



HAL
open science

Etude approfondie de la galaxie spirale de type floclent NGC 4414. Dynamique, milieu interstellaire et formation d'étoiles.

Olivier Vallejo

► **To cite this version:**

Olivier Vallejo. Etude approfondie de la galaxie spirale de type floclent NGC 4414. Dynamique, milieu interstellaire et formation d'étoiles.. Astrophysique [astro-ph]. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2003. Français. NNT: . tel-00002865

HAL Id: tel-00002865

<https://theses.hal.science/tel-00002865>

Submitted on 22 May 2003

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

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par **Olivier VALLEJO**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : ASTRONOMIE - ASTROPHYSIQUE

ÉTUDE APPROFONDIE DE LA GALAXIE SPIRALE DE TYPE FLOCULENT NGC 4414. DYNAMIQUE, MILIEU INTERSTELLAIRE ET FORMATION D'ÉTOILES

Soutenue le : 14 mars 2003

Après avis de :

Mme Françoise Combes **Rapporteurs**
Mr Hervé Wozniak

Devant la commission d'examen formée de :

M ^r Jean-Louis Masnou	Professeur, Université Bordeaux I	Président
M ^{me} Françoise Combes	Astronome, LERMA, Observatoire de Paris-Meudon	Rapporteur
M ^r Hervé Wozniak	Astronome adjoint, LAM, Observatoire de Marseille	Rapporteur
M ^r Alain Baudry	Astronome, Observatoire de Bordeaux	Directeur de Thèse
M ^r Jonathan Braine	Astronome adjoint, Observatoire de Bordeaux	Directeur de Thèse
M ^{me} Véronique Buat	Maître de conférence, Université Aix-Marseille III	Examineur

À mon grand père,
À mes parents,
À Stéphanie,

« What are galaxies? No one knew before 1900. Very few people knew in 1920. All astronomers knew after 1924. »

Edwin Hubble (Atlas de Galaxies, 1961)

Résumé

Ce projet de thèse consiste en l'étude de la dynamique de la galaxie spirale NGC 4414 via une grande mosaïque d'observations de la raie de CO(1-0) avec l'interféromètre du Plateau de Bure, ainsi que des observations multi longueurs d'onde profondes du Télescope Spatial Hubble. Les objectifs de cette thèse sont de déterminer si les bras spiraux de NGC 4414 sont persistants mais aussi d'obtenir une mesure du rapport masse sur luminosité stellaire, le but final étant d'estimer la masse et l'étendue de la matière noire dans NGC 4414. Le modèle de masse est fortement contraint par notre courbe de rotation CO(1-0) à haute résolution et par les observations HST dans les bandes B, V et I. En supposant que le profil de masse stellaire suit le profil de lumière en bande I dans la région centrale pauvre en poussière et en gaz, et au delà de l'anneau moléculaire, et en reproduisant fidèlement la courbe de rotation CO dans la région centrale, la distribution de masse a pu être déterminée précisément et le rapport M/L stellaire mesuré en fonction du rayon galactocentrique. A posteriori, nous avons trouvé que le modèle de masse était équivalent à la distribution de lumière en bande K' avec un rapport M/L constant proche de $0.5 M_{\odot}/L_{\odot}$, parce que l'extinction est faible à $2.1 \mu\text{m}$. Je montre que l'utilisation d'un rapport M/L constant aux longueurs d'onde optiques, comme c'est le cas pour les modèles de disque maximum, est fortement déconseillé.

Les observations interférométriques CO ne nous donne pas seulement une courbe de rotation à haute résolution, elles peuvent permettre de mesurer des mouvements non circulaires, de "streaming", qui peuvent être dus à des bras spiraux, si ceux-ci sont persistants. Aucun signe de mouvement de "streaming" n'a été trouvé, puisque les mouvements non circulaires sont 5 à 10 fois plus faibles que dans la galaxie "grand design" M 51. L'émission de la raie de H₂ S(1-0) n'a pas été détectée, indiquant une absence de chocs violents. Nous avons mis en évidence une différence structurale majeure entre NGC 4414 et M 51 (et d'autres galaxies du même type) en dépit d'une luminosité, d'une masse de gaz et d'un taux de formation d'étoiles semblables. Le contraste bras-interbras est plus faible dans NGC 4414, comme attendu, mais celui-ci augmente fortement en fonction du rayon dans M 51, alors qu'il reste constant dans NGC 4414. J'aboutis à la conclusion qu'il n'y a pas de structure spirale persistante dans NGC 4414.

Abstract

My PhD thesis deals with the study of the dynamics of the spiral galaxy NGC 4414 for which I have used a six-field CO(1-0) mosaic obtained from IRAM Plateau de Bure observations and deep multiwavelength Hubble Space Telescope Observations. The goals of the thesis were to determine whether the spiral armlets in NGC 4414 are long-lived and to obtain a measure of the stellar mass-to-light ratio, the ultimate goal being to estimate the mass and extent of the dark matter surrounding NGC 4414. The mass model is strongly constrained by our high-resolution (interferometric) CO(1-0) rotation curve and HST observations in the B, V and I bands.

By assuming that the stellar mass follows I-band light in the unobscured center and beyond the highly extinguished molecular ring and fitting the well-determined CO rotation curve in the nuclear ring region, the mass distribution was determined quite precisely and the stellar M/L ratio measured as a function of radius. A posteriori, the mass model was found to be equivalent to the K' band light distribution with a constant mass-to-light ratio at nearly $0.5 M_{\odot}/L_{\odot}$, because the extinction has little effect at $2.1 \mu\text{m}$. I show that it is nearly worthless to use a constant M/L ratio at optical wavelengths for a spiral galaxy, as is often done with the so-called maximum disk models.

The interferometric CO observations not only yield a high-resolution rotation curve but can be used to measure non-circular, possibly streaming, motions which could be due to the spiral armlets if long-lived. No sign of streaming motions is found, such that any streaming is a factor 5-10 lower in velocity than in the grand design spiral M 51. No emission was detected in the H₂S(1-0) line, indicating a lack of strong shocks. A major structural difference was found between NGC 4414 and M 51 (and other grand design spirals) despite their similar luminosity, gas mass, and star formation rates. The arm-interarm contrast is much lower in NGC 4414 than M 51, as expected, but also the contrast rises dramatically with radius in M 51 whereas it remains constant in NGC 4414. I reach the conclusion that there is no persistent spiral structure in NGC 4414.

Remerciements

Je voudrais en premier lieu remercier Jonathan Braine, mon directeur de thèse, pour tout le temps qu'il m'a consacré durant quatre années. J'ai eu beaucoup de chance d'avoir été dirigé par quelqu'un d'aussi compétent sur le plan scientifique mais aussi humain. Merci aussi de m'avoir fait aussi souvent confiance, je ne te remercierai jamais assez pour m'avoir permis de réaliser un de mes rêves en allant faire des observations au Chili. J'espère que tu transmettras ta passion de l'observation à d'autres thésards, en tout cas c'est tout le mal que je leur souhaite. Je tiens également à remercier Alain Baudry pour son écoute et son encadrement, il a su poser les jalons tout au long de cette thèse et recadrer mon travail quand il avait lieu de l'être. J'ai apprécié l'intérêt que tu as porté à cette étude de NGC 4414 malgré ton emploi du temps surchargé et tes grandes responsabilités dans le projet ALMA. Merci aussi de m'avoir remotiver quand je commençais à m'enliser dans les méandres de cette galaxie floculente.

