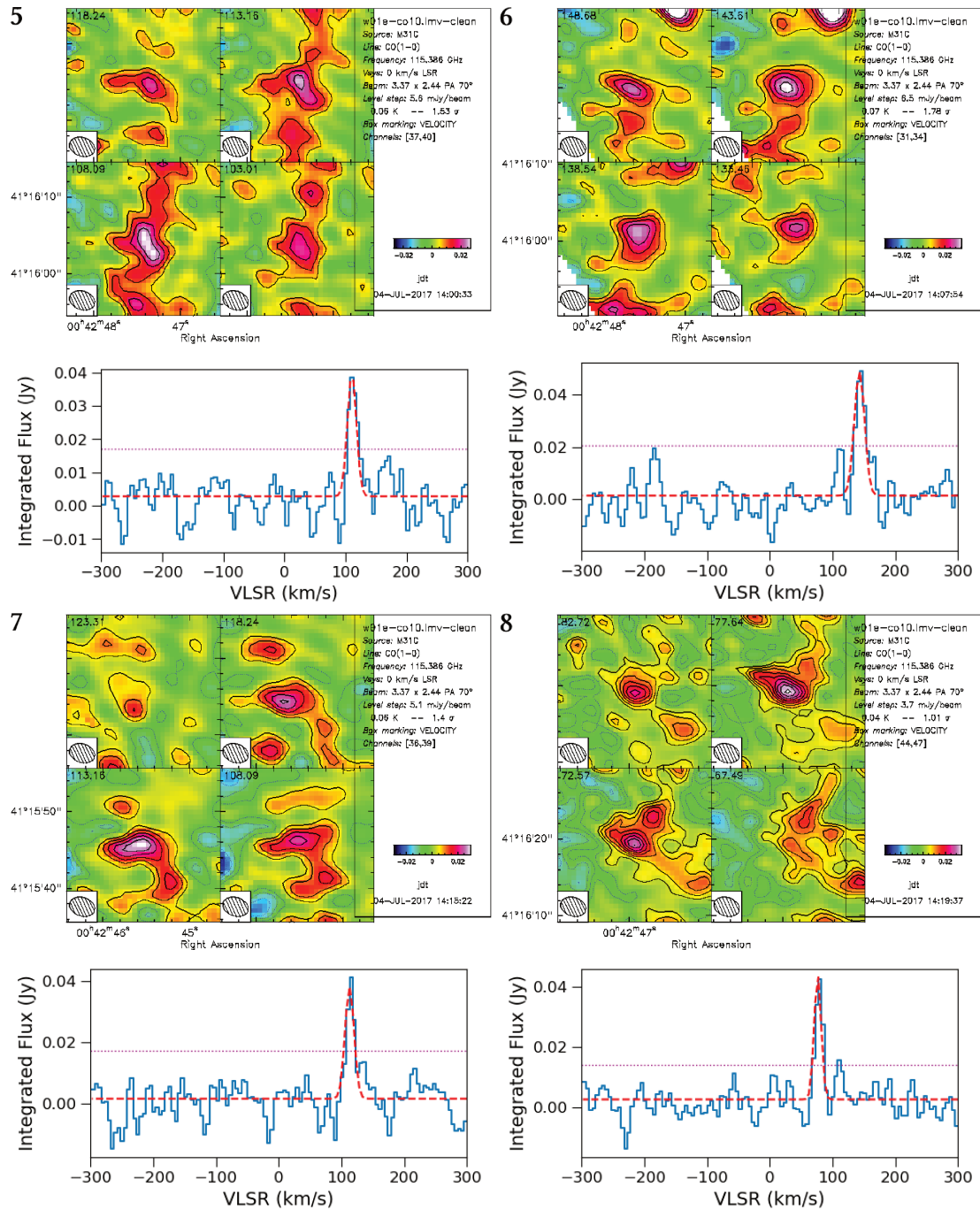


FIGURE A.1 – suite

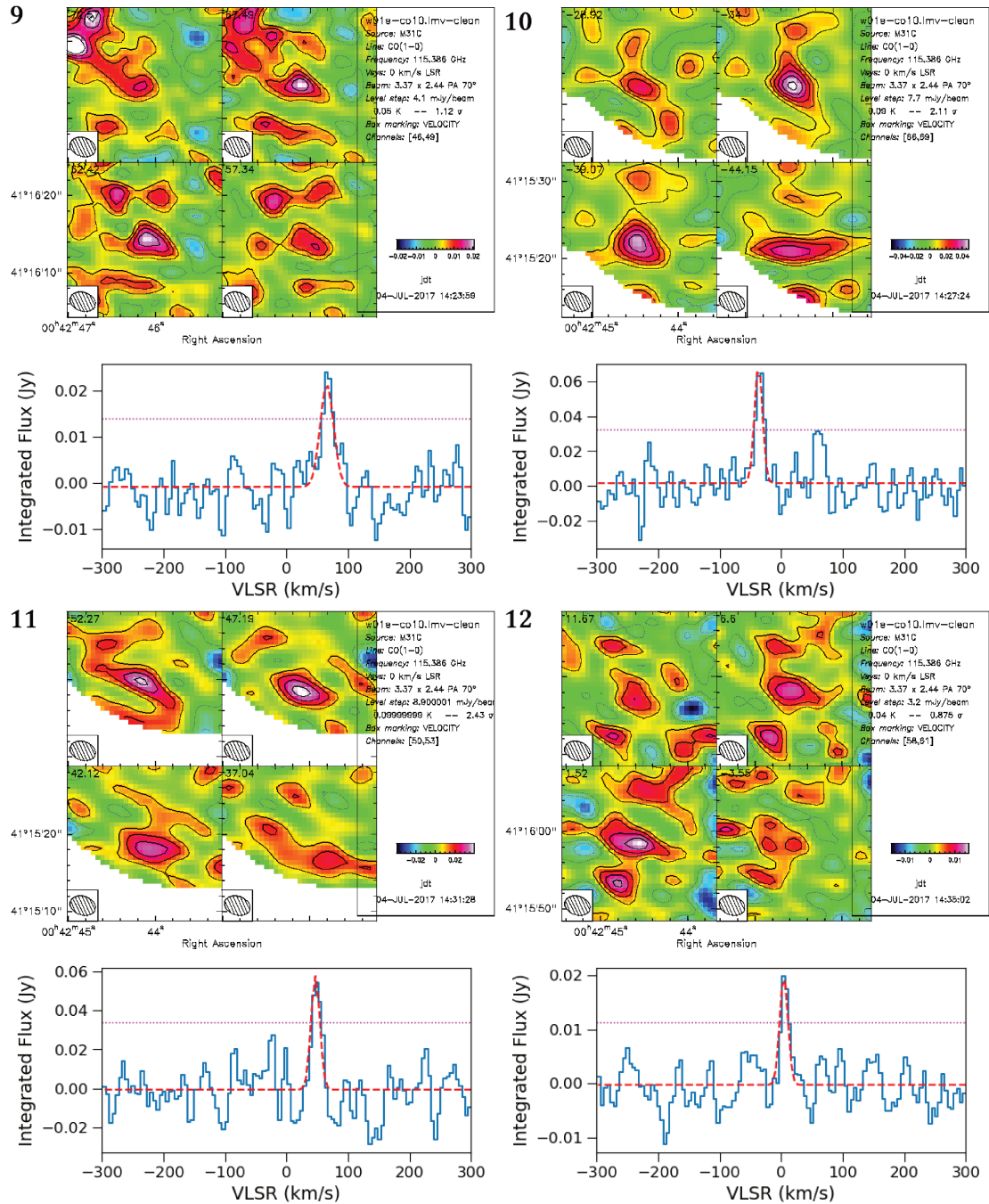


FIGURE A.1 – suite

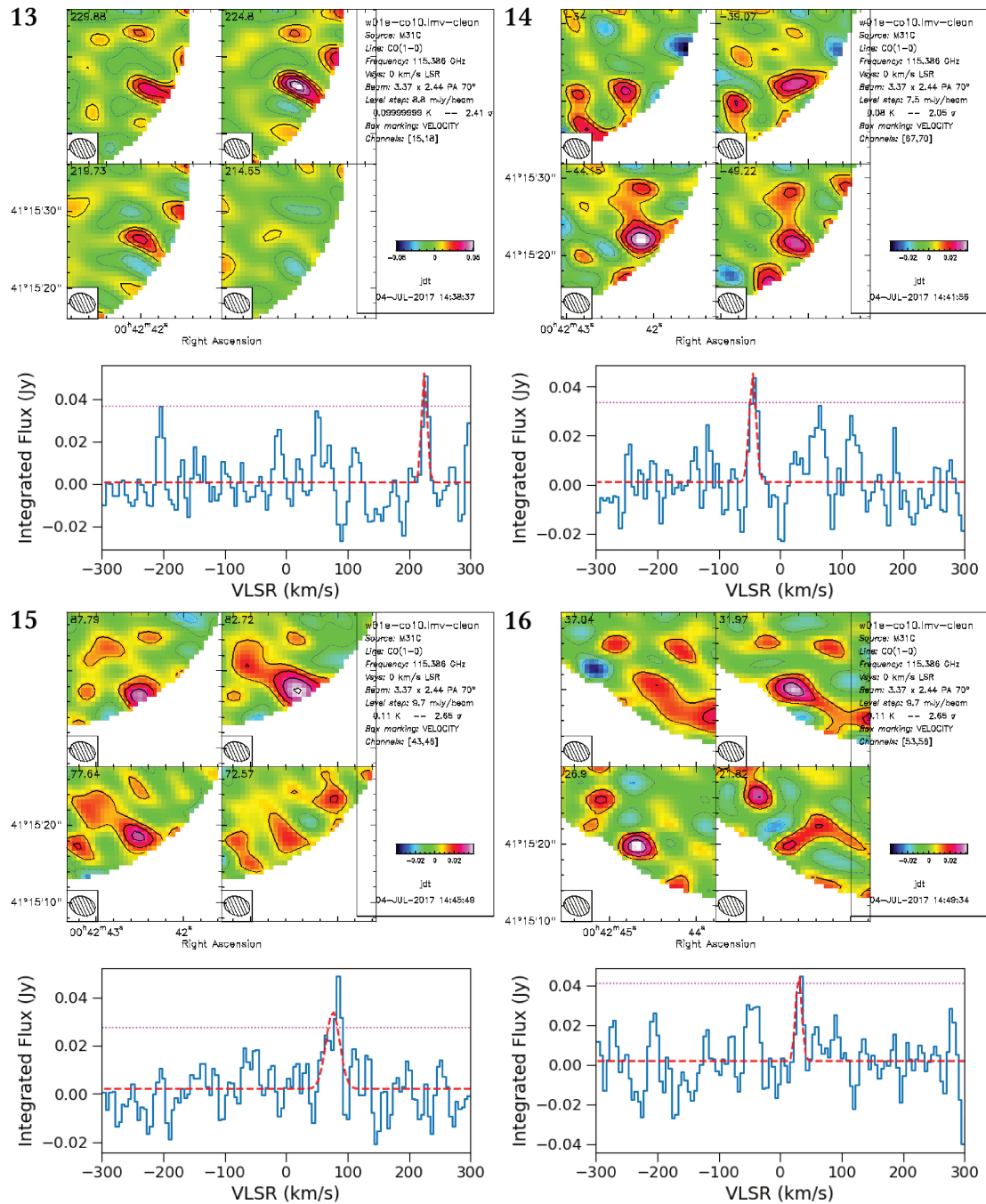


FIGURE A.1 – suite

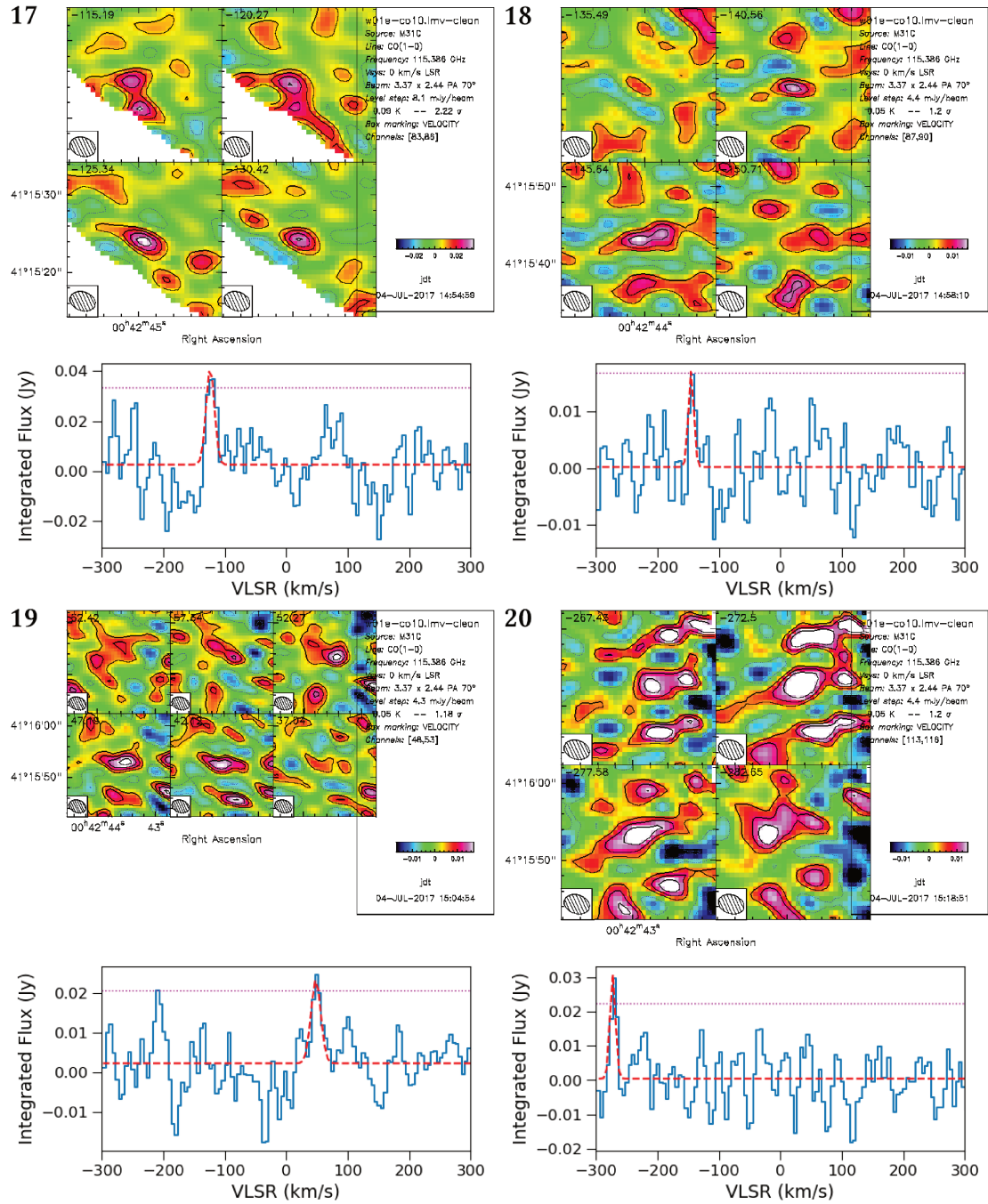


FIGURE A.1 – suite

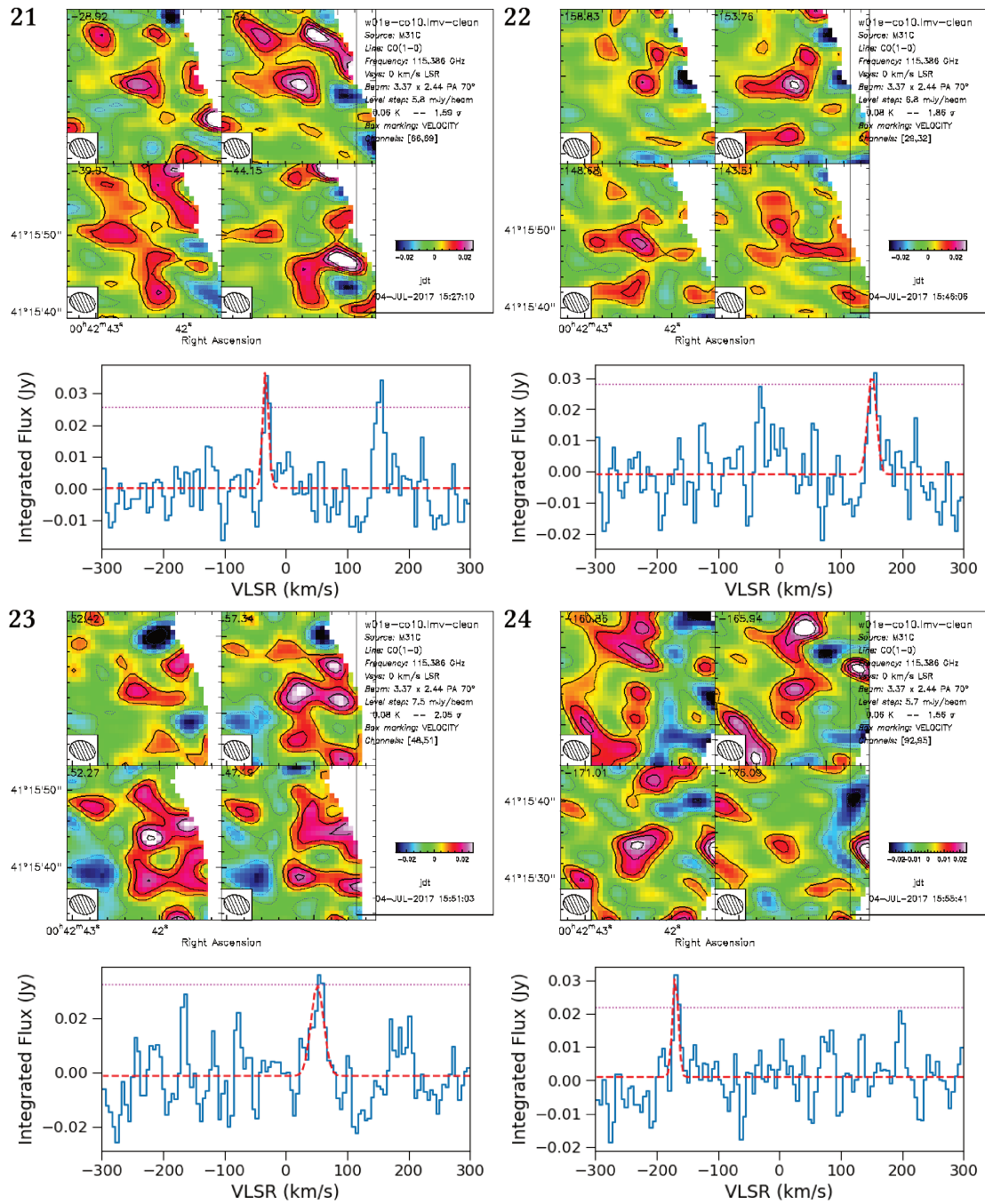


FIGURE A.1 – suite

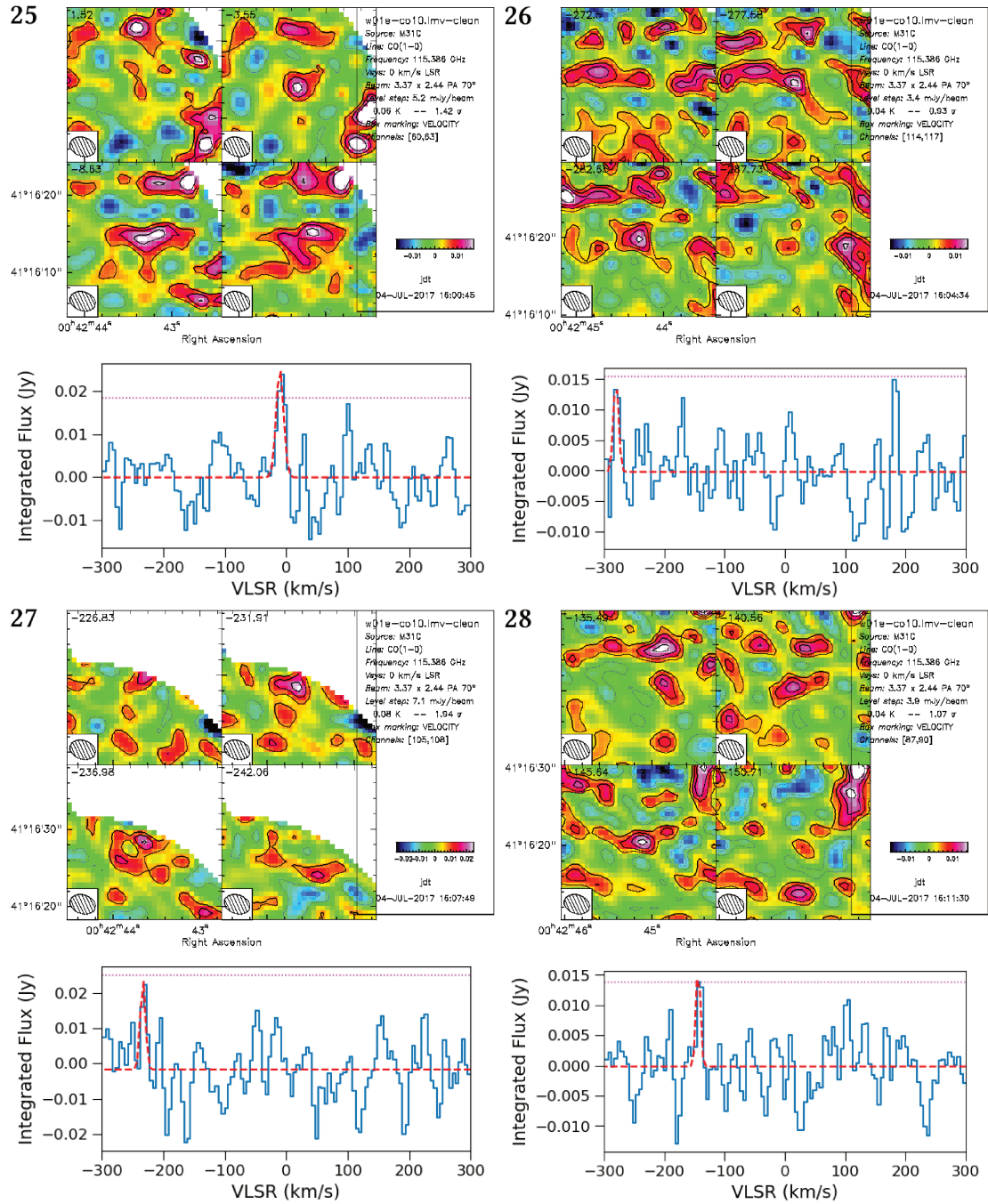