Un travail de thèse se doit d'être examiné par des rapporteurs, aussi je tiens à remercier Françoise Combes et Hervé Wozniak, merci pour votre esprit critique et pour le soin que vous avez apporté à l'examen de mon travail, cela m'a permis de prendre du recul et d'envisager de nouvelles perspectives.

Je remercie Véronique Buat d'avoir répondu si rapidement pour être examinatrice de ma thèse, d'autant plus que tu n'as pas eu beaucoup de temps pour lire le manuscrit.

Je tiens à remercier Jean Louis Masnou pour avoir accepté d'être le président de mon jury de thèse. J'ai été très attentif à ses réflexions concernant à la fois mon travail et mon avenir.

Merci Jean d'avoir été mon parrain de thèse, toujours à l'écoute et attentif à la rigueur scientifique du travail que j'effectuais, j'ai particulièrement apprécié tes conseils et tes récits.

Merci Nathalie, Didier, Christine pour nos divers échanges astronomiques, j'ai toujours trouvé en vous des personnes à l'écoute et dont les conseils étaient judicieux.

Un grand merci à mon ami Sébastien, l'ardéchois, pour tous ces moments de franche rigolade pendant le DEA et pour son soutien tout au long de la thèse, merci aussi à " zombie " pour ses interventions orales mémorables... quel charlot!

Je tiens à remercier chaleureusement mon ami Johan, pour ta générosité et ta gentillesse,

bref pour ton coeur. J'ai encore en mémoire les soirées de rédaction pendant notre DEA et notre journée mémorable à Belin-Béliet.

Merci à ceux qui ont partagé mon bureau, merci Jean-luc pour la bonne humeur et la rigueur que tu as apportée. Un grand merci à Dad Tab pour tous ces bons moments passés ensemble, même si tu avais failli me rendre fou avec tes centaines de mails pour faire bipper mon ordinateur. Je ne trouve pas les mots pour remercier Essam, mon ami, (en pinçant l'épaule hyper fort), merci pour les kebabs d'un mètre, le doux son de ta voix après une canette de Coca, tes discours sur la gente féminine, ta sûreté à 100% qui restera légendaire. Enfin merci Yannick, dernier arrivé, à qui je souhaite une bonne thèse.

Un gros merci à mon 'frère' Simon, merci pour ta patience et pour ta gentillesse, pour ton talent d'épicier lors des parties de tarot, tes talents de photographes lors des tournois de basket, mais surtout j'ai été heureux de partager ces grands instants de baby avec toi, quel grand joueur!

Merci à toi, Valentine, ma petite sur de la radio, tu es vraiment quelqu'un de bien, merci aussi pour tous ces flans au coco, quel régal!

Merci Franck "il a mis tout son corps dans le panier" pour ton écoute et ton dynamisme, tu as été le fondateur de la 'dream team' de basket de l'obs. (échouer si près de la finale c'est rageant ...)

Merci Nico "in your face" looping, pour ta pêche et tes coups de gueule, a fait du bien! Merci aussi pour ces visites dans le bureau o jilo criait de rage après que tu lui aies rabaisé son fauteuil.

Merci philou d'avoir cru qu j'étais un charlot, un vrai, toi aussi tu n'es pas mal dans ton genre. J'ai particulièrement apprécié les soirées à la casa sotto!

Merci olive "Pégase", quel cosmos! Et quel joueur de baby! (= 1/johan)

Merci Nico "Lord Hamilton" pour m'avoir fait découvrir la palla, et pour avoir partagé tous ces moments sympas durant la thèse, j'ai beaucoup apprécié ton humilité, mais il faut que tu bosses l'anglais: Can I submit you the abstract during the december?

Merci Fish, toujours à l'écoute, disponible, c'est très agréable de discuter avec toi, merci aussi pour les leons de tennis, c'est promis j'essaierai de mettre la balle dans le court la prochaine fois au service ;)

Merci Eric, grand supporter de pingouins en short et autre grand amateur de pipas, je n'oublie pas toutes les fois où tu m'as ramené, j'espère qu'on aura l'occasion de voir Libourne au stade de France un jour!

Merci Hervé pour ces magnifiques parties de pêche et de rigolade (grâce à Willy!) , j'espère qu'on aura l'occasion de pêcher le bar ensemble.

Un merci spécial à Willy, le nîmois (personne n'est parfait ...) et Tatiana, la semaine passée

aux RAP restera inoubliable, en tout cas j'aurai appris qu'il ne faut surtout pas jouer aux cartes avec Willy après un bon cassoulet!

Merci aussi à ceux que j'ai ctoyé quotidiennement, Laetitia, Fabrice, Dob, Philippe, Michel Rap, Françoise, Bertrand, Eric, sans oublier la "role playing game" team, Felicia, Nico et la Planche.

Merci Stéphane pour m'avoir fait découvrir la grande équipe de Carignan, les "toniques tanches", dont nous avons défendue les couleurs toute une saison. Merci David, Fabrice et Philippe pour cette superbe journée au stade de France, quelle finale!

Merci aussi au service informatique de l'observatoire, Sylvie, Nadège et bien sur Jean-Pierre, merci JP d'avoir défendu les étudiants si souvent.

Merci à tout le personnel administratif de l'Observatoire. Cécile, Annick, Marie-Claire, Violette, merci pour votre gentillesse et votre disponibilité.

Je tiens à faire un remerciement spécial pour Marie-Claire Mauriès qui nous a quittés l'an passé, c'était quelqu'un de très sensible et qui aimait vraiment l'astronomie, elle m'a beaucoup encouragé au début de ma thèse.

Merci Céline, Eric, Vincent, Guylaine, Sophie et Fabien, Sandra, Wilfried, pour votre soutien durant la période de rédaction, un merci spécial à Céline et ses parents pour la super semaine passée en Bretagne, c'était génial.

Merci aux grignards, Galle, Olivier, Pascal, Fabien, Delphine, Estelle et Yann, on a vraiment passé une super semaine aux doctoriales, "faites le plein d'essenciel!"

Merci Domy pour ces super soirées d'observation passées en ta compagnie (ton Meade nous a rendus de fier service, malgré tout), tu peux désormais transmettre ta passion à Grégoire.

Merci Aurélien pour ta fantastique imitation du singe et pour tes théories abracadabran-tesques.

Je souhaite dire toute ma reconnaissance pour mes parents qui ont toujours cru en moi et qui m'ont donné la chance de poursuivre dans la voie que j'avais choisie, merci pour votre soutien de tous les instants.

Merci vivi, petite soeur modèle, tu es toujours là pour remonter le moral, tranquiiiiiiiille!!!

Je remercie aussi toute ma famille, merci d'être venu aussi nombreux assister à ma soutenance, je ne l'oublierais pas.

J'ai également une pensée pour mon grand-père, j'aurai aimé qu'il soit encore là pour voir ma soutenance, j'ai beaucoup pensé à lui pendant cette thèse.

Enfin merci Stéphanie, pour tout l'amour que tu me donnes quotidiennement, tu m'as toujours soutenu et j'ai toujours pu compter sur toi. Tu es la femme de ma vie, j'en suis très fier. Je remercie d'ailleurs au passage les organisateurs des doctoriales...

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
Introduction	1
I Présentation générale	5
1 NGC 4414, une galaxie spirale normale	7
1.1 Brève description	7
1.2 Pourquoi cette galaxie?	7
1.2.1 Une galaxie spirale plutôt axisymétrique	7
1.2.2 Isolement	9
1.2.3 Des données de très haute qualité	9
2 Intérêt de la molécule CO	13
2.1 Un traceur de l'hydrogène moléculaire H ₂	13
2.2 Un traceur de la dynamique du disque	15
II Réduction des données optiques du télescope spatial Hubble	17
1 Traitement des données	19
1.1 Calibration automatique	19
1.1.1 Correction des erreurs ADC	19
1.1.2 Soustraction du biais	20
1.1.3 Soustraction d'un superbias	20

1.1.4	Soustraction des superdarks	21
1.1.5	Correction de l'obturation	21
1.1.6	Application des "flat fields"	21
1.1.7	Correction de la surface des pixels	21
1.2	Préliminaire	22
1.3	Correction des mauvais pixels	23
1.3.1	Correction des "hot pixels"	23
1.3.2	Correction des rayons cosmiques	25
1.4	Alignement des images	26
1.4.1	Estimation des décalages	26
1.4.2	Calcul des décalages et rotations des images	27
1.5	Addition des images	28
1.5.1	La procédure "Drizzle", pour une super-résolution	28
1.5.2	Addition d'images "classique"	28
1.6	L'image finale couleur	29
1.6.1	Alignement des images	29
1.6.2	Création de l'image couleur	29
1.7	Mosaïques	29
1.8	Réduction des données de M 51	31
2	Photométrie avec la WFPC2	33
2.1	Calcul de la luminosité solaire	33
2.2	Magnitudes instrumentales	34
2.2.1	Flux par unité de longueur d'onde	34
2.2.2	Conversion en Johnson UBVRI et Cousins RI	35
2.3	Flux par unité de fréquence	37
3	Photométrie de la galaxie NGC 4414	39
3.1	Luminosité de la galaxie dans les zones externes	39
3.2	Détail du calcul d'incertitude	41
III	Réduction des données interférométriques du Plateau de Bure	45
1	Intérêt de l'interférométrie millimétrique	47

2	Réduction des données	49
2.1	Procédures de calibration	50
2.2	Mosaïque	54
2.3	Déconvolution	56
2.4	Calcul des moments	60
2.5	Combinaison antenne simple - interférométrie	63
IV	Le rapport $\frac{\text{Masse}}{\text{Luminosité}}$ dans la galaxie spirale NGC 4414	65
1	Contexte	67
2	Le milieu interstellaire dans NGC 4414	69
2.1	La composante gazeuse	70
2.1.1	Le gaz atomique neutre	70
2.1.2	Le gaz ionisé	73
2.1.3	Le gaz moléculaire	73
2.2	La poussière	77
3	Estimation de la distance de NGC 4414	81
4	Potentiel gravitationnel de NGC 4414	85
4.1	Equations mathématiques	85
4.2	Densité surfacique et courbe de rotation de NGC 4414	88
5	Conclusions et perspectives de l'article présenté dans l'Annexe A1	95
V	La structure spirale de la galaxie NGC 4414	101
1	Structure spirale	103
1.1	Ondes de densité spirales	103
1.1.1	Observations	104
1.1.2	Le problème de l'enroulement	105
1.2	Formation stochastique d'étoiles dans un disque en rotation	106
2	Recherche de mouvements de "streaming" dans NGC 4414	109
2.1	Méthode des résiduels	109
2.1.1	Résiduel du champ de vitesse CO(1-0)	109

2.1.2	Résiduel en bande I	111
2.1.3	Résiduel en bande K'	112
2.1.4	Image de la raie de H ₂ S(1-0)	112
2.2	Motif spiral et structures à grande échelle	114
3	Comparaison avec une galaxie de type "Grand Design" M 51	121
3.1	Mouvements de "streaming"	121
3.2	Contraste bras-interbras	124
VI	Conclusions et perspectives	127
A	Publications scientifiques	133
A.1	Le rapport M/L dans la galaxie NGC 4414	133
A.2	Le CO dans les galaxies naines de marée	147
A.3	La structure spirale de NGC 4414	169
B	Evaluation de la conduite du projet de thèse	187
B.1	Introduction	189
B.2	Eléments de contexte	189
B.2.1	Positionnement du projet	189
B.2.2	Positionnement du laboratoire	190
B.2.3	Place dans le projet	190
B.3	Ressources humaines et financières	191
B.3.1	Ressources humaines affectées au projet	191
B.3.2	Sources de financement	192
B.3.3	Dépenses	193
B.4	Gestion du projet	193
B.4.1	Préparation et cadrage	193
B.4.2	Conduite du projet	194
B.5	Connaissances et compétences développées dans le cadre de la thèse	195
B.5.1	Principaux domaines d'expertise	195
B.5.2	Savoir-faire, apprentissages	196
B.6	Retombées et principaux enseignements du projet	196

Introduction

Comprendre la structure des galaxies spirales est une tâche plutôt délicate tant les différences observationnelles sont grandes d'une galaxie à l'autre. Cette structure est intimement liée à leur évolution, mais comment se forment de telles structures, quels sont les mécanismes qui rentrent en jeu dans la pérennité de celles-ci? Ces questions sont longtemps restées sans réponse; aujourd'hui encore, les astronomes ne peuvent pas expliquer la diversité des structures spirales des galaxies avec une théorie unique.

La théorie des ondes de densité propose que les bras spiraux aient une origine gravitationnelle et que ce sont des structures massives où les étoiles ne font que passer. Les ondes spirales des galaxies sont des phénomènes dynamiques. Toomre (1964) pour les étoiles et Goldreich et Lynden-Bell (1965a,b) pour le gaz ont proposé une théorie locale, alors que Lindblad (1962) puis Lin et Shu (1964) ont proposé une théorie globale. Si cette théorie semble très bien expliquer la structure spirale d'une galaxie à deux bras symétriques comme M 51, il n'en est pas de même pour une galaxie dont la structure spirale est moins spectaculaire comme NGC 4414. L'interaction gravitationnelle avec une galaxie compagnon, la présence d'une barre centrale ou d'un bulbe massif sont des éléments favorables pour entretenir et amplifier une onde de densité dans un disque galactique. Or, NGC 4414 ne satisfait à aucun de ces critères, son aspect dit flocculent contraste fortement avec les galaxies dites "grand design" où la structure spirale à plusieurs bras est bien marquée. Une partie de notre travail consistait à comprendre la structure spirale de NGC 4414, grâce à l'étude détaillée de la dynamique du disque galactique. Nous essaierons de voir pourquoi l'apparence de NGC 4414 est si différente de M 51. Si, par exemple, cette différence est observée dans toutes les longueurs d'ondes ou si la formation d'étoiles a la même origine, et surtout si on voit, comme dans M 51, des mouvements dits de streaming dans le disque de NGC 4414.

Une autre question liée à l'évolution des galaxies est la matière noire qui joue un rôle essentiel dans l'histoire de la formation des grandes structures, et pour ce qui nous intéresse ici, dans la dynamique des galaxies, notamment les galaxies spirales. Pour contraindre la contribution, la distribution mais aussi la nature de la matière noire, il est indispensable avant tout de bien

connaître les distributions et contributions des composantes visibles, comme les étoiles et le gaz. Si on considère comme théorie de la gravitation la théorie de la gravitation proposée par Newton, on va pouvoir déterminer de façon directe la distribution et la contribution de la matière noire dans une galaxie spirale normale NGC 4414 grâce à la mesure des vitesses de rotation du gaz atomique dans les régions les plus externes de la galaxies.