FIGURE A.1 – suite

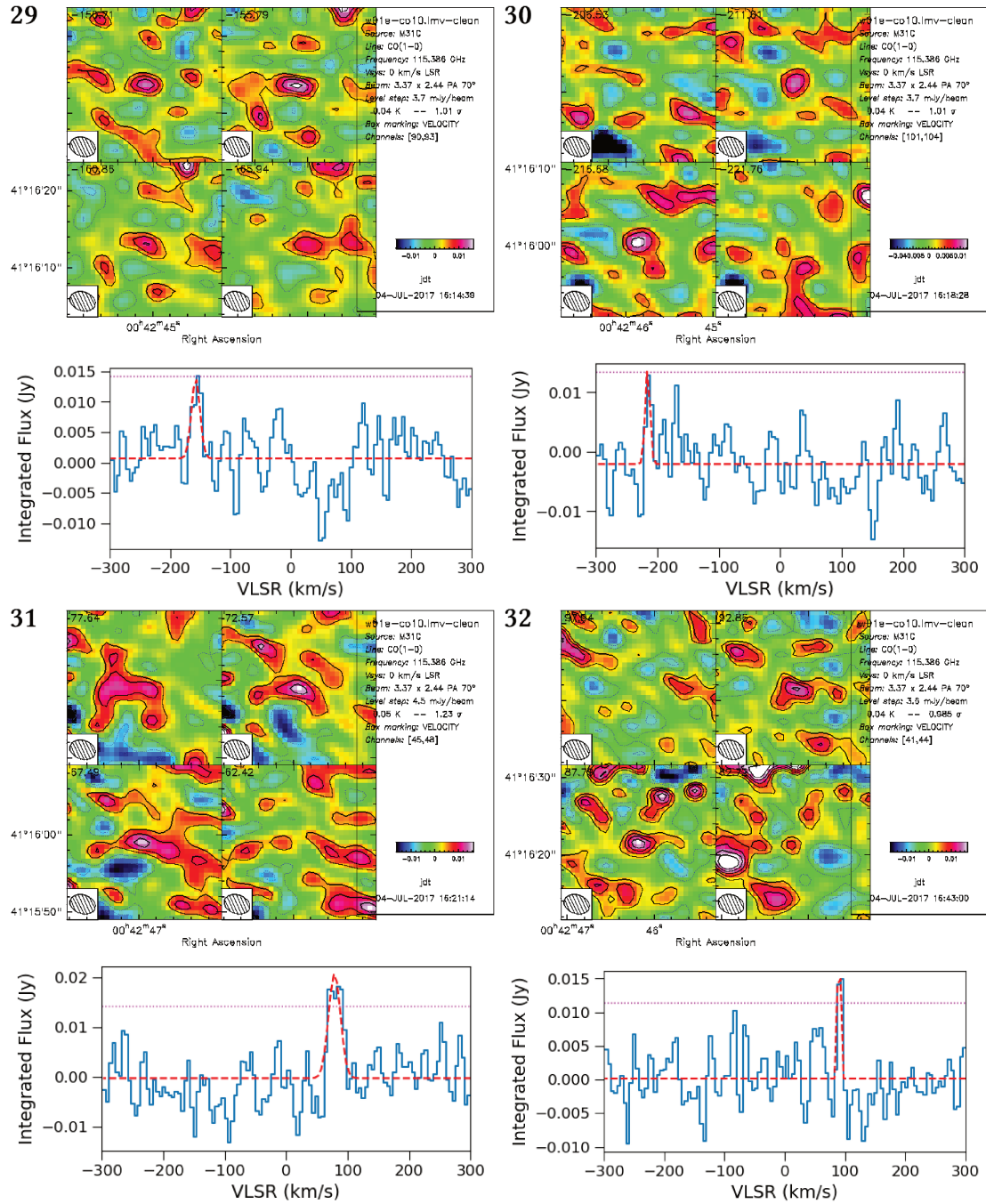


FIGURE A.1 – suite

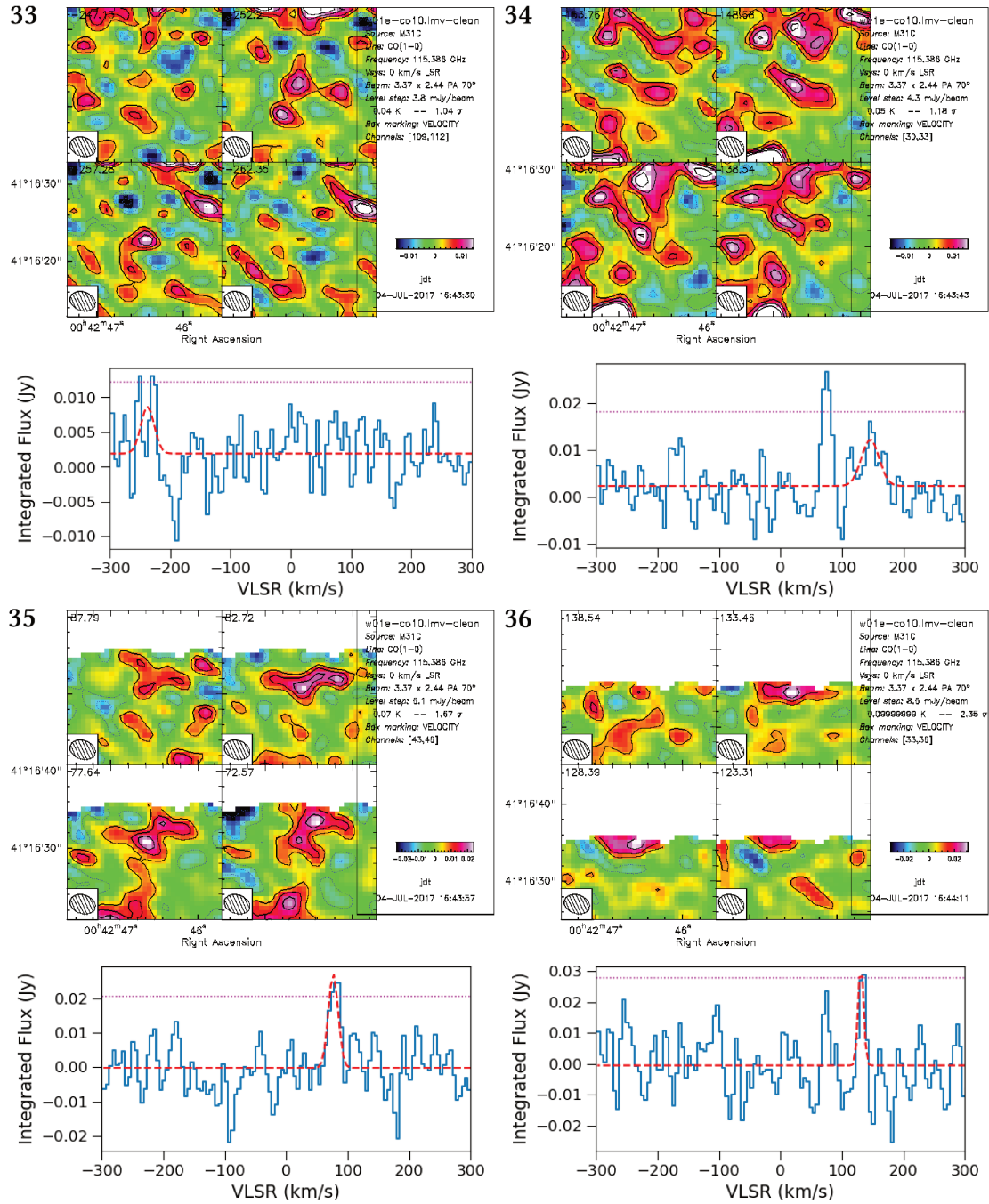


FIGURE A.1 – suite

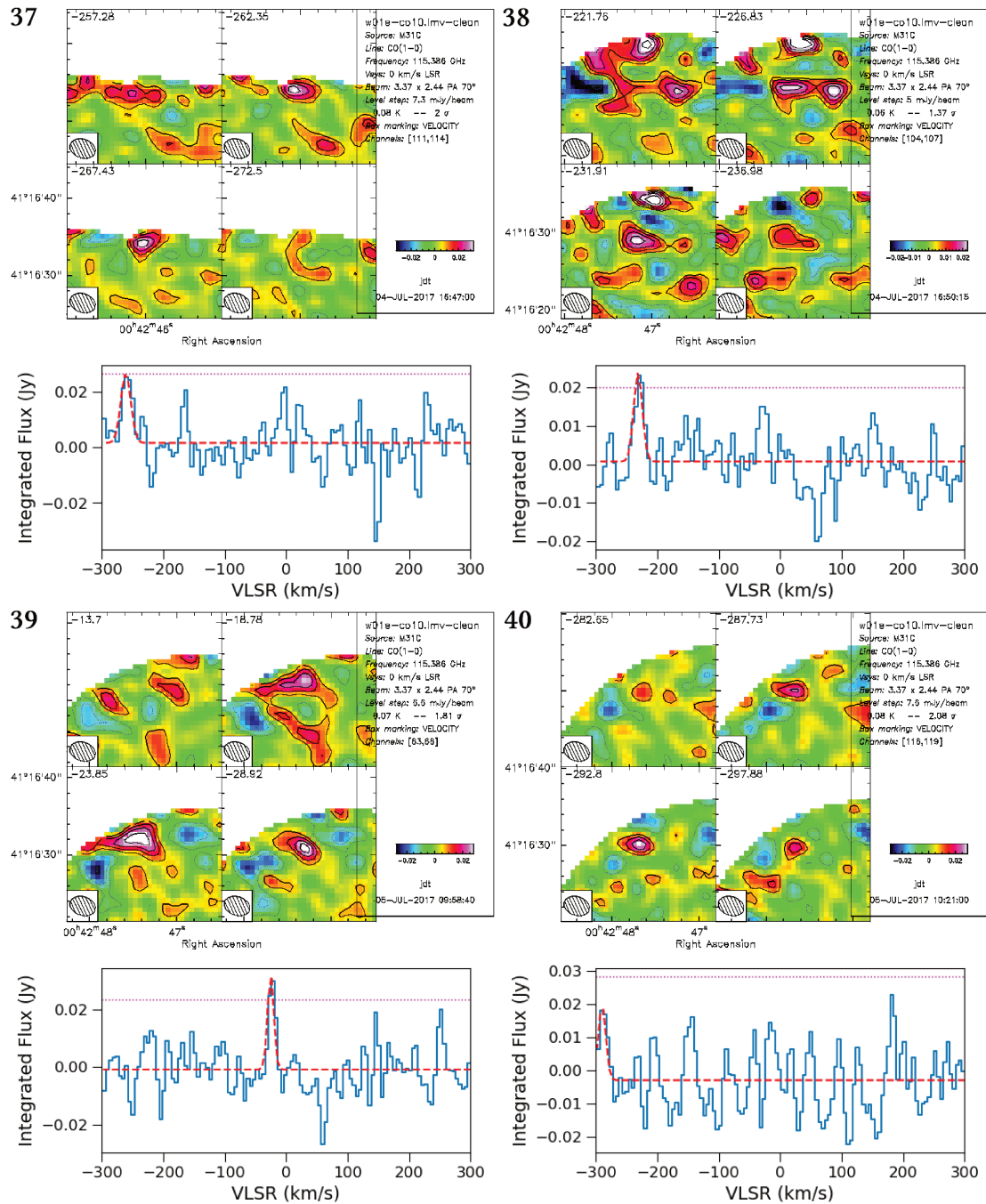


FIGURE A.1 – suite

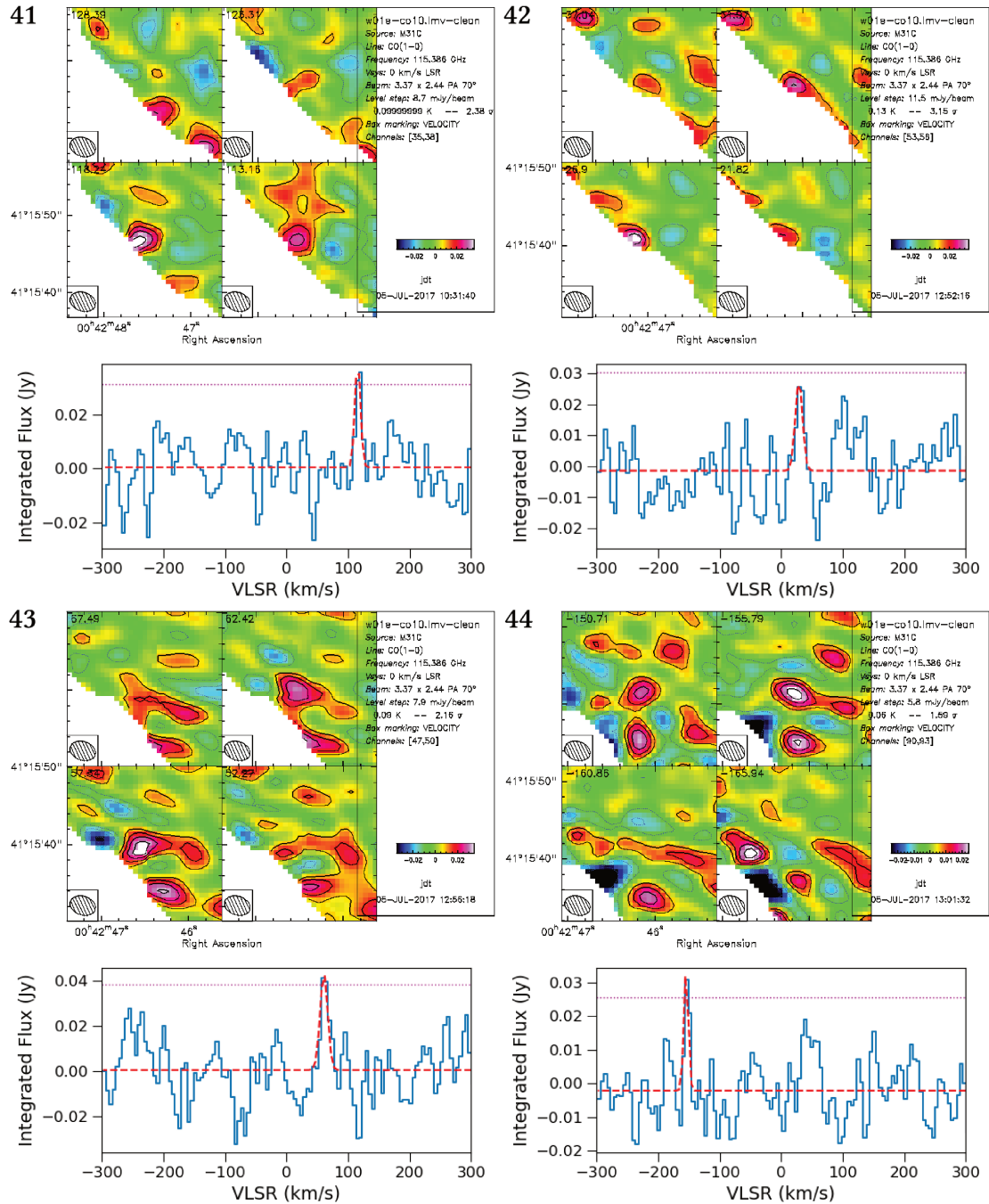


FIGURE A.1 – suite

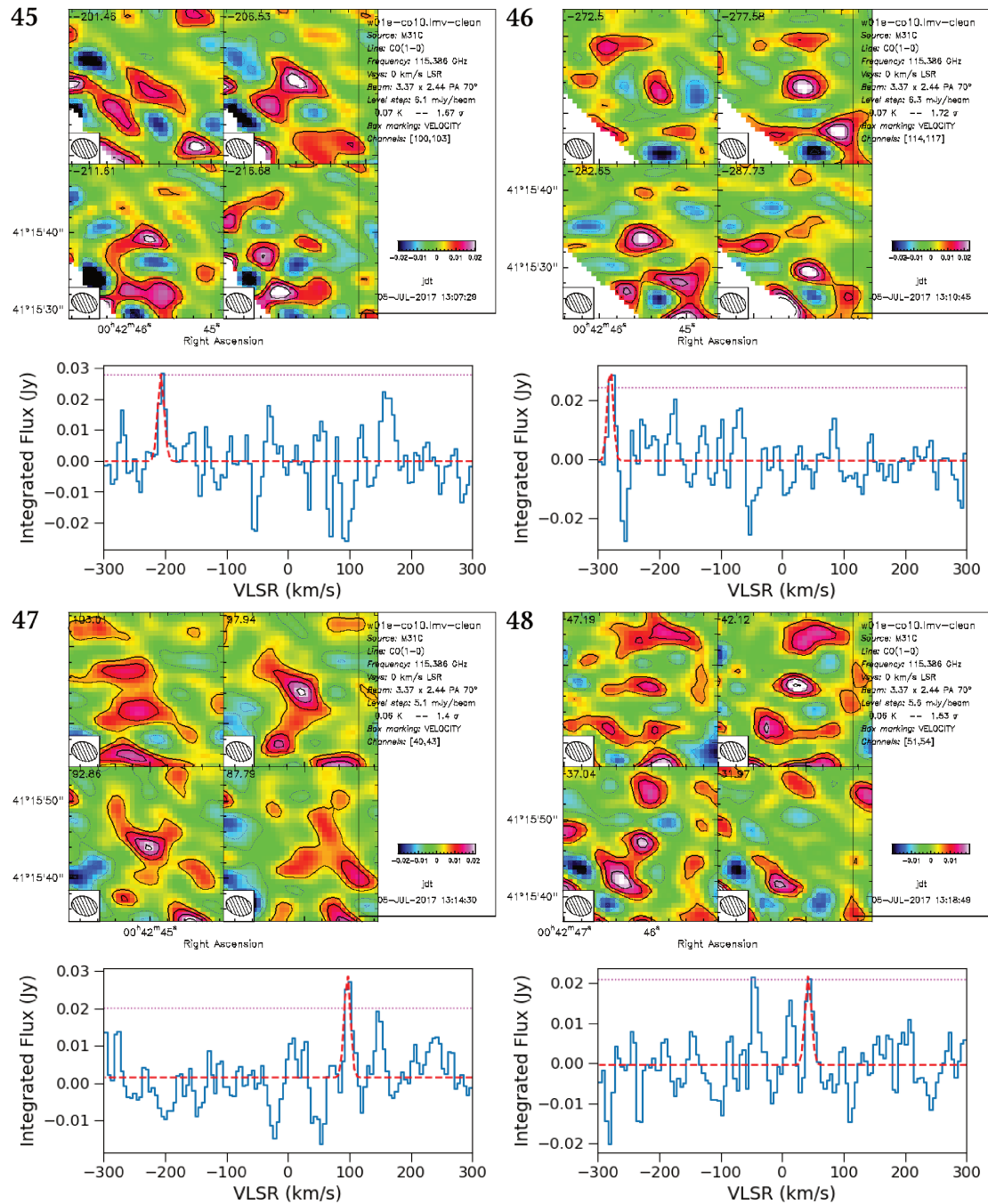


FIGURE A.1 – suite

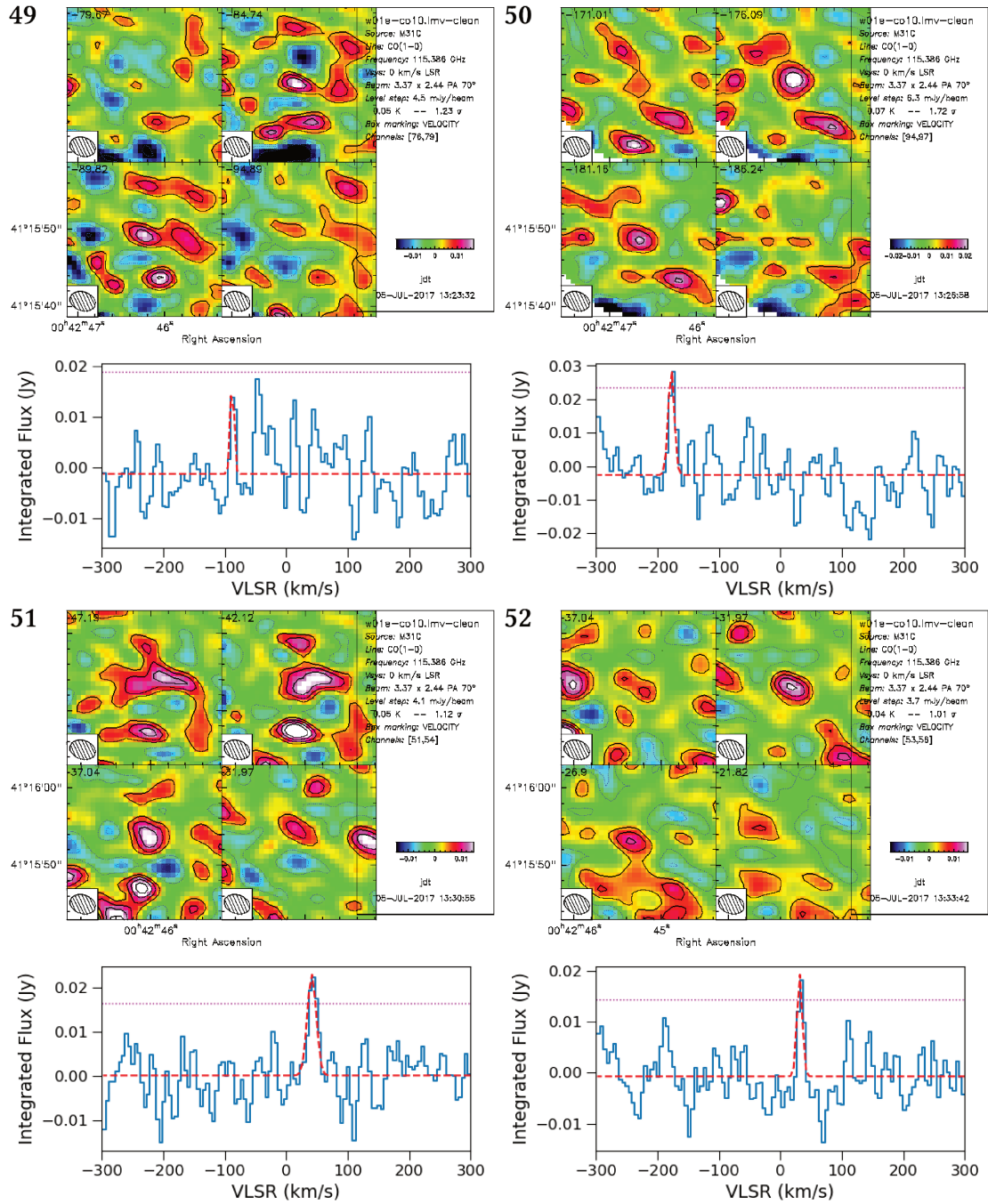