Pour mener à bien ce travail il faut avant tout des données à très haute résolution à la fois spatiale, mais aussi spectrale. Les observations de la galaxie NGC 4414 avec le télescope spatial Hubble qui permet d’avoir des images profondes à très haute résolution spatiale dans le domaine optique, c’est à dire dans les bandes B, V et I, sont présentées dans la Partie 2. Il faut également connaître la courbe de rotation dans le disque galactique avec la meilleure résolution spatiale et spectrale possible. Nous avons observé NGC 4414 avec l’interféromètre du Plateau de Bure et ainsi réalisé une mosaïque de six champs d’observations dans la raie de CO(1-0). La réduction de ces données est présentée dans la Partie 3. Si on ajoute à cela la bonne connaissance que nous avons de la composante gazeuse de NGC 4414 (Braine et al. 1993; Sakamoto 1996; Braine et al. 1997; Thornley et Mundy 1997b; Braine et Hughes 1999), on peut désormais essayer de résoudre la question du rapport masse sur luminosité dans une galaxie spirale normale. C’est ce que je développerai dans la quatrième chapitre où je présente les principaux résultats de notre travail sur le rapport M/L stellaire dans NGC 4414 (Vallejo et al. 2002a). Nous verrons notamment plus en détail les différentes composantes visibles non stellaires (gaz, poussières) mais aussi le modèle de potentiel gravitationnel développé grâce à toutes ces données. Les perspectives de notre travail seront ensuite abordées, notamment le délicat problème de la mesure de la distribution de la matière noire dans une galaxie spirale.

Ce travail sur la dynamique du gaz dans NGC 4414 va nous permettre également de mieux comprendre la structure de cette galaxie. NGC 4414 est une galaxie spirale classée comme floculente, n’ayant pas de structure spirale bien définie, et s’oppose donc aux galaxies spirales ”grand design” qui possèdent des bras spiraux que l’on peut suivre sur un tour complet de la galaxie. Des travaux pour comprendre la structure spirale de NGC 4414 ont été entrepris par Thornley (1996) et Thornley et Mundy (1997a) mais notre démarche était avant tout de voir si des structures à grande échelle pouvaient être mises en évidence et surtout si elles pouvaient persister à long terme. Depuis les travaux de Toomre (1977) sur les ondes de densité dans les galaxies spirales, de nombreuses observations (Visser 1980; Vogel et al. 1988; Garcia-Burillo et al. 1993; Rand et Kulkarni 1990; Aalto et al. 1999) ont permis de mettre en évidence des mouvements du gaz liés à la présence d’ondes de densité se propageant dans le disque galactique. C’est ce que nous avons recherché dans le disque de la galaxie NGC 4414 grâce à nos observations CO(1-0) interférométriques.

Cette galaxie est typique des galaxies floculentes, qui représentent la plus grande classe des spirales, même si elles sont moins observées que les galaxies "grand design" car moins spectaculaires et en apparence moins complexes. La Partie 5 sera consacré à l'étude de la structure de NGC 4414 où nous verrons en particulier pourquoi on peut difficilement envisager l'existence de structures à grande échelle persistante de type bras spiraux massifs. Pour appuyer ce propos nous avons comparé NGC 4414 à M 51, une galaxie "grand design" parmi les plus étudiées et qui contraste fortement avec NGC 4414. Nous verrons pourquoi leurs structures sont si différentes alors que ces deux galaxies sont assez similaires du point de vue de la masse, de la luminosité ou de la formation stellaire.

Première partie

Présentation générale

Chapitre 1

NGC 4414, une galaxie spirale normale

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser aux caractéristiques physiques de NGC 4414, en essayant de montrer pourquoi cette galaxie présente toutes les qualités pour l'étude approfondie de sa dynamique. Nous ferons également une revue rapide des données observationnelles à notre disposition pour mener à bien ce projet.

1.1 Brève description

La galaxie spirale NGC 4414, située dans la constellation Coma Berenices, est une galaxie de type floclent (voir Fig. 1) c'est à dire ne possédant pas de bras spiraux bien marqués. Elle se présente comme une galaxie plus axisymétrique que M 51 par exemple, qui est une galaxie à bras spiraux bien définis. C'est une galaxie de type tardif, classée Sc, relativement proche de la nôtre puisque située à environ 19 Mpc; de plus elle est isolée et donc en faible interaction gravitationnelle avec les autres galaxies. En effet, la distribution de matière, particulièrement la composante gazeuse, n'est pas ou peu affectée, le gaz atomique est extrêmement étendu dans la galaxie, comme nous le verrons dans le paragraphe IV.2.1.1. Les principales caractéristiques de la galaxie sont résumées dans le tableau 1.

1.2 Pourquoi cette galaxie ?

1.2.1 Une galaxie spirale plutôt axisymétrique

La caractéristique principale des galaxies dites floclentes est leur axisymétrie. Même si le sens du motif spiral est bien visible (Fig. 1), il n'y a pas de bras spiraux évidents, on ne peut

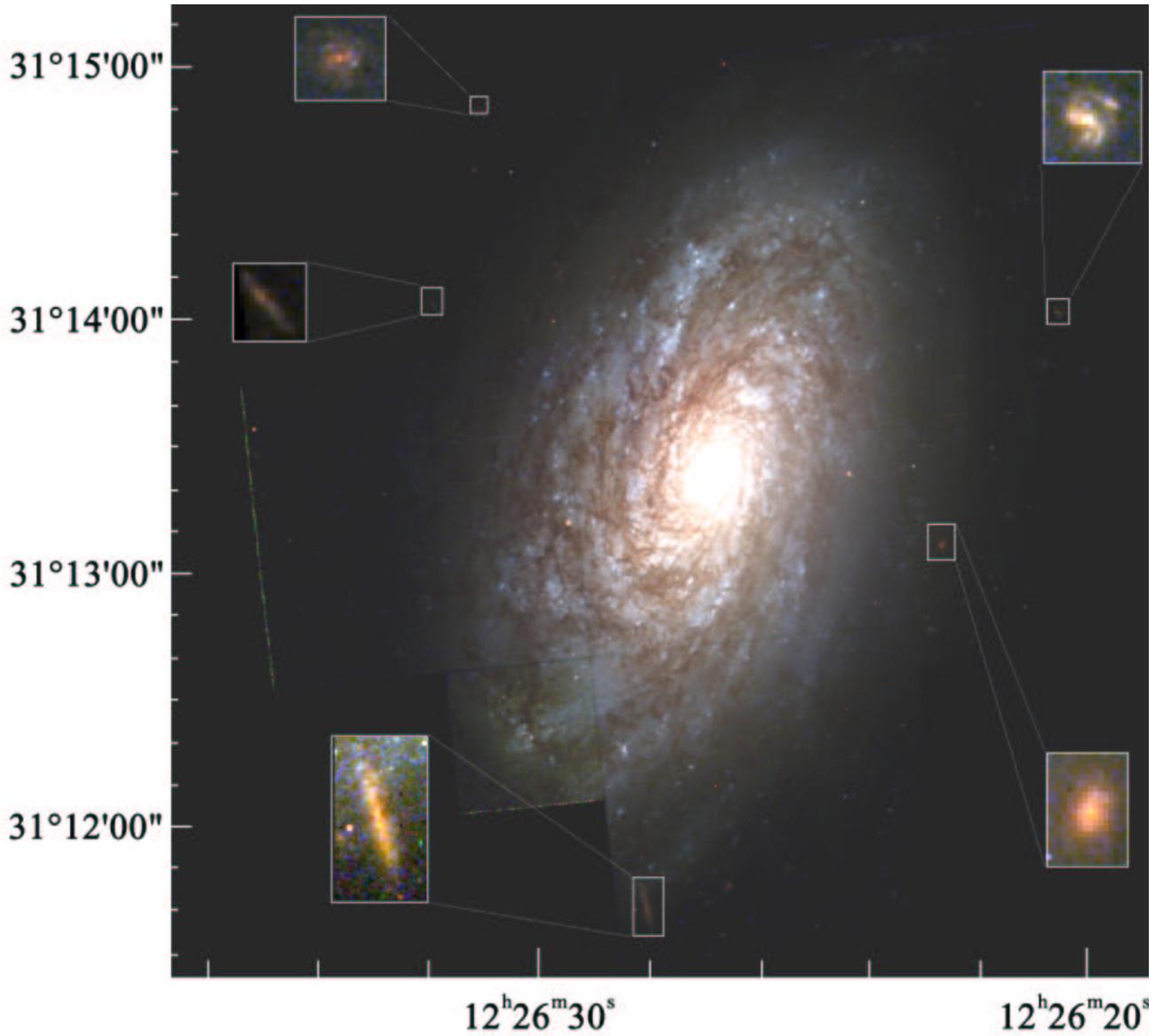


FIG. 1 – Image optique de la galaxie spirale floculente NGC 4414 réalisée à partir des données du télescope spatial Hubble dans les bandes B (4312 \AA), V (5442 \AA) et I (8001 \AA) (Vallejo et al. 2002a).