FIGURE A.1 – suite

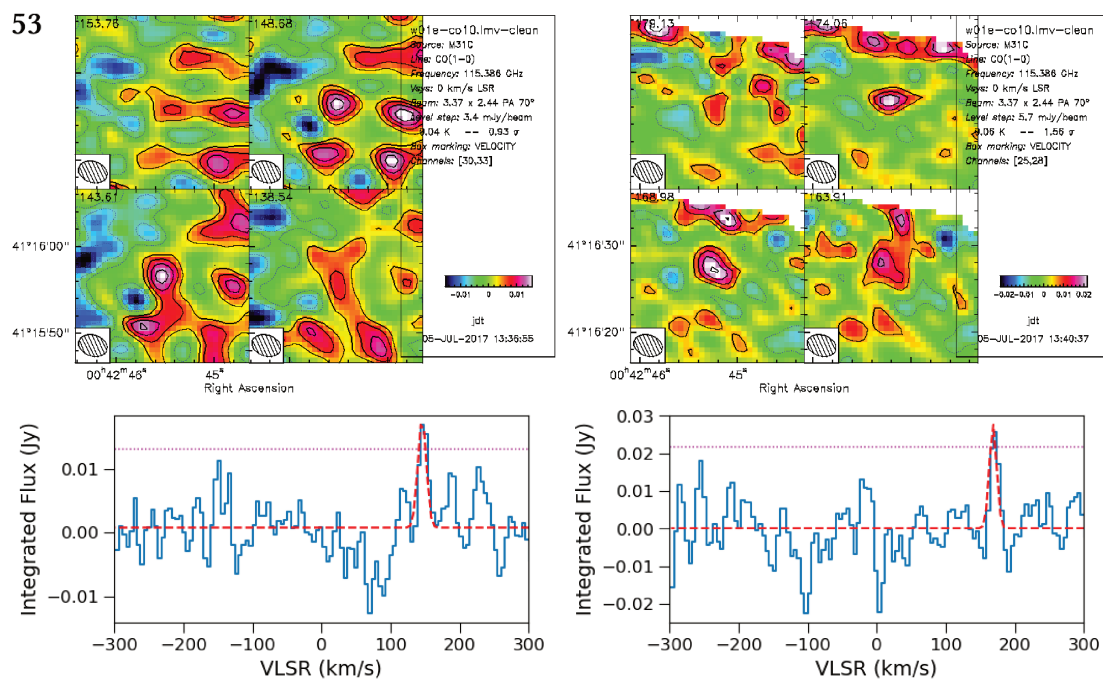


FIGURE A.1 – Cartes en vitesses et spectres intégrés associés pour l'ensemble des candidats positifs identifiés. La numérotation arbitraire correspond aux premiers tris de signaux détectés, avant sélection. Elle ne correspond donc pas à la numérotation utilisée dans Dassa-Terrier et al. (2019).