Coordonnées J2000	$12^h 26^{min} 27.15^s + 31^\circ 13' 24.0''$
Coordonnées B1950	$12^h 23^{min} 57.97^s + 31^\circ 30' 00.0''$
Coordonnées Galactiques	$174.539^\circ 83.182^\circ$
Dimensions de la galaxie	$3.6' \times 2.3' (D_{25} \times d_{25})(RC3)$
Angle de Position	157°
Inclinaison	55°
Magnitude	10.9
Type morphologique	Sc
Vitesse systémique	$v_{LSR} = 716 \text{ km.s}^{-1}$
Distance	19.2 Mpc

TAB. 1 – Paramètres de la galaxie NGC 4414 (Vallejo et al. 2002a).

pas définir de structure spirale de type bras spiraux comme c'est le cas pour les galaxies de type "Grand Design" comme M 51. Nous discuterons de ce point en détail dans la 5^{ième} partie. C'est une des raisons du choix de cette galaxie, en effet, il est plus facile de modéliser le potentiel gravitationnel dans le cas axisymétrique comme nous le verrons dans la 4^{ième} partie. L'image en bande K' ($2.1 \mu\text{m}$) montre vraiment l'axisymétrie de la galaxie, beaucoup plus que les images du domaine optique où la poussière, répartie de manière assez homogène, donne un aspect floconneux à NGC 4414. En infrarouge proche la poussière absorbe moins la lumière des étoiles qu'en optique.

1.2.2 Isolement

Un autre facteur important dans le choix de cette galaxie est son isolement, comme en témoigne la répartition de son hydrogène atomique (HI). En effet le gaz atomique s'étend très loin, bien au delà du disque optique (plus de trois fois la taille du disque optique). NGC 4414 n'a vraisemblablement connu que très peu d'interactions avec d'autres galaxies car les interactions gravitationnelles vont facilement perturber la distribution du gaz externe. Cette situation implique que la dynamique de NGC 4414, et la formation d'étoiles associée, n'ont pas été affectées pendant plusieurs rotations de la galaxie. Un des objectifs de ce travail est de mieux comprendre l'évolution des galaxies spirales.

1.2.3 Des données de très haute qualité

Le rayonnement électromagnétique obéit aux équations de Maxwell. On trouve dans l'espace du rayonnement électromagnétique à des longueurs d'onde très variables, de 10^{-15} m à 100 km. La lumière visible ne représente qu'une toute petite partie de ce spectre, concrètement entre $0.4 \mu\text{m}$ et $0.7 \mu\text{m}$. Certains objets célestes émettent dans diverses parties du spectre. Il peut

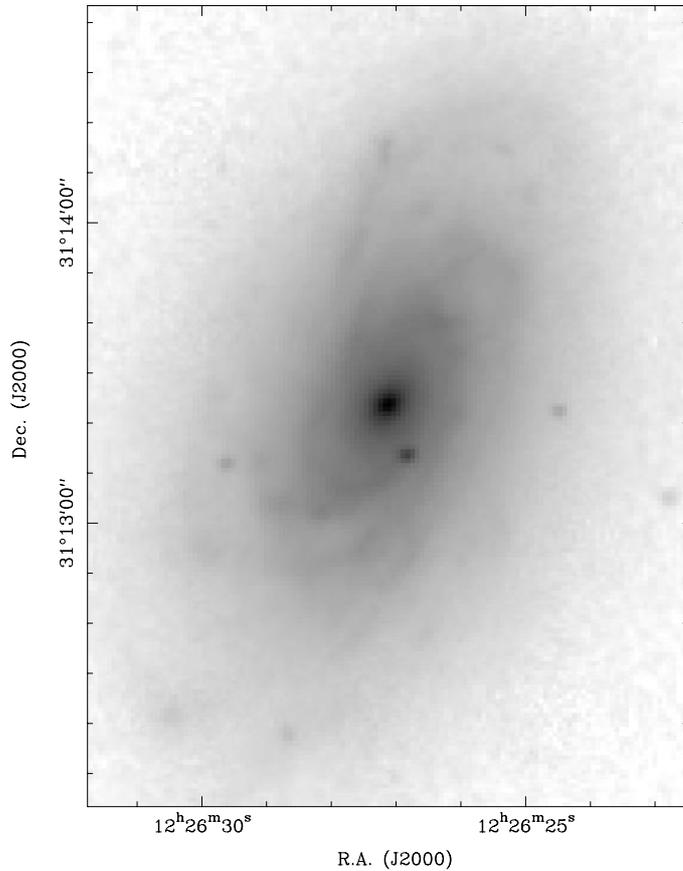


FIG. 2 – Image en bande K' ($\lambda = 2.1 \mu\text{m}$) de la galaxie NGC 4414 réalisée par Thornley (1996). On notera la forte axisymétrie de la galaxie, aucune structure spirale ne se dégage clairement. La résolution angulaire de l'image est d'environ $2''$.

paraître surprenant de constater que pendant des siècles, et jusqu'il y a très peu de temps, on n'observait que cette partie du spectre. En fait, la majeure partie du spectre a longtemps été inobservable, soit que l'atmosphère fasse écran, soit par manque de détecteurs adaptés. Historiquement, après le visible, c'est le domaine radio qui a été le premier exploré à partir des années 1940-50. Aujourd'hui, grâce à des moyens divers, on s'efforce d'observer tout le spectre.

Je me suis attaché pendant une bonne partie de mon travail de thèse à réduire des données indispensables pour le bon accomplissement de ce projet. Notamment une grande mosaïque de six champs de la raie de CO(1-0) obtenue avec l'interféromètre du Plateau de Bure qui constitue la base essentielle de l'étude de la dynamique de la galaxie NGC 4414. Cette étape de mon travail de thèse sera discutée en détail dans la troisième partie de ce manuscrit.

Les données optiques du télescope spatial Hubble (HST) constitue une autre base observationnelle importante de mon travail. Outre la réduction de ces images très profondes dans les

bandes B, V et I, il était également important de réaliser avec soin la photométrie de ces images. La deuxième partie montre en détail les différentes étapes de cette réduction.

Hormis ces données nouvelles qui ont fait l'objet d'une publication durant le cours de ma thèse (Vallejo et al. 2002a), de nombreuses données étaient déjà à notre disposition. Le monoxyde de carbone a été observé par Braine et al. (1993) avec le radiotélescope de 30m du Pico Veleta (IRAM¹), à 115 et 230 GHz (raies de CO(1-0) et CO(2-1)).