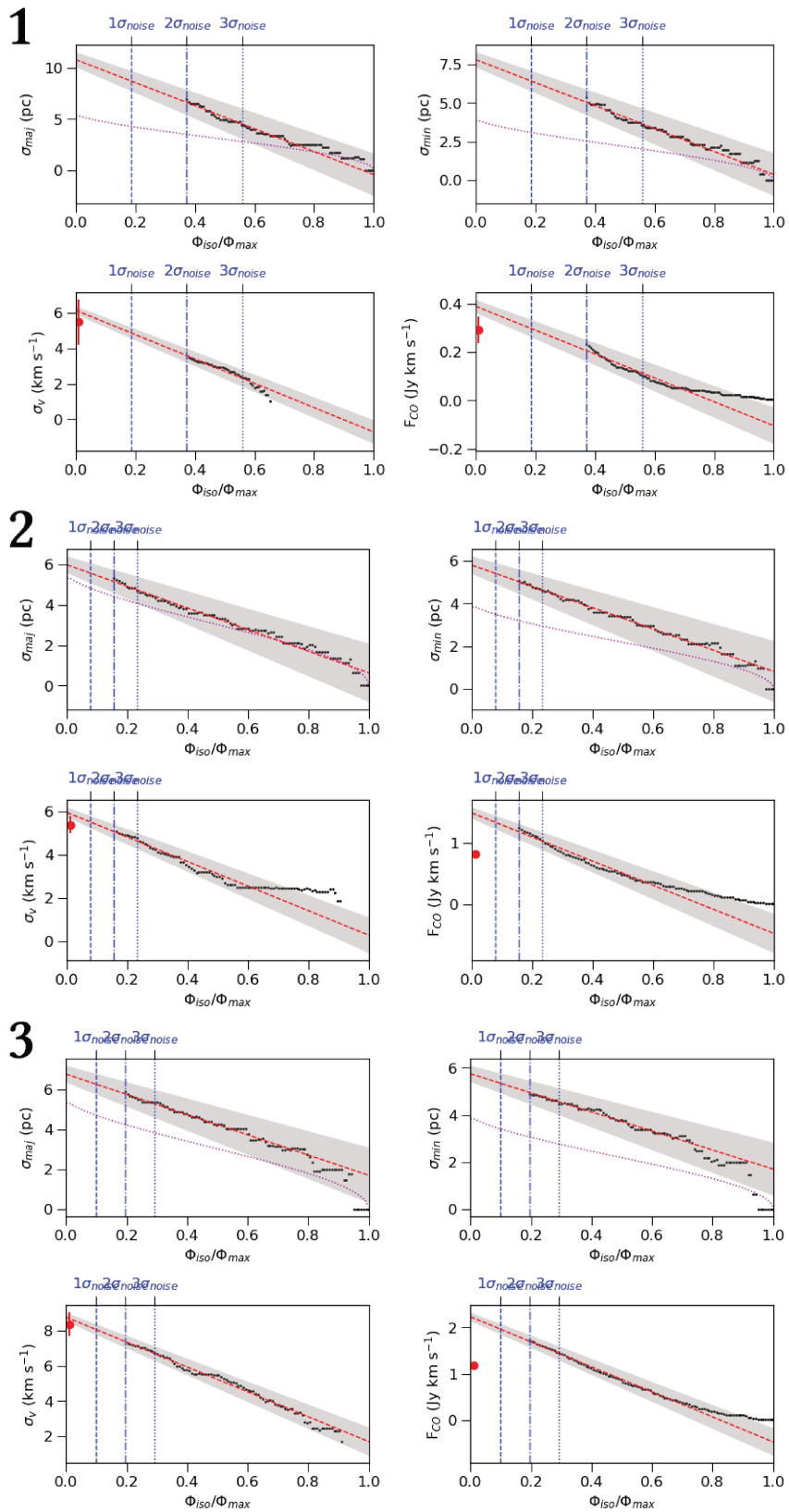


FIGURE A.2 – suite

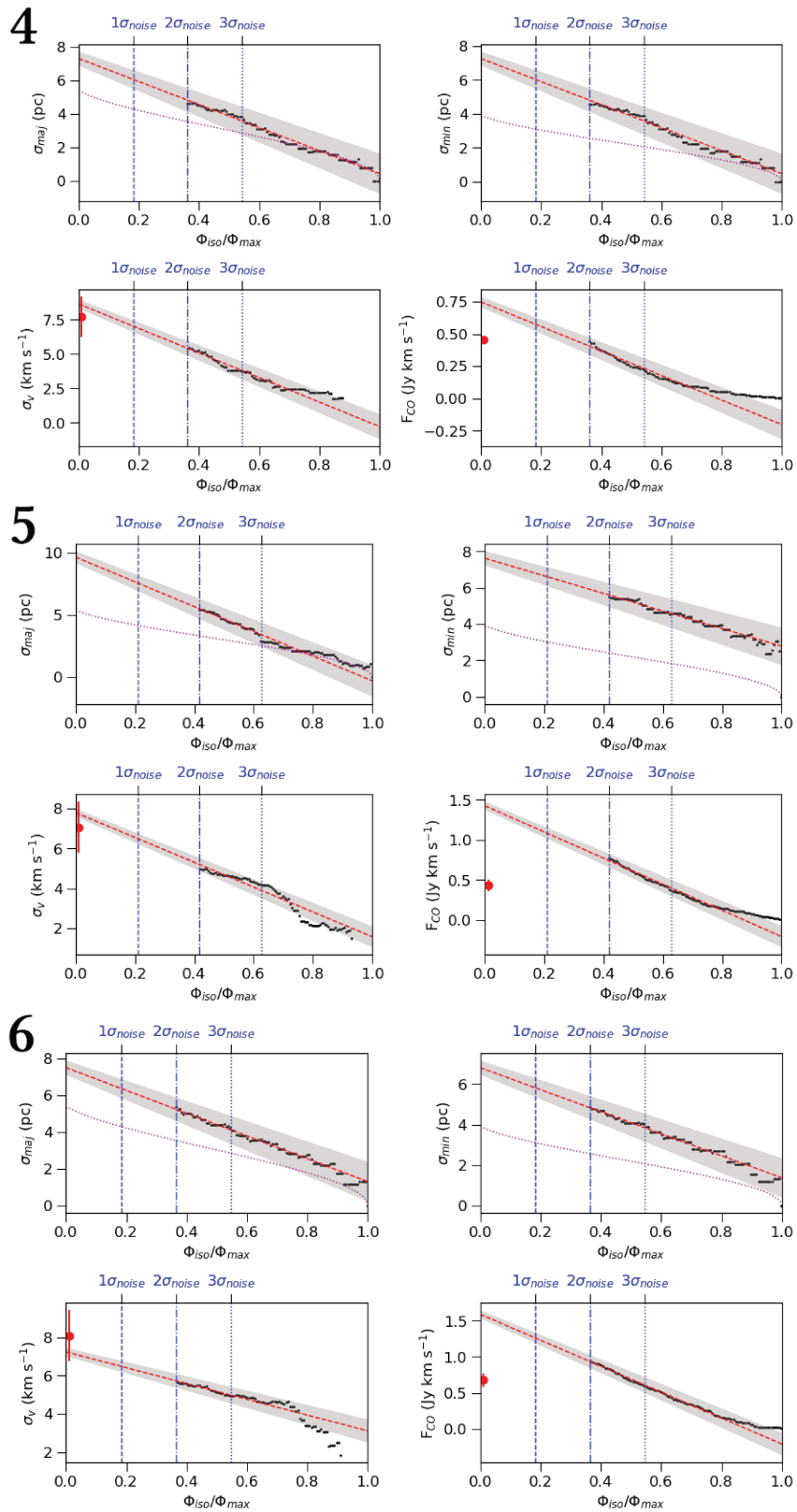


FIGURE A.2 – suite

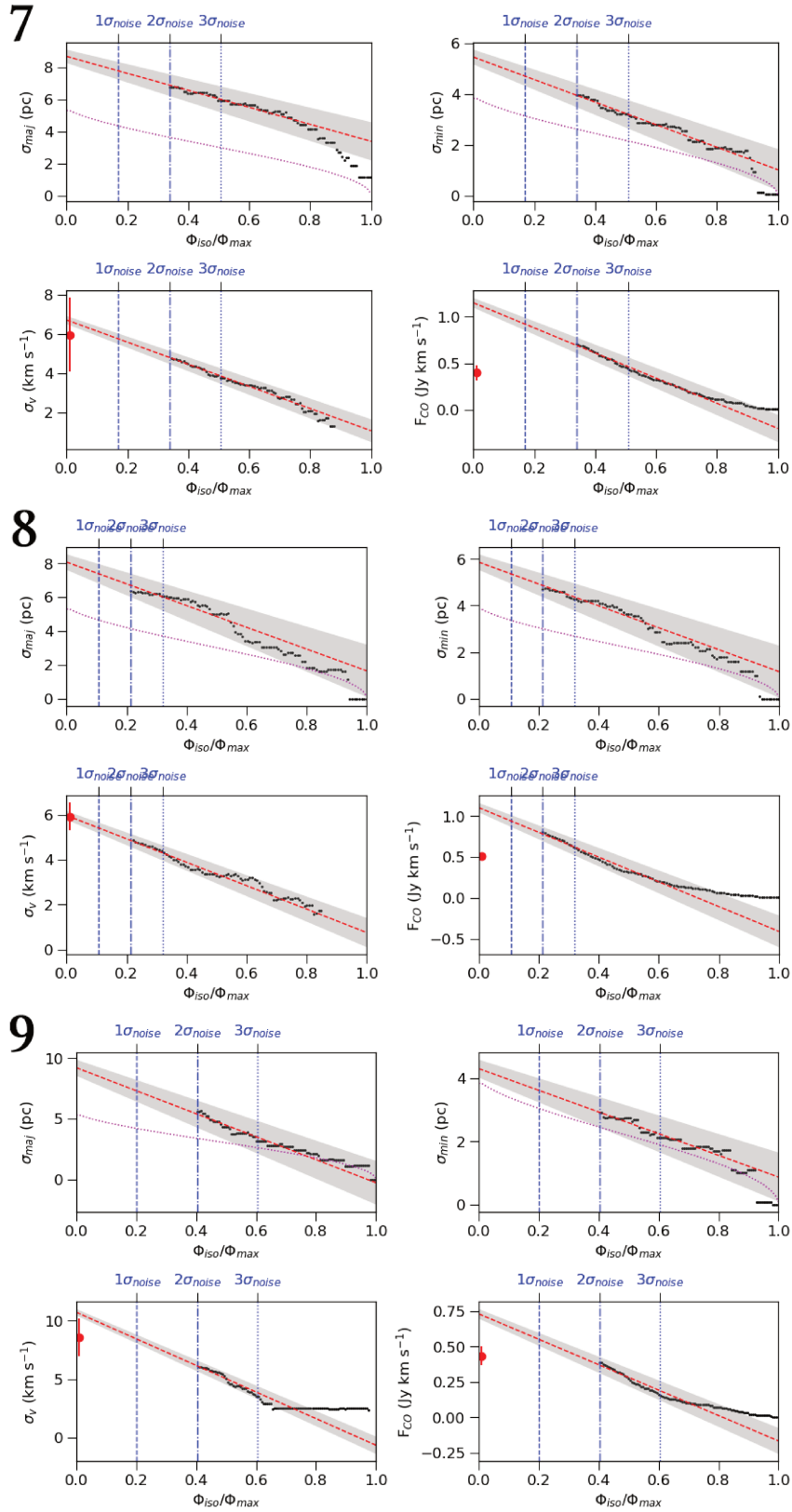


FIGURE A.2 – suite

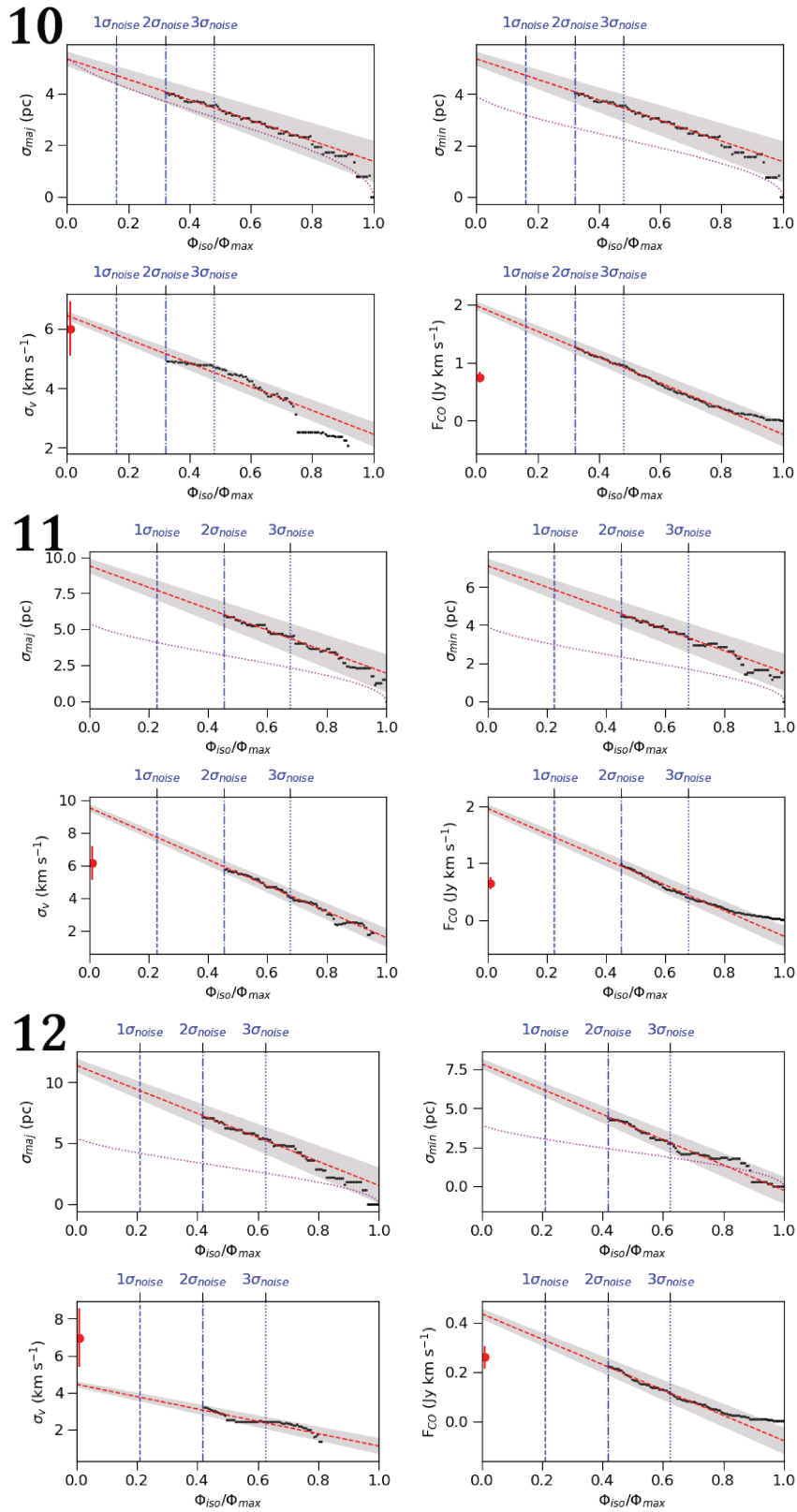


FIGURE A.2 – suite

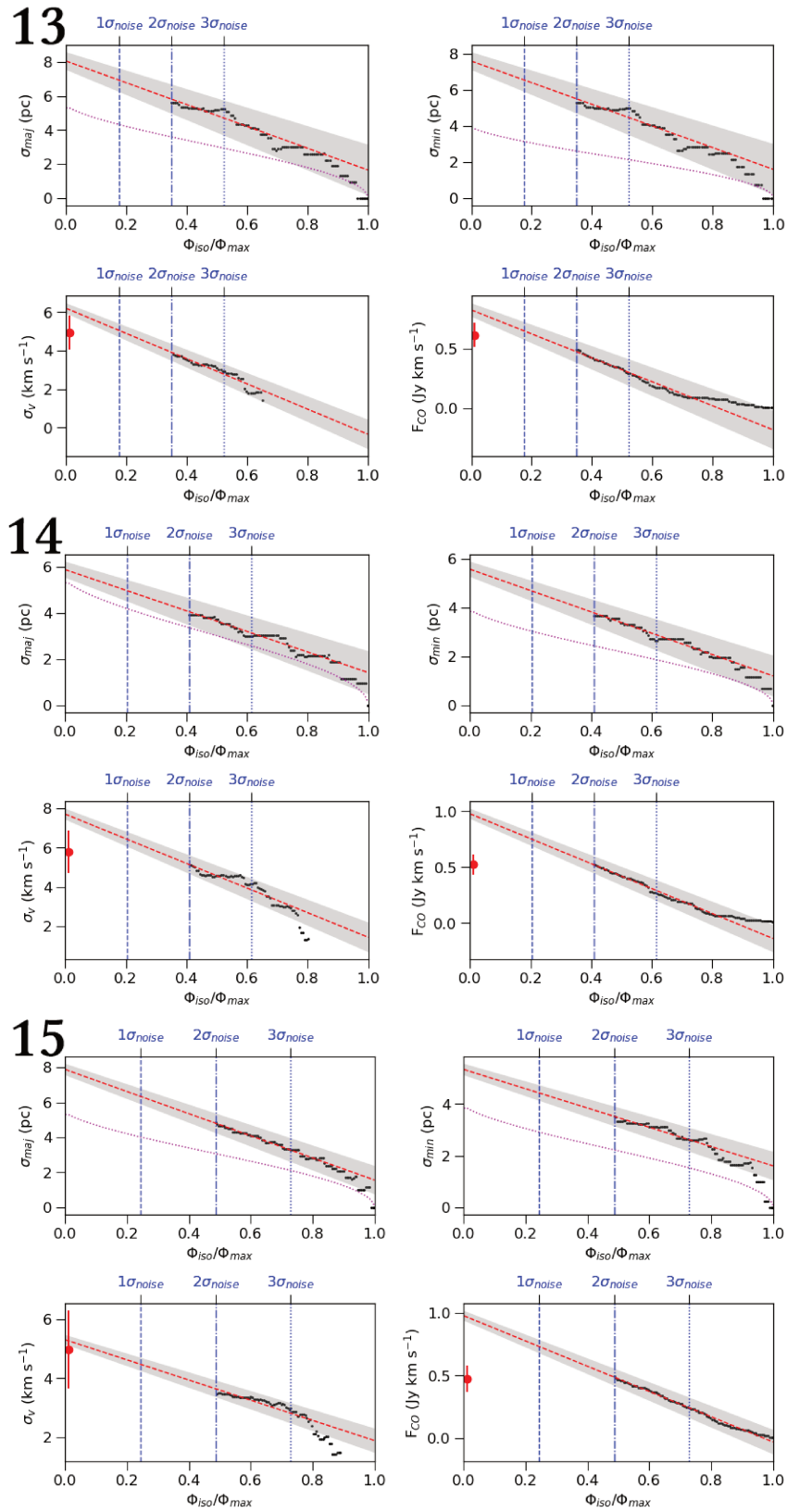


FIGURE A.2 – suite

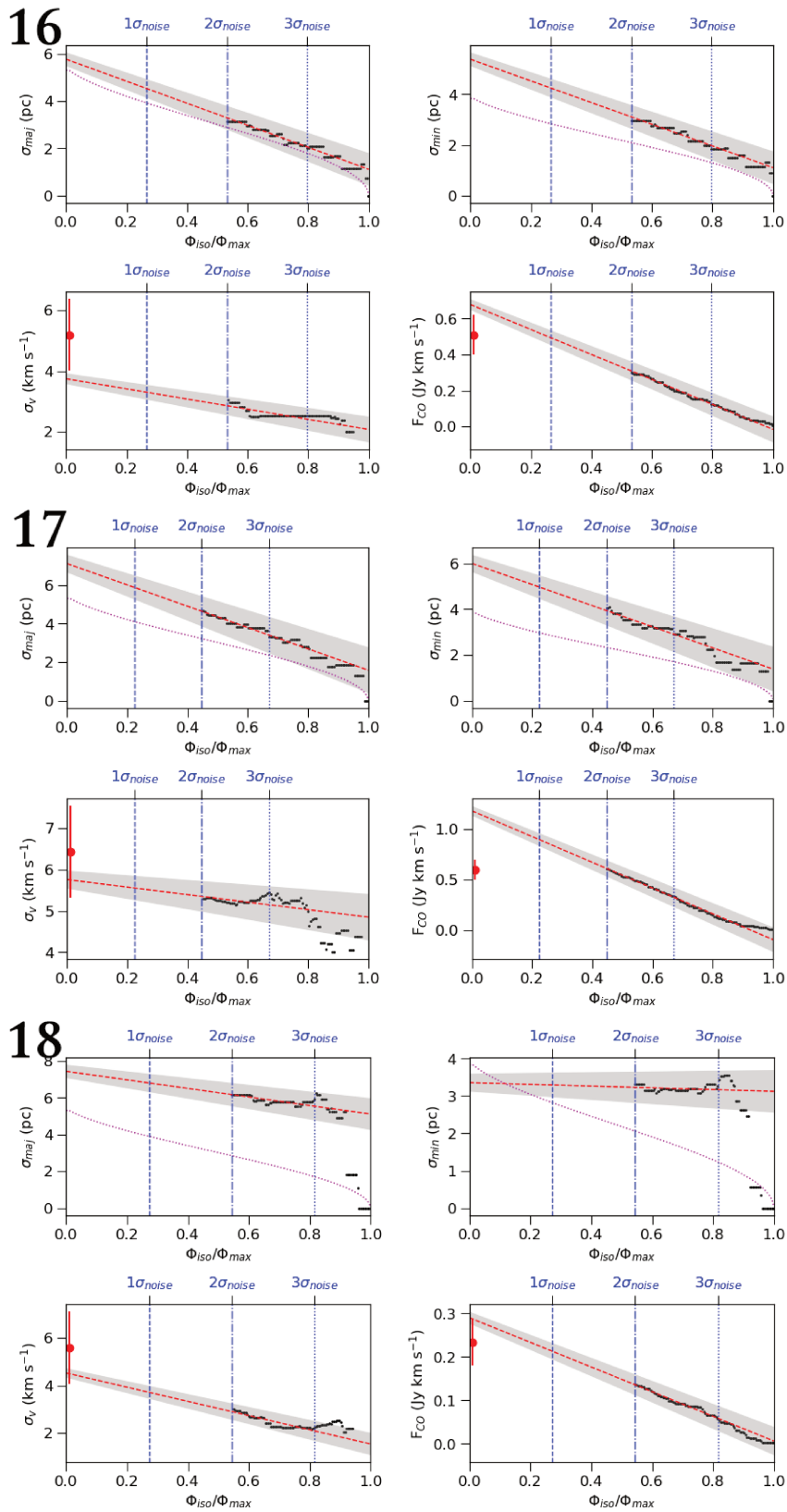


FIGURE A.2 – suite

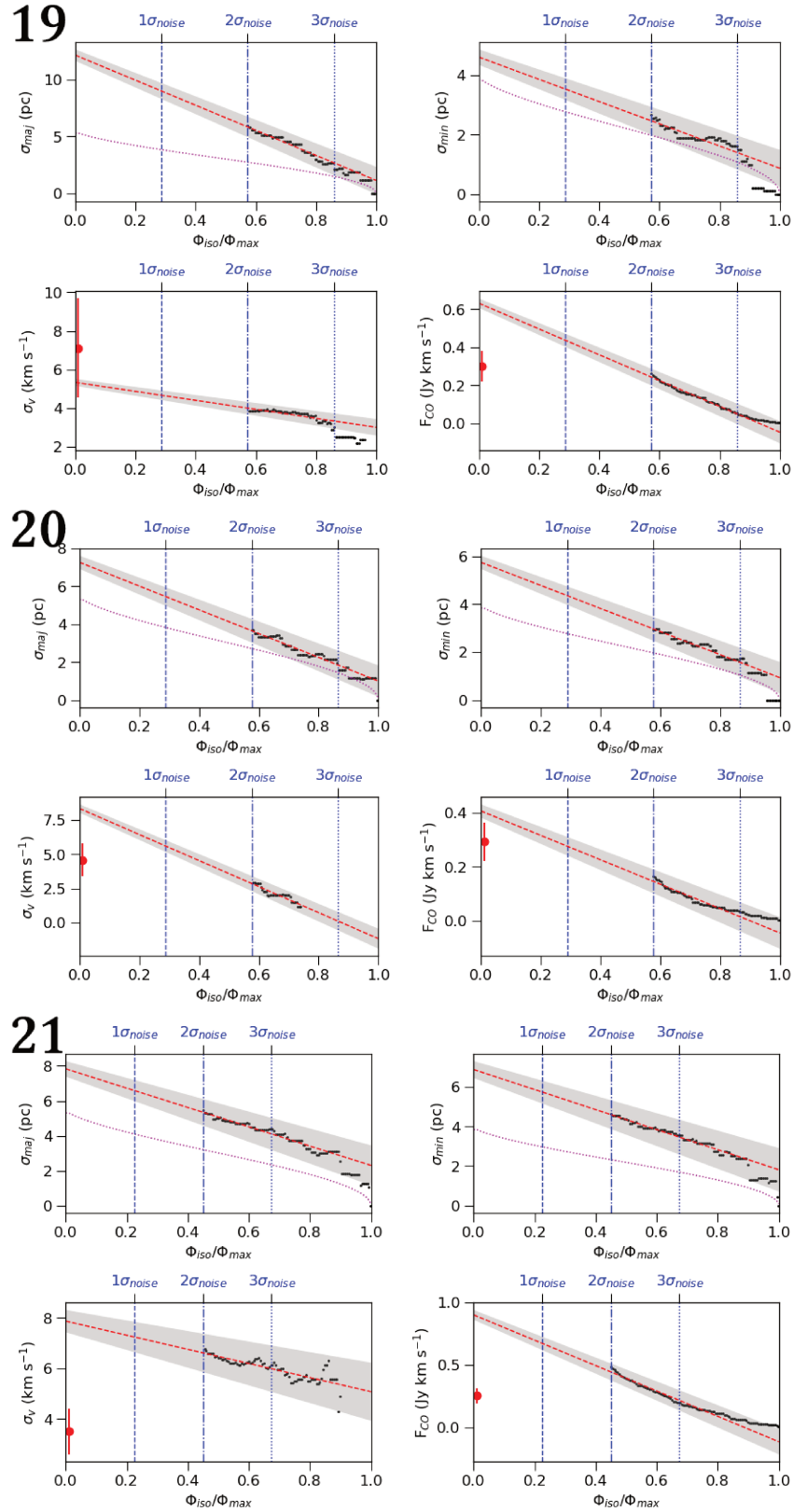


FIGURE A.2 – suite

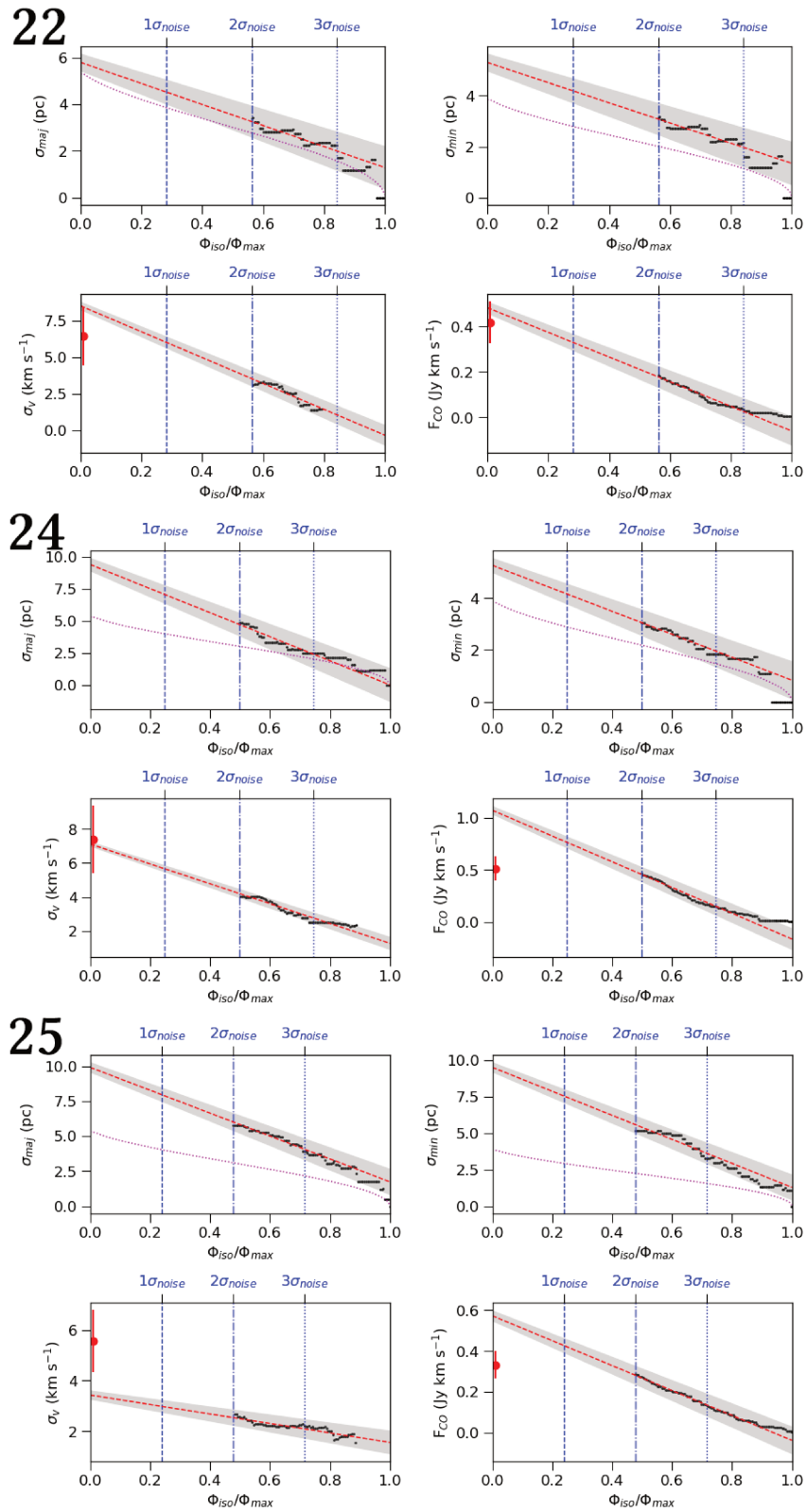


FIGURE A.2 – suite

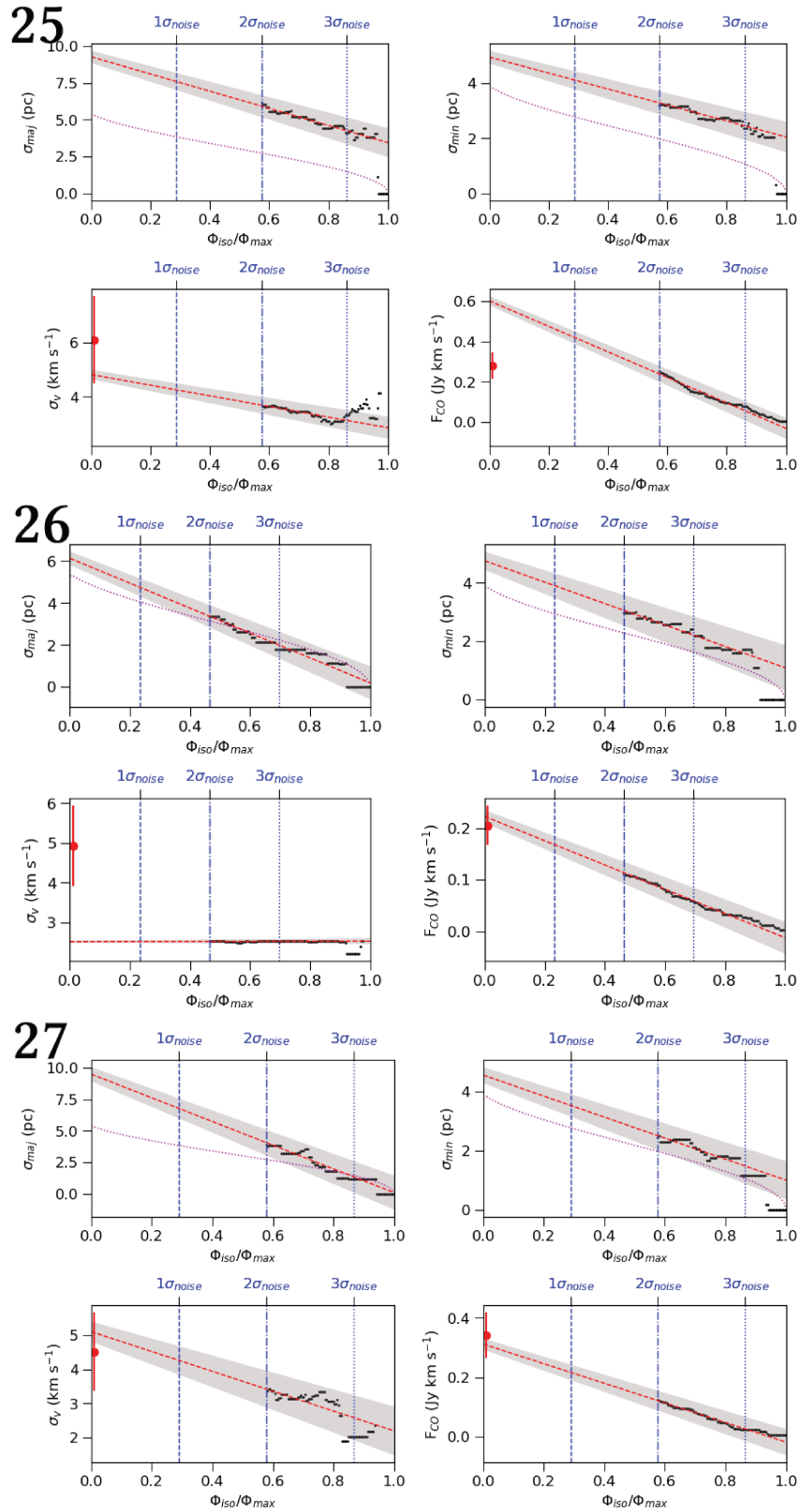


FIGURE A.2 – suite

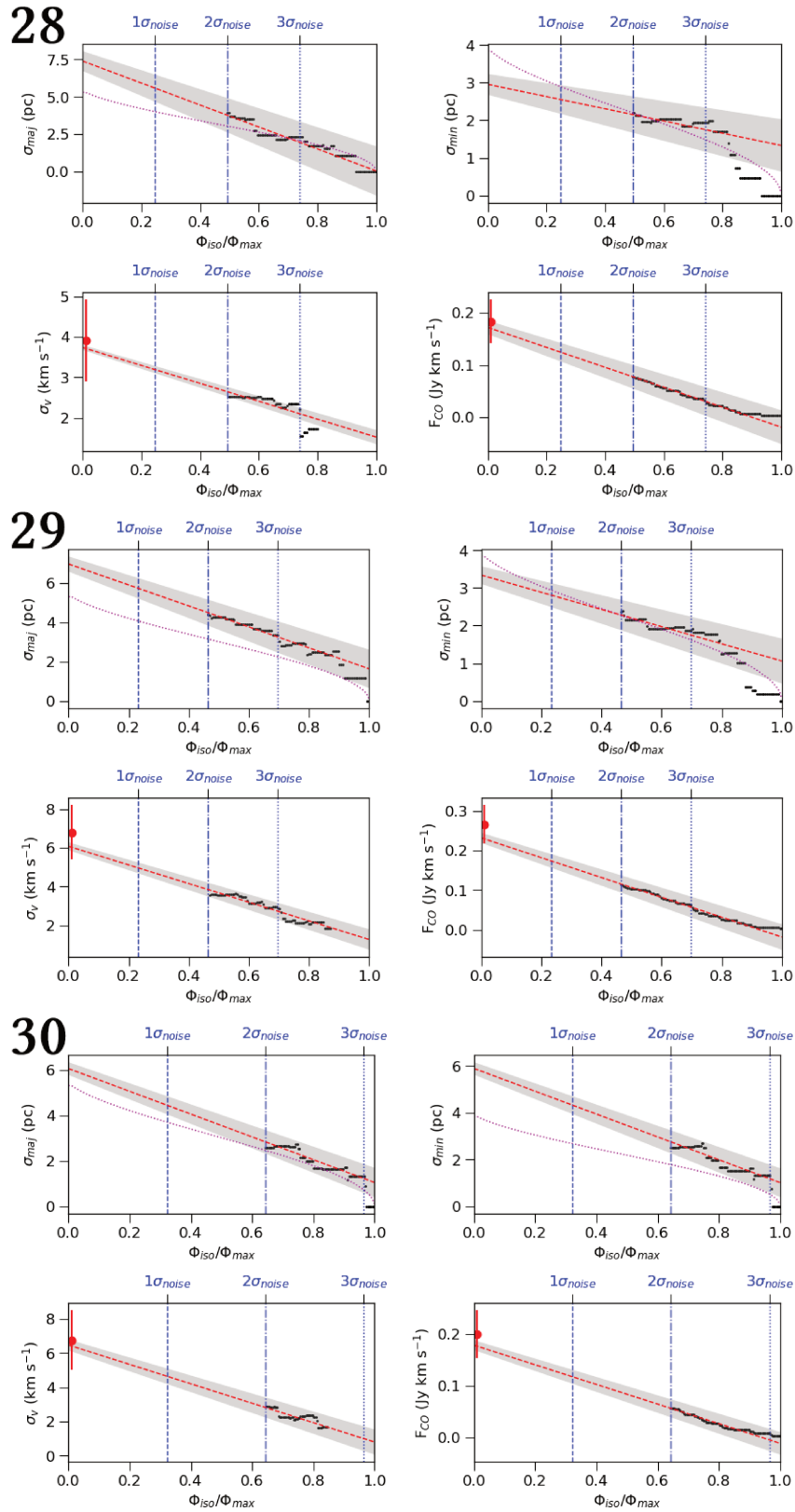


FIGURE A.2 – suite

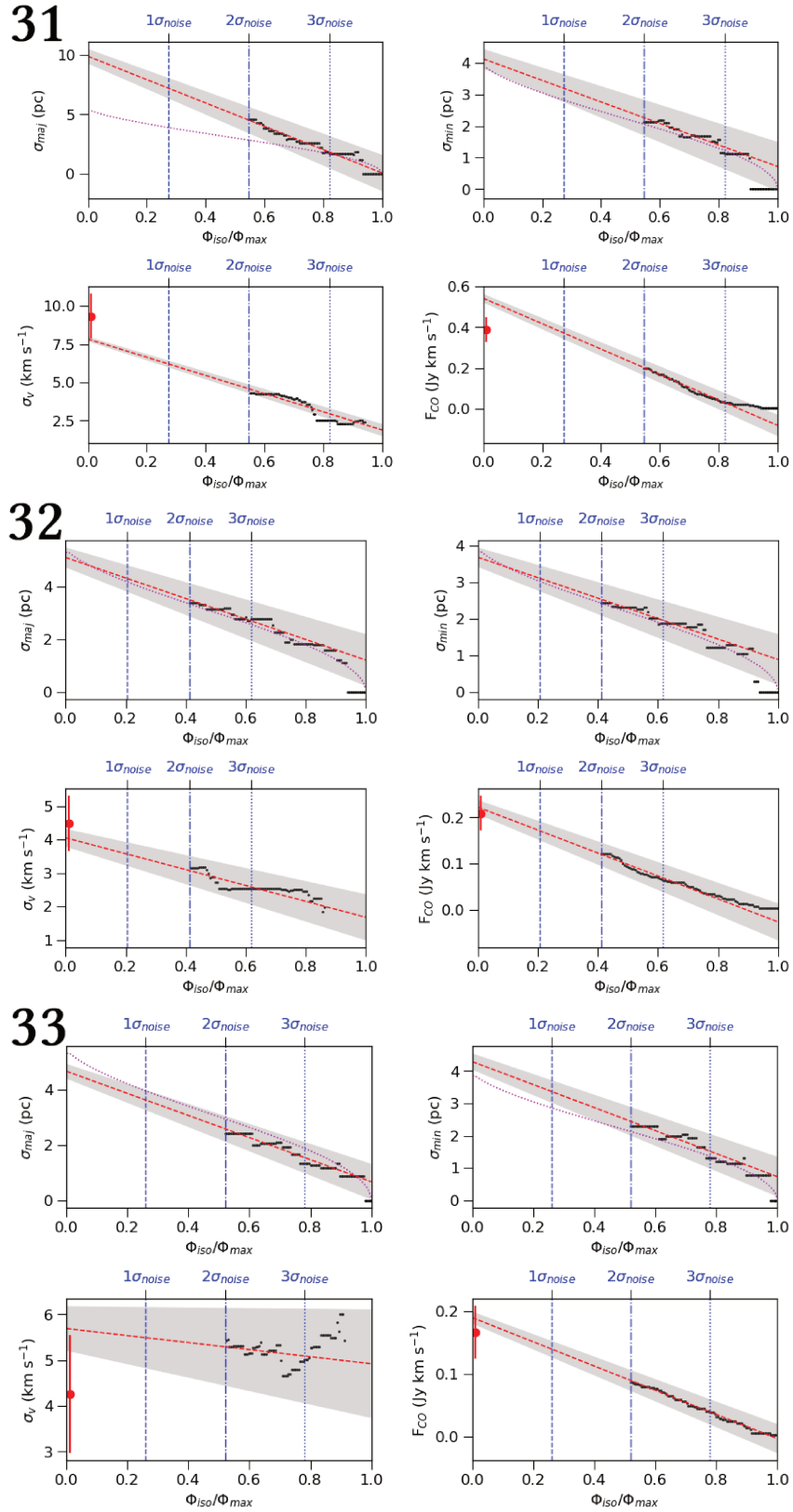


FIGURE A.2 – suite

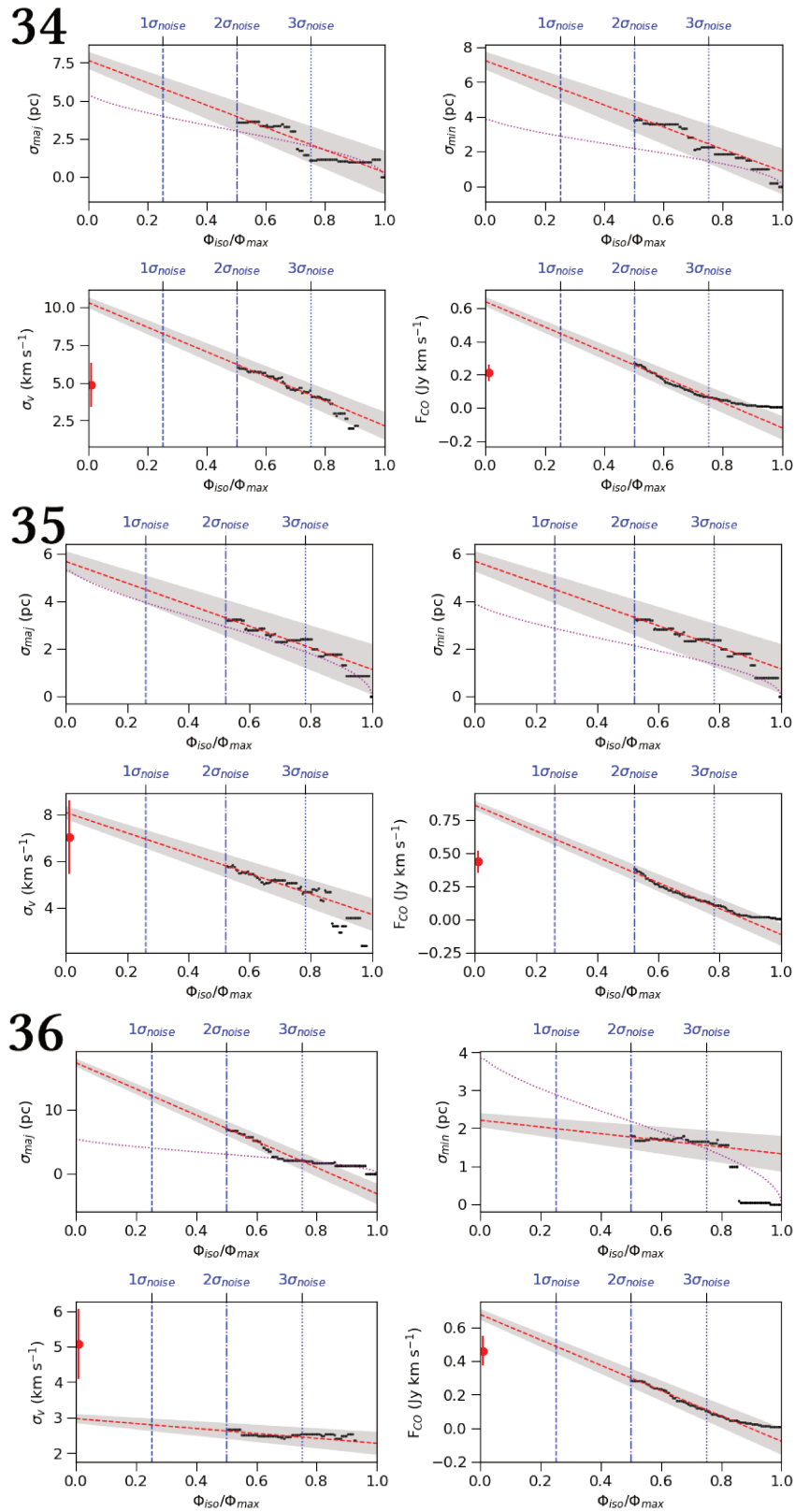


FIGURE A.2 – suite

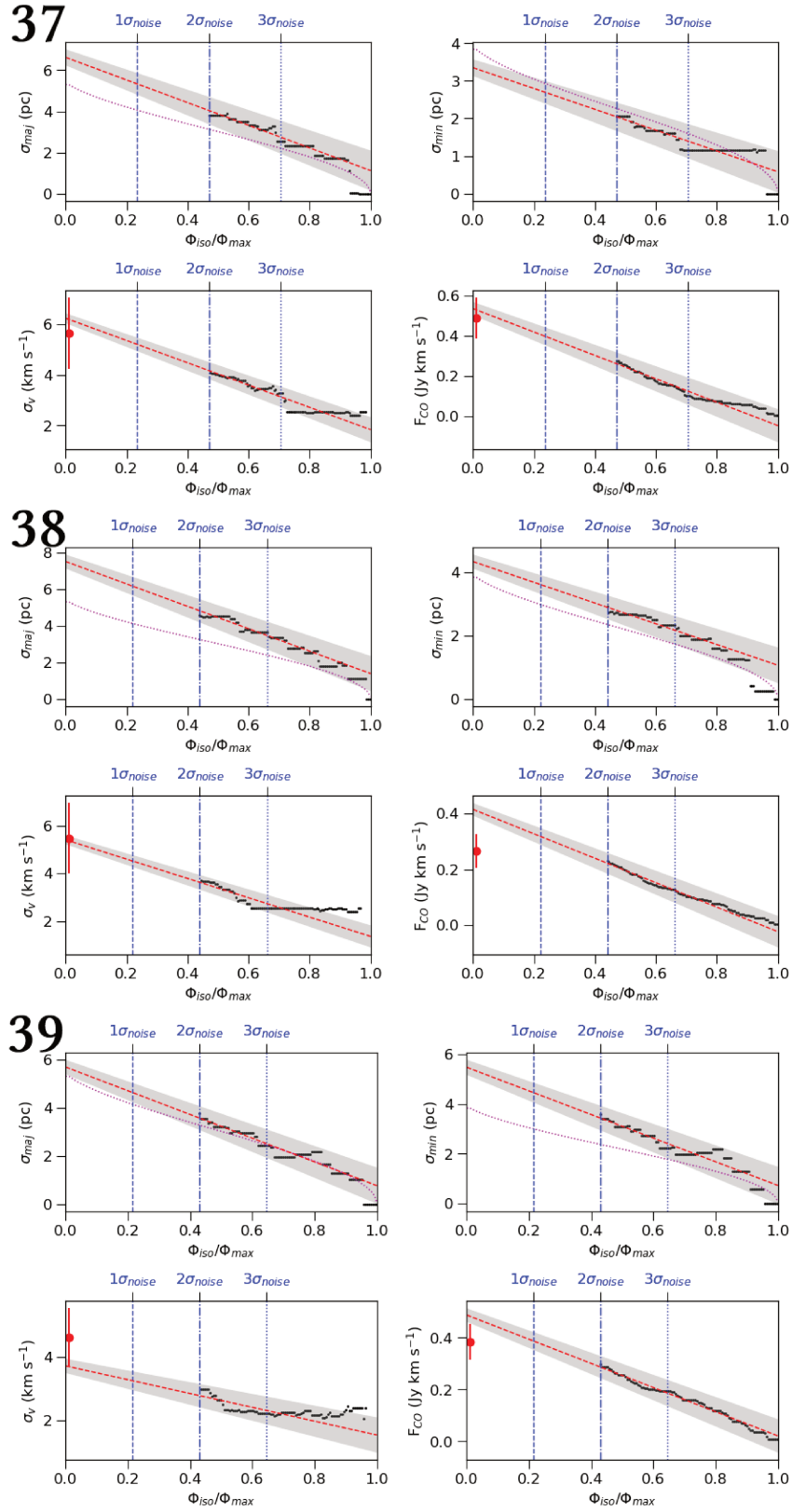


FIGURE A.2 – suite

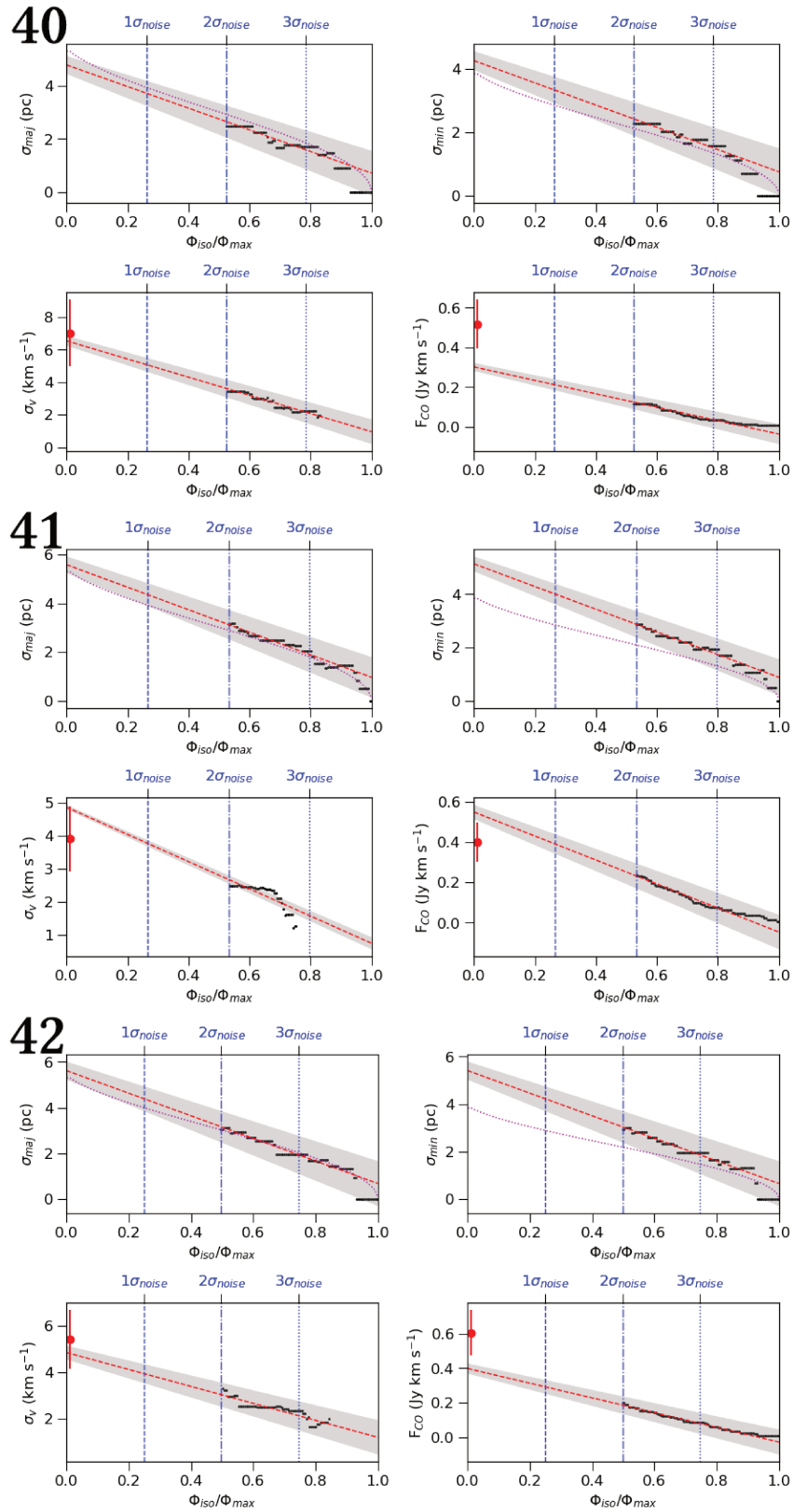


FIGURE A.2 – suite

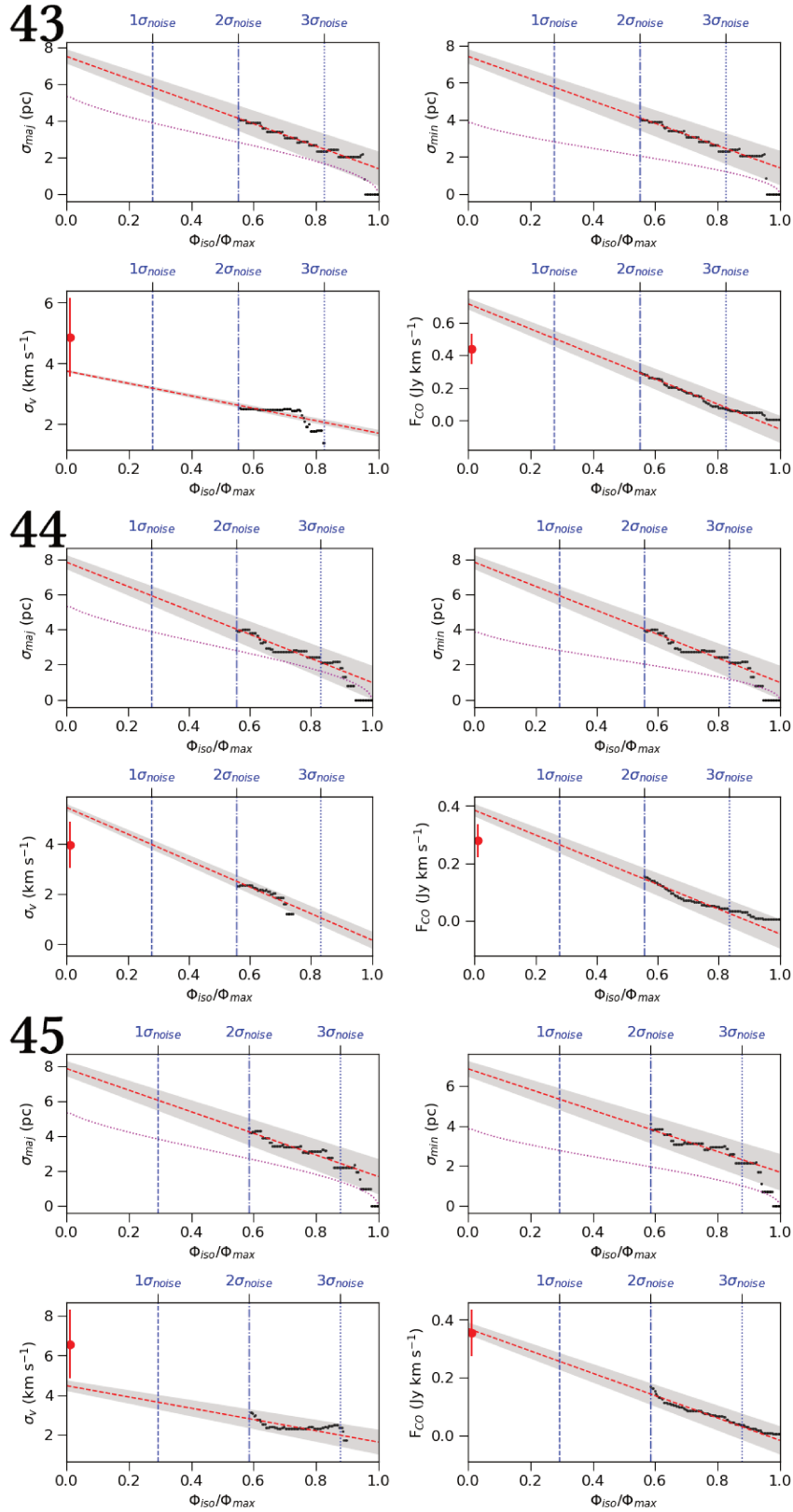


FIGURE A.2 – suite

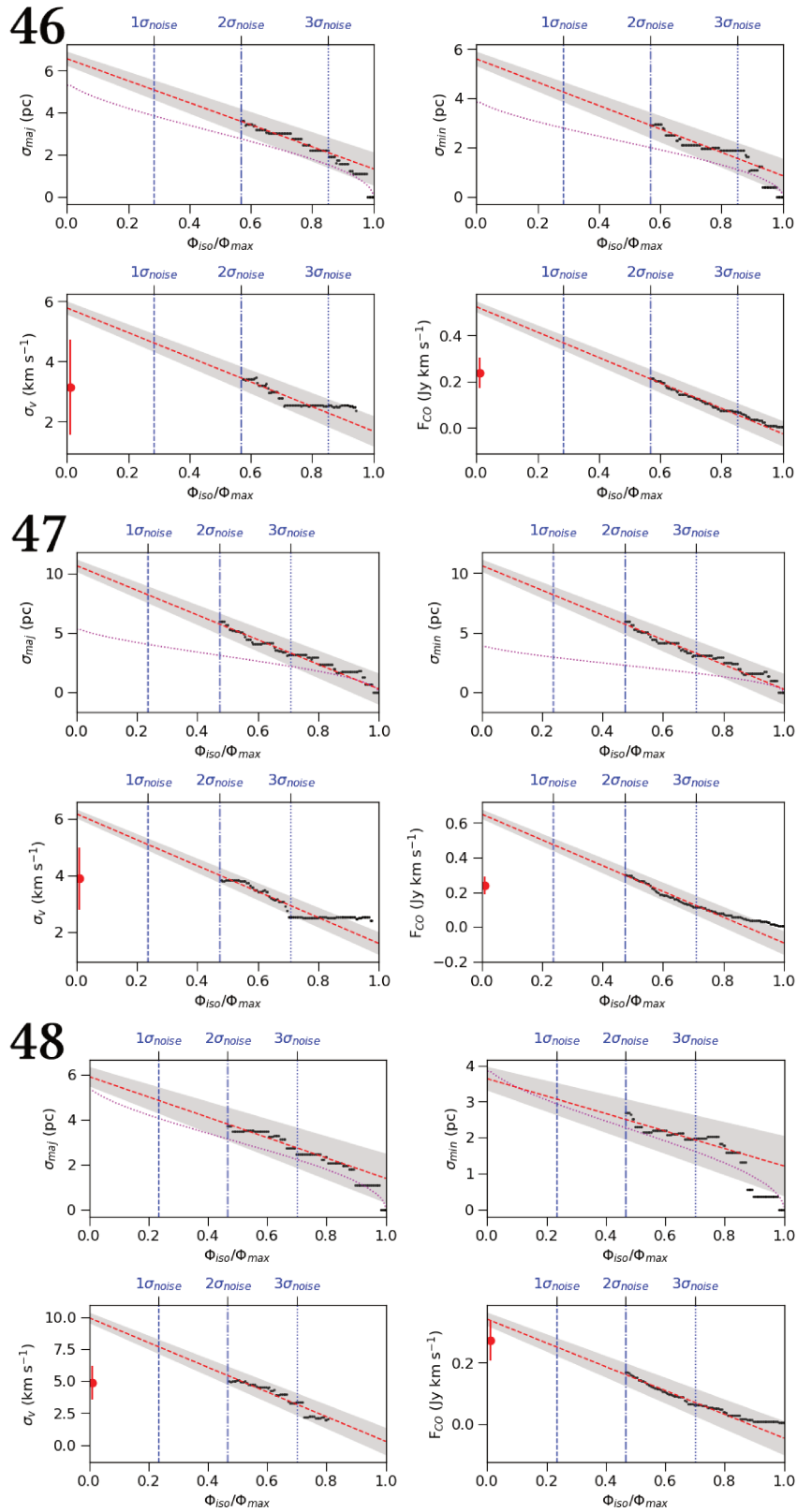


FIGURE A.2 – suite

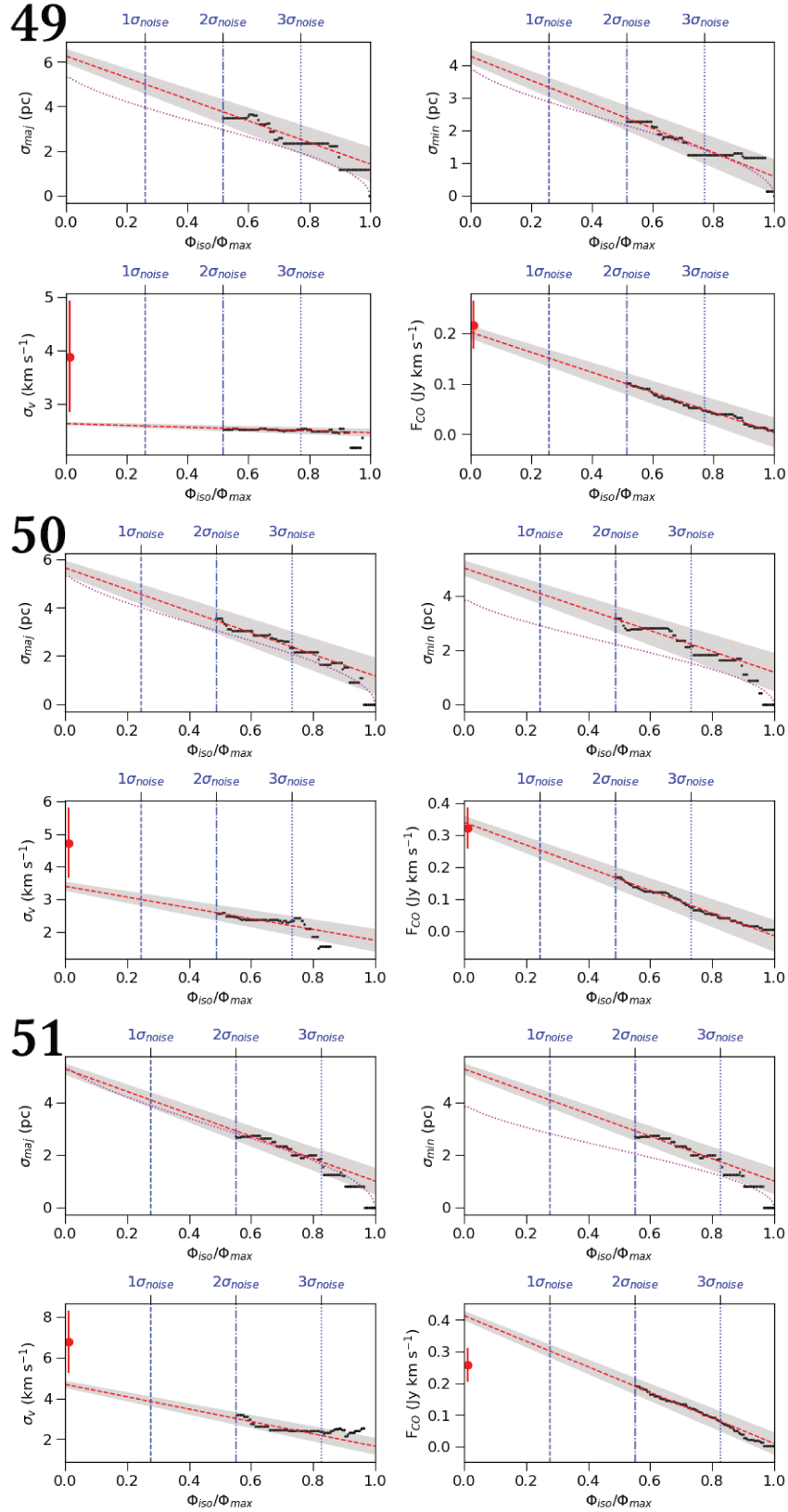


FIGURE A.2 – suite

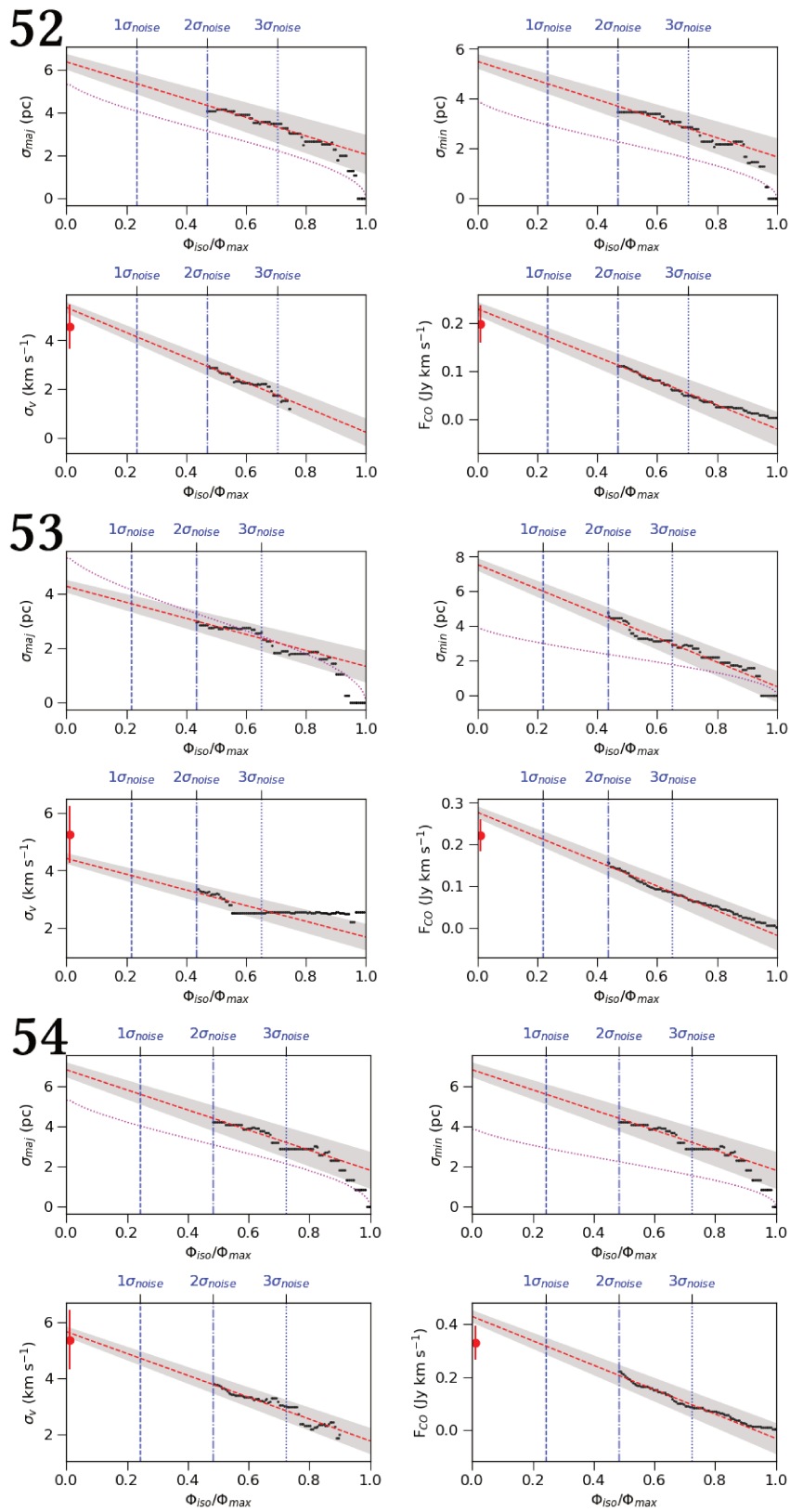


FIGURE A.2 – Extrapolations pour l'ensemble des candidats positifs identifiés selon la méthodologie décrite dans *Dassa-Terrier et al. (2019)*.

ANNEXE B

PAHFIT

Sommaire

B.1 PAHFIT, décomposition du spectre d'émission des hydrocarbures aromatiques polycycliques	133
---	-----

Pour détecter les contributions potentielles des hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP) dans la circum-nucléaire de M31, nous nous sommes appuyés sur le logiciel PAHFIT.

B.1 PAHFIT, décomposition du spectre d'émission des hydrocarbures aromatiques polycycliques

L'outil PAHFIT pour IDL a été développé par [Smith et al. \(2007\)](#) et permet la décomposition des spectres d'émissions HAP de *SPITZER/IRS*. L'utilisation d'un tel outil peut s'avérer très utile, en particulier pour les spectres *IRS* qui sont souvent bruités. Les caractéristiques d'émission HAP sont potentiellement mélangées avec les raies d'émissions atomiques proches ([Gordon et al. 2008](#); [Hemachandra et al. 2015](#)). L'algorithme crée six composantes en vue de produire le spectre : le continuum stellaire, le continuum de poussière thermique, les raies rotationnelles du H₂, les raies de structure fine, les caractéristiques d'émissions de la poussière et l'extinction. Par défaut, le continuum stellaire est calculé à l'aide d'un corps noir de température 5000 K et le continuum de poussière utilise 8 corps noirs à 35, 40, 50, 65, 90, 135, 200 et 300 K. Les raies spectrales émises dans les MIR (dont les raies rotationnelles du H₂) sont modélisées à l'aide d'un profil gaussien. Les caractéristiques d'émission de la poussière sont modélisées à l'aide d'un profil de Drude. Il s'agit d'un profil spectral théorique d'un oscillateur harmonique amorti classique, particulièrement adapté pour retrouver la forme des caractéristiques d'émission des HAP. Enfin, la courbe d'extinction est obtenue par une loi de puissance incluant des caractéristiques d'absorption des silicates dont les pics sont à 9.7 et 18 μm .

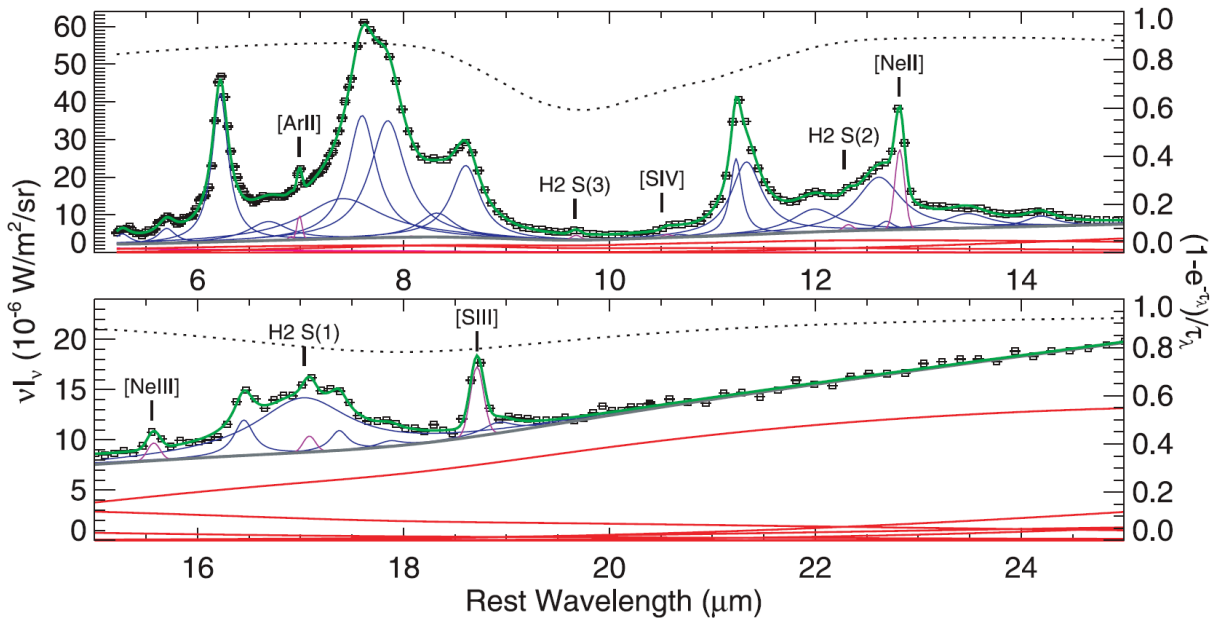