L'hydrogène atomique, via la raie à 21 cm, a été observé avec l'interféromètre du VLA² (Thornley et Mundy 1997b), permettant de connaître la répartition et la dynamique du gaz atomique dans la galaxie, notamment dans les parties externes, au delà du disque optique. Le continuum radio à 20 cm a également été observé avec le VLA, fournissant des informations sur l'émission synchrotron des électrons relativistes éjectés lors de l'évènement supernova.

Dans le domaine optique, outre les données du HST, nous possédons des données dans les bandes B, V, I obtenues avec le télescope de 2 m de l'Observatoire de Haute Provence (Héraudeau et Simien 1996), mais aussi une image en bande R obtenue avec le télescope INT³ de 2.5 m de l'Observatoire des Canaries. Enfin nous possédons des images et spectres en bande étroite, en particulier H α (Pogge 1989).

En infra-rouge proche nous avons réalisé au cours de l'année 2002 des observations de la raie de H₂ et du continuum K avec le télescope Bernard Lyot de l'Observatoire du Pic du Midi.

Les images de 2MASS⁴, en bandes J, H et K, ainsi que les observations de Thornley (1996) en bande K' sont également à notre disposition.

Nous possédons par ailleurs un spectre complet dans l'infra-rouge lointain, de 43 à 189 μm , avec l'instrument LWS (Long Wavelength Spectrometer) du télescope ISO⁵ (Braine et Hughes 1999).

Dans le domaine submillimétrique, NGC 4414 a été observée par Braine et al. (2003) à 450 et 850 μm avec l'instrument SCUBA (Submillimetre Common-User Bolometer Array) sur le télescope de 15 m JCMT⁶; le but de ces observations étant l'étude approfondie de l'émission thermique de la poussière dans l'infra-rouge très lointain.

D'un point de vue simplement observationnel NGC 4414 est un objet idéal. Grâce à sa haute latitude galactique (83°) on est loin du plan galactique, ce qui minimise la confusion stellaire et l'absorption due au milieu interstellaire de notre galaxie.

Toutes ces données ont permis l'étude approfondie de la galaxie NGC 4414, de sa dynamique,

1. Institut de Radio Astronomie Millimétrique

2. Very Large Array

3. Isaac Newton Telescope

4. Two Micron All Sky Survey

5. Infrared Space Observatory

6. James Clark Maxwell Telescope

de son milieu interstellaire, de sa formation d'étoiles, mais aussi de son évolution.

Chapitre 2

Intérêt de la molécule CO

Pour sonder le milieu interstellaire, et plus particulièrement la composante gazeuse, deux traceurs sont souvent utilisés en radioastronomie. La raie à 21 cm de l'hydrogène atomique (HI) et les raies rotationnelles du monoxyde de carbone (CO) dans le domaine millimétrique. Dans ce chapitre nous allons voir pourquoi on observe le CO plutôt qu'une autre molécule ou que l'hydrogène. Nous verrons aussi ce qui en fait un des meilleurs, si ce n'est le meilleur, traceur de la dynamique d'un disque galactique.

2.1 Un traceur de l'hydrogène moléculaire H₂

Le mouvement des molécules, rotatoire et vibratoire, requiert des énergies plus faibles que celles associées aux transitions électroniques. La signature spectrale de ces mouvements se trouvera donc plutôt dans l'infrarouge, le submillimétrique ou le millimétrique. Le cas le plus simple est celui d'une molécule diatomique asymétrique, CO par exemple. Celle-ci présente un moment dipolaire électrique permanent non nul et un moment d'inertie I . La quantification des niveaux d'énergie rotationnelle, de nombre quantique J , conduit à une énergie:

$$E(J) = \hbar^2 \times \frac{J(J+1)}{2I} \quad (1)$$

Les transitions permises $J \rightarrow J-1$, dites de rotation pure, vont produire des photons d'énergie $\frac{2J\hbar^2}{2I}$. La molécule CO possède de nombreuses transitions rotationnelles dans le domaine radio, notamment la transition fondamentale $J=1 \rightarrow J=0$ à 115GHz ou 2.6 mm, ainsi que toutes les transitions supérieures s'étalant du millimétrique jusqu'à l'infrarouge lointain, toujours dans l'état vibrationnel de base. De même, de très nombreuses molécules et radicaux libres du milieu interstellaire (HCN, SO₂, ...) ont des transitions dans le domaine millimétrique.

Espèces	Abondance relative	Transition	Fréquence (GHz)	Coefficient Einstein (s^{-1})
$^{12}\text{C}^{16}\text{O}$	1	$J = 2 \rightarrow 1$	230.538001	7.1×10^{-7}
		$J = 1 \rightarrow 0$	115.271203	7.4×10^{-8}
$^{13}\text{C}^{16}\text{O}$	$\frac{1}{60}^a$	$J = 2 \rightarrow 1$	220.398714	6.2×10^{-7}
		$J = 1 \rightarrow 0$	110.201370	6.5×10^{-8}
$^{12}\text{C}^{18}\text{O}$	$\frac{1}{560}^b$	$J = 2 \rightarrow 1$	219.560319	6.2×10^{-7}
		$J = 1 \rightarrow 0$	109.782182	6.5×10^{-8}

TAB. 2 – Raies rotationnelles du monoxyde de carbone.

^a Lucas et Liszt (1998)^b Wilson et Rood (1994)

Le tableau 2 montre les deux raies les plus intenses du monoxyde de carbone et de ces deux isotopes $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ et $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$. L'intérêt des isotopes est qu'ils permettent d'avoir une information plus précise sur la densité du gaz moléculaire et sur la structure des nuages moléculaires car ils sont davantage optiquement minces; l'épaisseur optique de ces isotopes est très inférieure à celle de CO. Mais leur abondance est moindre; les raies de ces isotopes sont donc plus difficiles à observer.

Pourquoi observer le CO et pas directement le H_2 ? Le H_2 est une molécule symétrique, par conséquent, elle ne possède pas de moment dipolaire permanent. De ce fait, elle n'a pas de spectre de rotation pure, seules les raies de vibration-rotation sont observables dans certaines conditions physiques particulières. On peut en effet observer ces transitions dans le domaine infrarouge proche (autour de $2 \mu\text{m}$) lorsqu'elles sont excitées par des ondes de choc par exemple. L'absence de transition à basse énergie a pour résultat que nous ne pouvons pas détecter directement l'hydrogène moléculaire aux températures typiques du milieu interstellaire (10-50 K).

Le monoxyde de carbone est la deuxième molécule la plus abondante après l'hydrogène moléculaire ($N(\text{CO})/N(\text{H}_2) \approx 10^{-4}$). Elle est donc facilement observable grâce à son moment dipolaire ($\mu \approx 0.1$ Debye), et les raies observées sont intenses. L'émission millimétrique de CO peut être considérée comme un traceur du gaz moléculaire dans le disque. Les nuages moléculaires sont suffisamment denses pour que le CO soit collisionnellement excité. De plus le CO est photodissociable comme H_2 (van Dishoeck et Black 1988), et ainsi subsistera là où H_2 subsistera aussi. La différence avec la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre est que la transition hyperfine est une transition interdite au sens des règles de sélection de la mécanique quantique; alors que les raies de CO millimétriques sont permises. Dans les nuages moléculaires denses et froids, les raies des espèces isotopiques principales mais aussi des espèces isotopiques rares sont parfois

saturées. C'est le cas de la molécule CO. Les raies saturées donnent la température cinétique de la matière en surface, mais on n'a pas alors d'indication sur la densité de colonne. Le principal problème est de remonter à la densité de colonne de H₂ à partir des observations de l'intensité de CO. Il existe trois solutions pour calibrer le rapport CO/H₂ et ainsi estimer les masses des nuages moléculaires (Combes 1991):

- La méthode du Viriel.