FIGURE B.1 – Spectre en IRM de NGC 1482 produit avec PAHFIT provenant de [Smith et al. \(2007\)](#). Les lignes rouges sont les continums de poussière thermique, la ligne magenta est le continuum stellaire (très difficile à apercevoir dans ce cas où la contribution des étoiles est faible) et la ligne grise est la somme des continums. Les lignes bleues sont les caractéristiques d'émission des poussières, les pics violets sont les raies atomiques et spectrales (non-résolues). La ligne pointillée noire indique l'extinction dont l'axe est sur la droite. Enfin la ligne verte est le modèle ajusté par PAHFIT.

PAHFIT permet ainsi de tracer le spectre d'émission ajusté (voir Figure B.1), indiquant les différentes caractéristiques d'émission des poussières, les raies atomiques et les continums. Il génère aussi un rapport indiquant toutes les émissions, leur largeur à mi-hauteur, leur largeur équivalente et leur puissance.

PAHFIT a été utilisé par [Stock et al. \(2013\)](#) où une étude dans les IRP, IRM et ondes radio d'une région riche en HII (IRAS 12063-6259) a permis de suggérer que, de manière générale, corriger l'extinction n'impacte pas de manière significative les rapports de HAP. On retrouve aussi PAHFIT dans [Treyer et al. \(2010\)](#).

Références

- Agertz, O. & Kravtsov, A. V. 2015, *The Astrophysical Journal*, 804, 18
- Allamandola, L. J., Hudgins, D. M., & Sandford, S. A. 1999, *ApJ*, 511, L115
- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R. 1985, *The Astrophysical Journal Letters*, 290, L25
- Allen, R. J., Le Bourlot, J., Lequeux, J., Pineau des Forets, G., & Roueff, E. 1995, *ApJ*, 444, 157
- Allen, R. J. & Lequeux, J. 1993, *The Astrophysical Journal Letters*, 410, L15
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 518, L102
- Aniano, G., Draine, B. T., Gordon, K. D., & Sandstrom, K. 2011, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 123, 1218
- Ann, H. B., Seo, M., & Ha, D. K. 2015, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 217, 27
- Azimlu, M., Marciniak, R., & Barmby, P. 2011, *The Astronomical Journal*, 142, 139
- Baldry, I. K., Glazebrook, K., Brinkmann, J., et al. 2004, *The Astrophysical Journal*, 600, 681
- Barmby, P., Ashby, M. L. N., Bianchi, L., et al. 2006, *ApJ*, 650, L45
- Barnes, J. E. & Hernquist, L. E. 1991, *The Astrophysical Journal Letters*, 370, L65
- Baum, W. A. 1959, *PASP*, 71, 106
- Belfiore, F., Maiolino, R., Bundy, K., et al. 2018, *MNRAS*, 477, 3014
- Belfiore, F., Maiolino, R., Maraston, C., et al. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 461, 3111
- Bender, R., Kormendy, J., Bower, G., et al. 2005, *ApJ*, 631, 280
- Benson, A. J. 2010, *Physics Reports*, 495, 33

- Bertoldi, F. 1989, *ApJ*, 346, 735
- Bertsekas, D. & Tsitsiklis, J. 2002, *Introduction to Probability*, Athena Scientific books (Athena Scientific)
- Beuther, H., Churchwell, E. B., McKee, C. F., & Tan, J. C. 2007, *Protostars and Planets V*, 165
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, *The Astronomical Journal*, 136, 2846
- Blanc, G. A., Heiderman, A., Gebhardt, K., Evans, N. J., & Adams, J. 2009, *ApJ*, 704, 842
- Blanc, G. A., Weinzirl, T., Song, M., et al. 2013, *AJ*, 145, 138
- Bland-Hawthorn, J. & Gerhard, O. 2016, *ARA&A*, 54, 529
- Blanton, M. R. & Moustakas, J. 2009, *ARA&A*, 47, 159
- Block, D. L., Bournaud, F., Combes, F., et al. 2006, *Nature*, 443, 832
- Bodenheimer, P. 1995, *ARA&A*, 33, 199
- Boissier, S. 2013, *Star Formation in Galaxies*, ed. T. D. Oswalt & W. C. Keel, Vol. 6, 141
- Boissier, S., Gil de Paz, A., Boselli, A., et al. 2007, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 173, 524
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013, *ARA&A*, 51, 207
- Bournaud, F. & Combes, F. 2003, *A&A*, 401, 817
- Bowen, I. S. & Vaughan, Jr., A. H. 1973, *Appl. Opt.*, 12, 1430
- Braine, J., Gratier, P., Kramer, C., et al. 2010, *A&A*, 518, L69
- Braun, R., Thilker, D. A., Walterbos, R. A. M., & Corbelli, E. 2009, *The Astrophysical Journal*, 695, 937
- Bressan, A., Granato, G. L., & Silva, L. 1998, *A&A*, 332, 135
- Bressan, A., Granato, G. L., & Silva, L. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 332, 135
- Brook, C. B., Stinson, G. S., Gibson, B. K., et al. 2012, *MNRAS*, 426, 690
- Buat, V. 1992, *A&A*, 264, 444
- Buat, V., Donas, J., & Deharveng, J. M. 1987, *A&A*, 185, 33
- Callingham, T. M., Cautun, M., Deason, A. J., et al. 2019, *MNRAS*, 484, 5453
- Calzetti, D., Kennicutt, R. C., Engelbracht, C. W., et al. 2007, *ApJ*, 666, 870
- Calzetti, D., Wu, S.-Y., Hong, S., et al. 2010, *ApJ*, 714, 1256

- Cappellari, M., Emsellem, E., Krajnović, D., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 813
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Ceverino, D., Klypin, A., Klimek, E. S., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442, 1545
- Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763
- Chemin, L., Carignan, C., & Foster, T. 2009, *ApJ*, 705, 1395
- Chenu, J.-Y., Navarrini, A., Bortolotti, Y., et al. 2016, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 6, 223
- Chomiuk, L. & Povich, M. S. 2011, *AJ*, 142, 197
- Combes, F. 1991, *ARA&A*, 29, 195
- Combes, F. 2015, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 11, 240–246
- Conselice, C. J., Wilkinson, A., Duncan, K., & Mortlock, A. 2016, *ApJ*, 830, 83
- Cook, D. O., Dale, D. A., Johnson, B. D., et al. 2014, *MNRAS*, 445, 881
- Corbelli, E., Braine, J., Bandiera, R., et al. 2017, *A&A*, 601, A146
- Corbelli, E., Lorenzoni, S., Walterbos, R., Braun, R., & Thilker, D. 2010, *A&A*, 511, A89
- Corsini, E. M., MÃ©ndez-Abreu, J., Pastorello, N., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 423, L79
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792
- Dan, M., Neri, R., & Sievers, A. 2008, *VizieR Online Data Catalog*, 1
- Dassa-Terrier, J., Melchior, A.-L., & Combes, F. 2019, *A&A*, 625, A148
- Davis, T. A., Young, L. M., Crocker, A. F., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 444, 3427
- de Grijs, R. & Bono, G. 2014, *AJ*, 148, 17
- de Vaucouleurs, G. & Corwin, Jr., H. G. 1985, *ApJ*, 295, 287
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, Jr., H. G., et al. 1991, *S&T*, 82, 621
- del Burgo, C., Mediavilla, E., & Arribas, S. 2000, *The Astrophysical Journal*, 540, 741
- Dickman, R. L., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1986, *ApJ*, 309, 326
- Dong, H., Olsen, K., Lauer, T., et al. 2018, *MNRAS*, 478, 5379
- Draine, B. T. 2011, *ApJ*, 732, 100

- Draine, B. T. 2011, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* by Bruce T. Draine. Princeton University Press, 2011. ISBN : 978-0-691-12214-4
- Draine, B. T., Aniano, G., Krause, O., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 780, 172
- Dressler, A. 1984, *ApJ*, 286, 97
- Dressler, A. & Richstone, D. O. 1988, *ApJ*, 324, 701
- Eales, S. A., Baes, M., Bourne, N., et al. 2018, *MNRAS*, 481, 1183
- Efstathiou, G. 1992, *MNRAS*, 256, 43P
- Elmegreen, B. G., Herrera, C., Rubio, M., et al. 2018, *The Astrophysical Journal Letters*, 859, L22