Elle consiste à considérer que tous les nuages sont approximativement en équilibre du Viriel, les largeurs de raie des nuages individuels sont directement reliées à la masse des nuages et à leur densité. L'idée principale est que le rapport $\frac{N_{H_2}}{I_{CO_{1-0}}}$ est une constante universelle. Les observations du gaz moléculaire dans les galaxies externes, en radioastronomie, se font avec des télescopes dont le lobe est suffisamment grand pour que dans celui-ci on trouve un grand nombre de nuages moléculaires (Dickman et al. 1986; Solomon et al. 1987). Statistiquement ces nuages sont supposés identiques, avec une température et une densité caractéristiques. L'intensité CO que l'on va mesurer avec le télescope sera proportionnelle au nombre de nuages dans le lobe (Maloney et Black 1988). Avec cette méthode Scoville et al. (1987) ont trouvé des rapports $\frac{N_{H_2}}{I_{CO_{1-0}}}$ de l'ordre de 3.6×10^{20} dans notre Galaxie.

- L'émissivité des rayons γ .

Une grande partie de l'émission γ galactique provient de l'interaction entre les rayons cosmiques et le gaz interstellaire (atomique et moléculaire). L'émission γ est un excellent traceur du gaz interstellaire, à condition de connaître la distribution des rayons cosmiques dans la galaxie, grâce à des modélisations. Avec cette méthode la valeur "standard" du rapport $\frac{N_{H_2}}{I_{CO_{1-0}}}$ pour notre Galaxie est environ $2.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}(\text{K.km.s}^{-1})^{-1}$ (Strong et al. 1988; Bloemen et al. 1986).

- Les raies moléculaires optiquement minces et l'émission de la poussière.

L'observation de raies optiquement minces (par exemple ¹²C¹⁸O) peut être utilisée pour estimer les densités de colonne de H₂, si la température du gaz est connue et l'abondance relative de la molécule par rapport à H₂ estimée; ou bien si l'émission submillimétrique de la poussière est mesurée et le rapport gaz-poussière estimé à partir des abondances.

2.2 Un traceur de la dynamique du disque

Les principaux traceurs de la dynamique d'un disque galactique sont le gaz atomique, le gaz ionisé et le gaz moléculaire. Le monoxyde de carbone est un excellent traceur de la dynamique du

disque d'une galaxie spirale. Le gaz moléculaire présente la particularité d'être plus dense et plus froid que le gaz atomique, il sera donc plus près du plan galactique. Le disque de gaz moléculaire est peu épais, quelques centaines de parsecs pour une galaxie comme la nôtre (Freeman 1987) ou vue par la tranche (de Grijs et van der Kruit 1996). De plus, on ne souffre pas de problèmes d'extinction liés à la présence de poussière comme c'est le cas pour les observations dans la raie $H\alpha$ à 656 nm. Grâce aux interféromètres millimétriques, on accède à la très haute résolution spatiale et spectrale, nécessaire pour voir les mouvements non circulaires du gaz moléculaire.

Deuxième partie

Réduction des données optiques du télescope spatial Hubble

Chapitre 1

Traitement des données

Le traitement des données du télescope spatial Hubble (HST) est une tâche plutôt fastidieuse, aussi j'ai voulu que cette partie soit la plus complète possible. L'aspect didactique a été mis en avant, cette partie peut apparaître comme longue et très pointue mais le principe est le même pour la réduction des données optiques, avec peut être un degré supplémentaire de complexité dans le cas d'observations spatiales. Nous allons voir les étapes de la calibration qui est automatique, puis nous verrons les différentes étapes de la réduction, la correction des rayons cosmiques, des mauvais pixels, l'alignement des images, les mosaïques, et la réalisation de l'image couleur. Enfin, nous verrons en détail une étape importante qu'est la photométrie.

Le travail le plus important a été la réduction de données des deux champs d'observations du disque de NGC 4414, un champ nord et un champ sud comme nous pouvons le voir sur la figure 3. Deux autres champs ont été réduits, au nord de la galaxie, loin du disque optique mais où l'hydrogène atomique est encore présent. Ces deux champs ayant été observés très récemment, je n'en parlerai pas dans cette partie. De plus, j'ai effectué la réduction des données HST pour la galaxie M 51. La méthode est exactement la même, aussi, je ne présenterai qu'un résumé de cette réduction.

1.1 Calibration automatique

La calibration des données WFPC2, qui en général est automatique, suit les étapes suivantes:

1.1.1 Correction des erreurs ADC

La correction des erreurs ADC (Analog-to-digital conversion) dans les données brutes est très petite. Elle est due à la conversion électrons - DN (Digital Number, c'est à dire un count), et est de l'ordre de 0.1 %. Cette correction systématique va dépendre du gain utilisé lors de

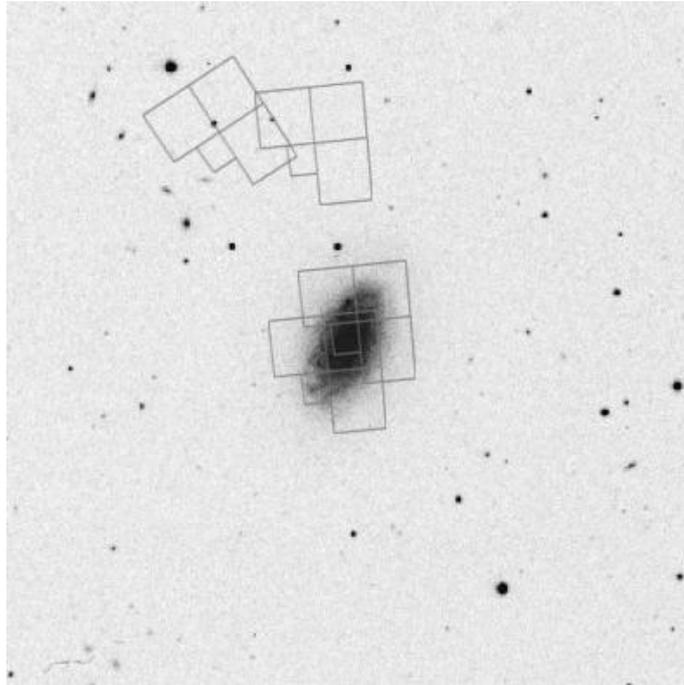


FIG. 3 – *Superposition des champs d’observations du HST sur une image grand champ du Palomar Sky Survey de NGC 4414. Le champ Nord fait parti du Cepheid Key Project, le champ Sud a été réalisé dans le cadre du Hubble Heritage Project, enfin les deux champs externes ont été récemment réalisés et non publiés.*

l’acquisition des données. Dans notre cas le gain était de 7 électrons/counts pour les données du champ nord de 4414, et de 15 électrons/count pour le champ sud.

1.1.2 Soustraction du biais

On introduit artificiellement un décalage (offset) aux données pour s’assurer que le convertisseur analogique-digital reçoit toujours un signal positif. Dans la pratique c’est un peu compliqué puisque les premières colonnes de données biaisées doivent être mises à l’écart, de plus, il existe des différences entre les colonnes paires et impaires. A l’origine une seule valeur de biais était utilisée pour toutes les colonnes, désormais il y a une soustraction de biais différente pour les colonnes paires et impaires.