- Emsellem, E. & Combes, F. 1997, *A&A*, 323, 674
- Fan, Z., Li, Z., & Zhao, G. 2018, *The Astronomical Journal*, 156, 191
- Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, *ApJS*, 154, 10
- Feigelson, E. & Babu, G. 2012, *Modern Statistical Methods for Astronomy : With R Applications* (Cambridge University Press)
- Feller, W. 2008, *AN INTRODUCTION TO PROBABILITY : THEORY AND ITS APPLICATIONS*, 3RD ED, Wiley series in probability and mathematical statistics No. vol. 1 (Wiley India Pvt. Limited)
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1999, arXiv Astrophysics e-prints
- Ford, G. P., Gear, W. K., Smith, M. W. L., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 769, 55
- Freeman, K. & Bland-Hawthorn, J. 2002, *ARA&A*, 40, 487
- Freundlich, J. 2017, in *Galaxy Evolution Across Time*, 81
- Freundlich, J., Combes, F., Tacconi, L. J., et al. 2013, *A&A*, 553, A130
- Freundlich, J., Combes, F., Tacconi, L. J., et al. 2019, *A&A*, 622, A105
- Fudamoto, Y., Ivison, R. J., Oteo, I., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 472, 2028
- Fukui, Y., Mizuno, N., Yamaguchi, R., et al. 1999, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 51, 745
- Fumagalli, M., Labbé, I., Patel, S. G., et al. 2014, *ApJ*, 796, 35
- Geehan, J. J., Fardal, M. A., Babul, A., & Guhathakurta, P. 2006, *MNRAS*, 366, 996
- Genzel, R., Eisenhauer, F., & Gillessen, S. 2010, *Reviews of Modern Physics*, 82, 3121

- Genzel, R., Tacconi, L. J., Combes, F., et al. 2012, *ApJ*, 746, 69
- Genzel, R., Tacconi, L. J., Kurk, J., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 773, 68
- Genzel, R., Tacconi, L. J., Lutz, D., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 800, 20
- Gewers, F. L., Ferreira, G. R., de Arruda, H. F., et al. 2018, *ArXiv e-prints*, 1804, arXiv :1804.02502
- Ghez, A. M., Duchêne, G., Matthews, K., et al. 2003, *ApJ*, 586, L127
- Gil de Paz, A., Boissier, S., Madore, B. F., et al. 2007, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 173, 185
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., et al. 2009, *ApJ*, 692, 1075
- Gnedin, N. Y. & Ostriker, J. P. 1997, *The Astrophysical Journal*, 486, 581
- Gordon, K. D., Bailin, J., Engelbracht, C. W., et al. 2006, *ApJ*, 638, L87
- Gordon, K. D., Engelbracht, C. W., Rieke, G. H., et al. 2008, *ApJ*, 682, 336
- Gratier, P., Bron, E., Gerin, M., et al. 2017, *A&A*, 599, A100
- Greif, T. H., Johnson, J. L., Bromm, V., & Klessen, R. S. 2007, *ApJ*, 670, 1
- Groves, B., Krause, O., Sandstrom, K., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 426, 892
- Guedes, J., Callegari, S., Madau, P., & Mayer, L. 2011, *The Astrophysical Journal*, 742, 76
- Gunn, J. E., Carr, M., Rockosi, C., et al. 1998, *AJ*, 116, 3040
- Gunn, J. E., Siegmund, W. A., Mannery, E. J., et al. 2006, *AJ*, 131, 2332
- Haas, M., Klaas, U., & Bianchi, S. 2002, *A&A*, 385, L23
- Haiman, Z., Rees, M. J., & Loeb, A. 1997, *The Astrophysical Journal*, 476, 458
- Hao, C.-N., Kennicutt, R. C., Johnson, B. D., et al. 2011, *ApJ*, 741, 124
- Hemachandra, D., Barmby, P., Peeters, E., et al. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454, 818
- Heyer, M. H. & Peter Schloerb, F. 1997, *ApJ*, 475, 173
- Ho, L. C. 2009, *ApJ*, 699, 626
- Hopkins, P. F., KereÅj, D., OÃ±orbe, J., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 445, 581
- Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 18

- Hubble, E. 1937, *Ciel et Terre*, 53, 194
- Hughes, A., Meidt, S., Colombo, D., et al. 2015, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 11, 30–37
- Iglesias-Páramo, J., Buat, V., Takeuchi, T. T., et al. 2006, *ApJS*, 164, 38
- Immer, K., Schuller, F., Omont, A., & Menten, K. M. 2012, *A&A*, 537, A121
- Iverson, R. J., Lewis, A. J. R., Weiss, A., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 832, 78
- Jacoby, G. H., Hunter, D. A., & Christian, C. A. 1984, *ApJS*, 56, 257
- Jolliffe, I. 2002, *Principal component analysis* (New York : Springer Verlag)
- Kauffmann, G., Heckman, T. M., Tremonti, C., et al. 2003, *MNRAS*, 346, 1055
- Kelvin, L. S., Bremer, M. N., Phillipps, S., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 477, 4116
- Kelvin, L. S., Driver, S. P., Robotham, A. S. G., et al. 2014a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 439, 1245
- Kelvin, L. S., Driver, S. P., Robotham, A. S. G., et al. 2014b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 444, 1647
- Kennicutt, R. C. & Evans, N. J. 2012, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 50, 531
- Kennicutt, R. C. & Evans, N. J. 2012, *ARA&A*, 50, 531
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998a, *The Astrophysical Journal*, 498, 541
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998b, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 36, 189
- Kennicutt, Jr., R. C., Calzetti, D., Walter, F., et al. 2007, *ApJ*, 671, 333
- King, I. R., Stanford, S. A., & Crane, P. 1995, *AJ*, 109, 164
- Koda, J., Okuda, T., Nakanishi, K., et al. 2005, *A&A*, 431, 887
- Kormendy, J. 1988, *ApJ*, 325, 128
- Kormendy, J. & Kennicutt, Jr., R. C. 2004, *ARA&A*, 42, 603
- Krabbe, A., Sternberg, A., & Genzel, R. 1994, *The Astrophysical Journal*, 425, 72
- Kruijssen, J. M. D., Longmore, S. N., Elmegreen, B. G., et al. 2014, *MNRAS*, 440, 3370
- Krumholz, M. R. 2015, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 412, *Very Massive Stars in the Local Universe*, ed. J. S. Vink, 43
- Krumholz, M. R. & Thompson, T. A. 2012, *ApJ*, 760, 155

- Larson, R. B. 1974, MNRAS, 169, 229
- Lauer, T. R., Faber, S. M., Ajhar, E. A., Grillmair, C. J., & Scowen, P. A. 1998, AJ, 116, 2263
- Lauer, T. R., Faber, S. M., Groth, E. J., et al. 1993, AJ, 106, 1436
- Leavitt, H. S. & Pickering, E. C. 1912, Harvard College Observatory Circular, 173, 1
- Leger, A. & Puget, J. L. 1984, Astronomy and Astrophysics, 137, L5
- Lequeux, J., Falgarone, E., & Ryter, C. 2002, Le milieu interstellaire, Savoirs actuels (EDP Sciences)
- Leroy, A. K., Bolatto, A., Gordon, K., et al. 2011, ApJ, 737, 12
- Leroy, A. K., Walter, F., Bigiel, F., et al. 2009, The Astronomical Journal, 137, 4670
- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., et al. 2008, The Astronomical Journal, 136, 2782
- Leroy, A. K., Walter, F., Sandstrom, K., et al. 2013, The Astronomical Journal, 146, 19
- Lewis, A. R., Simones, J. E., Johnson, B. D., et al. 2017, The Astrophysical Journal, 834, 70
- Li, A. & Draine, B. T. 2002, ApJ, 572, 232
- Li, Z., Garcia, M. R., Forman, W. R., et al. 2011, ApJ, 728, L10
- Li, Z., Li, Z., Zhou, P., et al. 2018, arXiv e-prints
- Li, Z., Wang, Q. D., & Wakker, B. P. 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 397, 148
- Licquia, T. C. & Newman, J. A. 2015, ApJ, 806, 96
- Loeb, A. & Furlanetto, S. R. 2013, The first galaxies in the universe, Princeton Series in Astrophysics (Princeton, NJ : Princeton University Press)
- Loinard, L. & Allen, R. J. 1998, The Astrophysical Journal, 499, 227
- Longmore, S. N., Bally, J., Testi, L., et al. 2013, MNRAS, 429, 987
- Madden, S. C. 2000, New A Rev., 44, 249
- Martig, M. & Bournaud, F. 2008, MNRAS, 385, L38
- Martin, D. C., Fanson, J., Schiminovich, D., et al. 2005, The Astrophysical Journal Letters, 619, L1
- Martin, D. C., Wyder, T. K., Schiminovich, D., et al. 2007, ApJS, 173, 342
- Mateo, M. L. 1998, ARA&A, 36, 435

- McConnachie, A. W., Irwin, M. J., Ferguson, A. M. N., et al. 2005, *MNRAS*, 356, 979
- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2002, *Nature*, 416, 59
- McMillan, P. J. 2011, *MNRAS*, 414, 2446
- McMillan, P. J. 2017, *MNRAS*, 465, 76
- Meidt, S. E., Schinnerer, E., Knapen, J. H., et al. 2012, *ApJ*, 744, 17
- Melchior, A.-L. & Combes, F. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 536, A52
- Melchior, A.-L. & Combes, F. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 549, A27
- Melchior, A.-L. & Combes, F. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 585, A44
- Melchior, A.-L. & Combes, F. 2017, *Astronomy and Astrophysics*, 607, L7
- Melchior, A.-L., Viallefond, F., Guélin, M., & Neininger, N. 2000, *MNRAS*, 312, L29
- Miville-Deschênes, M.-A., Murray, N., & Lee, E. J. 2017, *The Astrophysical Journal*, 834, 57
- Mo, H., van den Bosch, F. C., & White, S. 2010, *Galaxy Formation and Evolution*
- Motte, F., Bontemps, S., & Louvet, F. 2018, *ARA&A*, 56, 41
- Murphy, E. J., Condon, J. J., Schinnerer, E., et al. 2011, *ApJ*, 737, 67
- Murray, N. 2011, *The Astrophysical Journal*, 729, 133
- Murray, N., Quataert, E., & Thompson, T. A. 2010, *ApJ*, 709, 191
- Mutch, S. J., Croton, D. J., & Poole, G. B. 2011, *The Astrophysical Journal*, 736, 84
- Myers, P. C. 2009, *ApJ*, 700, 1609
- Nieten, C., Neininger, N., Guélin, M., et al. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 453, 459
- Olsen, K. A. G., Blum, R. D., Stephens, A. W., et al. 2006, *AJ*, 132, 271
- Onodera, S., Kuno, N., Tosaki, T., et al. 2010, *ApJ*, 722, L127
- Oort, J. H. & Spitzer, Jr., L. 1955, *ApJ*, 121, 6
- Oudemans, J. & Bosscha, J. 1903, *Galilée et Marius*
- Panuzzo, P., Rampazzo, R., Bressan, A., et al. 2011, *A&A*, 528, A10
- Patel, E., Besla, G., & Mandel, K. 2017, *MNRAS*, 468, 3428
- Peeters, E., Mattioda, A. L., Hudgins, D. M., & Allamandola, L. J. 2004a, *ApJ*, 617, L65
- Peeters, E., Spoon, H. W. W., & Tielens, A. G. G. M. 2004b, *ApJ*, 613, 986

- Petrosian, V., Silk, J., & Field, G. B. 1972, *ApJ*, 177, L69
- Phelps, S., Nusser, A., & Desjacques, V. 2013, *ApJ*, 775, 102
- Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, *A&A*, 518, L1
- Ponti, G., George, E., Scaringi, S., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 468, 2447
- Prada, F., Klypin, A. A., Simonneau, E., et al. 2006, *ApJ*, 645, 1001
- Querejeta, M., Meidt, S. E., Schinnerer, E., et al. 2015, *ApJS*, 219, 5
- Rahmani, S., Lianou, S., & Barmby, P. 2016, *MNRAS*, 456, 4128
- Rampazzo, R., Panuzzo, P., Vega, O., et al. 2013, *MNRAS*, 432, 374
- Ranalli, P., Comastri, A., & Setti, G. 2003, *A&A*, 399, 39
- Rebolledo, D., Wong, T., Xue, R., et al. 2015, *ApJ*, 808, 99
- Ribas, I., Jordi, C., Vilardell, F., et al. 2005, *ApJ*, 635, L37
- Rieke, G. H., Alonso-Herrero, A., Weiner, B. J., et al. 2009, *ApJ*, 692, 556
- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. 2004, *ApJS*, 154, 25
- Riess, A. G., Fliri, J., & Valls-Gabaud, D. 2012, *apj*, 745, 156
- Rosolowsky, E. 2007, *ApJ*, 654, 240
- Rosolowsky, E. & Leroy, A. 2006, *PASP*, 118, 590
- Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., & Bosma, A. 2001, *A&A*, 372, 427
- Rubin, V. C. & Ford, Jr., W. K. 1971, *ApJ*, 170, 25
- Salak, D., Nakai, N., Hatakeyama, T., & Miyamoto, Y. 2016, *The Astrophysical Journal*, 823, 68
- Salama, F. 2008, in *IAU Symposium*, Vol. 251, *Organic Matter in Space*, ed. S. Kwok & S. Sanford, 357–366
- Salim, S., Dickinson, M., Michael Rich, R., et al. 2009, *ApJ*, 700, 161
- Salomé, Q., Salomé, P., Miville-Deschênes, M.-A., Combes, F., & Hamer, S. 2017, *Astronomy and Astrophysics*, 608, A98
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., et al. 1988, *ApJ*, 325, 74
- Sandstrom, K. M., Leroy, A. K., Walter, F., et al. 2013, *ApJ*, 777, 5
- Schawinski, K., Urry, C. M., Simmons, B. D., et al. 2014, *MNRAS*, 440, 889

- Schmidt, M. 1959, *The Astrophysical Journal*, 129, 243
- Schruba, A., Leroy, A. K., Walter, F., et al. 2011, *ApJ*, 142, 37
- Schruba, A., Leroy, A. K., Walter, F., Sandstrom, K., & Rosolowsky, E. 2010, *ApJ*, 722, 1699
- Schuster, K.-F., Boucher, C., Brunswig, W., et al. 2004, *A&A*, 423, 1171
- Seigar, M. S., Barth, A. J., & Bullock, J. S. 2008, *MNRAS*, 389, 1911
- Sick, J., Courteau, S., Cuillandre, J.-C., et al. 2015, in *IAU Symposium*, Vol. 311, *Galaxy Masses as Constraints of Formation Models*, ed. M. Cappellari & S. Courteau, 82–85
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Smethurst, R. J., Lintott, C. J., Simmons, B. D., et al. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450, 435
- Smith, J. D. T., Draine, B. T., Dale, D. A., et al. 2007, *ApJ*, 656, 770
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *The Astrophysical Journal*, 319, 730
- Sparke, L. S. & Gallagher, III, J. S. 2007, *Galaxies in the Universe : An Introduction* (Cambridge University Press)
- Spoon, H. W. W., Marshall, J. A., Houck, J. R., et al. 2007, *The Astrophysical Journal Letters*, 654, L49
- Stecher, T. P. & Williams, D. A. 1967, *ApJ*, 149, L29
- Steiner, J. E., Menezes, R. B., Ricci, T. V., & Oliveira, A. S. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 395, 64
- Steinicke, W. 2010, *Observing and Cataloguing Nebulae and Star Clusters : From Herschel to Dreyer's New General Catalogue* (Cambridge University Press)
- Stock, D. J., Peeters, E., Tielens, A. G. G. M., Otaguro, J. N., & Bik, A. 2013, *ApJ*, 771, 72
- Strateva, I., Ivezić, \vec{Z} ., Knapp, G. R., et al. 2001, *AJ*, 122, 1861
- Sturm, E., Schweitzer, M., Lutz, D., et al. 2005, *The Astrophysical Journal Letters*, 629, L21
- Tabatabaei, F. S. & Berkhuijsen, E. M. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 517, A77
- Tacconi, L. J., Genzel, R., Neri, R., et al. 2010, *Nature*, 463, 781
- Tacconi, L. J., Genzel, R., Saintonge, A., et al. 2018, *The Astrophysical Journal*, 853, 179
- Tacconi, L. J., Neri, R., Genzel, R., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 768, 74

- Tamm, A., Tempel, E., Tenjes, P., Tihhonova, O., & Tuvikene, T. 2012, *A&A*, 546, A4
- Tan, J. C., Beltrán, M. T., Caselli, P., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 149
- Taylor, E. N., Hopkins, A. M., Baldry, I. K., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 2144
- Tonry, J. L. 1984, *ApJ*, 283, 27
- Tonry, J. L. 1987, *ApJ*, 322, 632
- Tremaine, S. 1995, *AJ*, 110, 628
- Treyer, M., Schiminovich, D., Johnson, B. D., et al. 2010, *ApJ*, 719, 1191
- Tsvetkova, K., Dimitrijević, M., & Tsvetkov, M. 2015, in *Publ. Astron. Soc. “Rudjer Bosković”*, Vol. 17, Proceedings of the IX Bulgarian-Serbian Astronomical Conference : Astrominformatics (IX BSACA) Sofia, Bulgaria, July 2-4, 2014, ed. M. K. Tsvetkov, M. S. Dimitrijević, O. Kounchev, D. Jevremović, & K. Tsvetkova, 171–177
- Tully, R. B., Courtois, H. M., & Sorce, J. G. 2016, *AJ*, 152, 50
- Tully, R. B., Mould, J. R., & Aaronson, M. 1982, *The Astrophysical Journal*, 257, 527
- Uchida, K. I., Sellgren, K., & Werner, M. 1998, *ApJ*, 493, L109
- van der Tak, F. F. S., Black, J. H., Schöier, F. L., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. 2007, *A&A*, 468, 627
- Verley, S., Hunt, L. K., Corbelli, E., & Giovanardi, C. 2007, *A&A*, 476, 1161
- Viaene, S., Fritz, J., Baes, M., et al. 2014, *A&A*, 567, A71
- Viaene, S., Fritz, J., Baes, M., et al. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 567, A71
- Vilardell, F., Jordi, C., & Ribas, I. 2007, *A&A*, 473, 847
- Vilardell, F., Ribas, I., & Jordi, C. 2006, *A&A*, 459, 321
- Vulcani, B., Marchesini, D., De Lucia, G., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 816, 86
- Walch, S., Naab, T., Whitworth, A., Burkert, A., & Gritschneider, M. 2010, *MNRAS*, 402, 2253
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 1
- Williams, T. G., Gear, W. K., & Smith, M. W. L. 2018, *MNRAS*, 479, 297
- Wilson, R. W., Jefferts, K. B., & Penzias, A. A. 1970, *ApJ*, 161, L43
- Wyder, T. K., Martin, D. C., Schiminovich, D., et al. 2007, *ApJS*, 173, 293
- Xie, Y., Ho, L. C., Li, A., & Shanguan, J. 2018, *ApJ*, 860, 154
- Yusef-Zadeh, F., Hewitt, J. W., Arendt, R. G., et al. 2009, *ApJ*, 702, 178

Zhang, W. M., Soria, R., Zhang, S. N., Swartz, D. A., & Liu, J. F. 2009, *ApJ*, 699, 281

Zinnecker, H. & Yorke, H. W. 2007, *ARA&A*, 45, 481

RÉSUMÉ

La galaxie M31 présente une morphologie atypique pour une galaxie spirale avec sa structure en deux anneaux (un anneau intérieur, excentré à 1 kpc et un anneau extérieur à 10 kpc) dans lesquels on trouve la majorité de sa masse gazeuse. Avec une région circum-nucléaire peu dense en gaz et dont la formation d'étoiles est particulièrement passive, il semble que le réservoir de gaz du noyau d'Andromède soit épuisé. L'origine de cette situation est encore débattue. Entre autres, on propose l'effet des rétroactions stellaires suite à des sursauts de formation d'étoiles récentes, une chute du gaz dans le trou noir central ou encore une collision avec la galaxie M32 qui aurait redistribué le gaz. Cette thèse se propose d'explorer la densité de gaz dans les 165 pc centraux de M31 avec des données interférométriques. Tout d'abord, à l'aide d'un algorithme d'identification permettant d'extraire des signaux peu intenses, nous produisons un catalogue de 12 nuages moléculaires. Dans un second temps, en nous appuyant sur des données GALEX, SDSS, 2MASS et SPITZER, nous étudions la distribution d'énergie spectrale de cette région. Celle-ci est compatible avec un modèle combinant une contribution significative d'étoiles âgées de 8 Ga et une contribution plus modeste d'étoiles de 200 Ma. L'étude des hydrocarbures aromatiques polycycliques dans la zone d'influence du trou noir est compatible avec l'existence d'un récent pic de formation d'étoiles. Nous proposons une nouvelle carte de la densité de surface de formation d'étoiles dans le noyau de M31. Nos travaux confirment la faible densité de gaz et de formation d'étoiles dans la région, nous estimons la masse de gaz totale à $8.4 \times 10^4 M_{\odot}$ et posons une borne supérieure égale à $1.2 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$ pour la densité de surface de formation d'étoiles.

MOTS CLÉS

M31 - Formation d'étoiles - Milieu interstellaire - Radio astronomie - Nuages Moléculaire

ABSTRACT

The galaxy M31 shows an atypical morphology for a spiral galaxy, with its two rings structure (the eccentric 1 kpc inner ring and the outer 10 kpc ring) which contains most of its gaz mass. Its circum-nuclear region is empty and star formation seems absent, leading us to expect Andromeda's nucleus gaz reservoir to be depleted. Explanations for this phenomenon are still up for debate. The main hypothesis include stellar feedback triggered by a recent starburst, gaz infall in the black hole or a head-on collision with M32 which could have redistributed the gaz. In this thesis, we use interferometric data to explore the gaz density within the central 165 pc of M31. We produce a 12 molecular clouds catalog and rely on GALEX, SDSS, 2MASS and SPITZER data to study the spectral energy distribution. It showed to be consistent with a combination models with a strong contribution of a 8 Gyr old stellar population and a modest contribution of 200 Myr old stellar population. The study of the polycyclic aromatic hydrocarbon in the black hole sphere of influence is compatible with the existence of a recent starburst. We create a new star formation rate map for M31 nucleus. Our work confirms the low density of molecular gaz and star formation in the circum-nuclear region. We estimate the total gas mass $8.4 \times 10^4 M_{\odot}$ and set an upper limit for the surface density star formation rate $1.2 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$.

KEYWORDS

M31 - Star formation - Interstellar medium - Radio astronomy - Molecular Clouds