1.1.3 Soustraction d’un superbais

Après soustraction d’un niveau de biais, pour un temps d’exposition nul, certaines structures subsistent, dues à des courants résiduels (dark current) qui ont pour origine une accumulation de charges dans les pixels de la CCD à cause du bruit thermique. D’où l’intérêt de refroidir

suffisamment les CCD pour minimiser ce type de courant. Leur présence vient du fait que l'intervalle de temps entre la mise à zéro et la lecture est toujours au moins d'une minute. N'oublions pas que les CCD du HST peuvent fonctionner à -76°C et à -88°C , les superbiais seront différents, mais ici nous n'avons pas de problème de parité des colonnes, le traitement sera le même pour les colonnes paires et impaires.

1.1.4 Soustraction des superdarks

Là il faut considérer que chaque pixel a ses propres caractéristiques de "dark", c'est donc une correction pixel par pixel. Ce taux de "dark" va dépendre du gain utilisé et de la température du récepteur CCD, à -88°C , ce taux est très faible, et pour -76°C il est de l'ordre de $10e^{-}/1000s$.

1.1.5 Correction de l'obturation

Il s'agit de la correction des variations du temps d'exposition due au passage de l'obturateur devant le champ de vue. Cette correction devient largement négligeable lorsque le temps de pose est supérieur à quelques secondes, puisque le temps d'obturation est d'environ 5 millisecondes.

1.1.6 Application des "flat fields"

La sensibilité de la CCD au flux de photons incidents n'est pas uniforme sur tout le détecteur, il y a des variations dans la réponse de la CCD d'un pixel à l'autre. Pour y remédier on utilise une source photométriquement plate, pour la WFPC2 les "flats" sont remarquablement uniformes et ne varient pas fortement avec la longueur d'onde. Il y a un "flat" différent pour chaque caméra (PC1,WF2,WF3,WF4) et pour chaque filtre (F439W,F555W,F814W,...).

1.1.7 Correction de la surface des pixels

Lorsque l'on veut faire de la photométrie, il ne faut pas oublier que la WFPC2 a des distorsions significatives qui ont pour conséquence une variation de la surface des pixels le long du champ de vue. L'application d'un "flat field" permet de corriger cela et de normaliser tous les pixels à la même surface. Cependant cela rend toute photométrie incorrecte puisque la lumière tombe sur des pixels déformés, une correction de surface des pixels entraîne un changement dans la quantité de lumière totale reçue.

1.2 Préliminaire

Pour réduire les données WFPC2 du HST, il faut le logiciel IRAF (Image Reduction and Analysis Facility), ainsi que le package STSDAS (Space Telescope Science Data Analysis System). Il a fallu récupérer les données sur les archives du STScI (Space Telescope Science Institute) : <http://archive.stsci.edu/cgi-bin/hst>. Ensuite il est important de faire un fichier comportant le nom des données et quelques renseignements pertinents pour la suite, comme le filtre utilisé, les coordonnées d'observations, les temps de pose, les dates d'observations.

Exemple:

RA	Dec	Cent Wave	Exp Time	Start Time	Dataset Name	Code
12 26 25.77	+31 13 50.23	5407.00	1500.00	Apr 6 1995 5:40:17PM	U2782701T	a555
12 26 25.77	+31 13 50.23	5407.00	1000.00	Apr 6 1995 7:06:17PM	U2782702T	a555
12 26 25.77	+31 13 50.23	7940.00	1000.00	Apr 6 1995 7:26:17PM	U2782703T	a814
12 26 25.77	+31 13 50.23	7940.00	1500.00	Apr 6 1995 8:47:17PM	U2782704T	a814
.
.
12 26 25.77	+31 13 50.23	7940.00	230.00	Apr 24 1995 7:16:17AM	U2782D04T	c814
12 26 25.77	+31 13 50.23	7940.00	1500.00	Apr 24 1995 8:25:17AM	U2782D05T	c814
12 26 25.77	+31 13 50.23	7940.00	1000.00	Apr 24 1995 10:02:17AM	U2782D06T	c814
12 26 25.77	+31 13 50.23	4300.00	1000.00	Apr 24 1995 10:22:17AM	U2782D07T	b439
12 26 25.77	+31 13 50.23	4300.00	1500.00	Apr 24 1995 11:38:17AM	U2782D08T	b439
12 26 25.77	+31 13 50.23	5407.00	1500.00	Apr 29 1995 5:24:17PM	U2782E01T	h555
12 26 25.77	+31 13 50.23	5407.00	1000.00	Apr 29 1995 6:41:17PM	U2782E02T	h555

En effet les données sont regroupées par paquets de 2 ou 3 observations, pour la correction des rayons cosmiques comme nous le verrons plus loin. Une fois ce travail effectué il faut rentrer sous IRAF et utiliser les packages spéciaux pour la réduction des données de la WFPC2 du HST. Il faut désormais transformer les fichiers "*.fits" en fichiers "*.hhh" et "*.hhd" où "toto.hhh" est un fichier header et "toto.hhd" est un fichier image. La commande est simple:

```
strfits u2782701t_c0f.fits iraf_fil= u2782701t_c0h.hhh
strfits u2782701t_c1f.fits iraf_fil= u2782701t_c1h.hhh
```

Il est toujours plus efficace d'écrire des procédures où l'on va écrire la transformation pour toutes nos images.

Voici un exemple de procédure *strf.cl* appliquée aux données de NGC 4414:

```
strfits u2782701t_c0f.fits iraf_fil=u2782701t_c0h.hhh
strfits u2782701t_c1f.fits iraf_fil=u2782701t_c1h.hhh
strfits u2782702t_c0f.fits iraf_fil=u2782702t_c0h.hhh
strfits u2782702t_c1f.fits iraf_fil=u2782702t_c1h.hhh
.
.
.
strfits u5g50109r_c0f.fits iraf_fil=u5g50109r_c0h.hhh
strfits u5g50109r_c1f.fits iraf_fil=u5g50109r_c1h.hhh
strfits u5g5010ar_c0f.fits iraf_fil=u5g5010ar_c0h.hhh
strfits u5g5010ar_c1f.fits iraf_fil=u5g5010ar_c1h.hhh
```

1.3 Correction des mauvais pixels

1.3.1 Correction des "hot pixels"

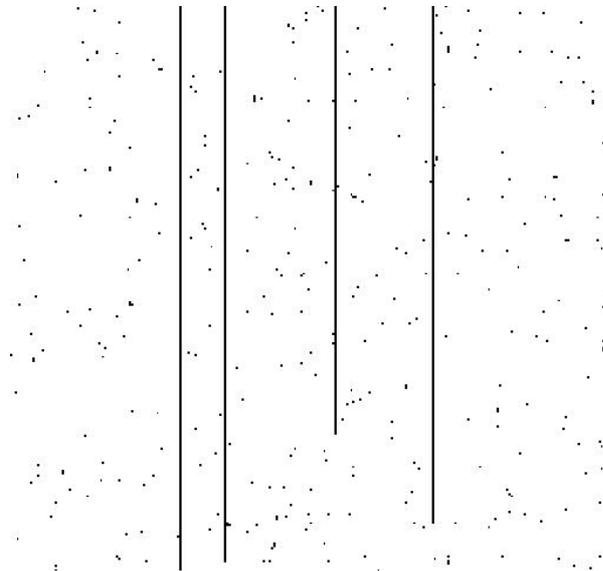


FIG. 4 – Image des pixels "chauds" d'une image de la WFPC2. Ici certaines colonnes entières sont contaminées.

Dans un premier temps on va récupérer sur le web les tables qui vont servir à éliminer les pixels "chauds" de nos images, à l'adresse suivante :

http://www.stsci.edu/instruments/wfpc2/wfpc2_warmpix.html

Il faut faire attention à bien prendre les tables correspondant aux dates d'observations. Voilà un exemple:

decon_961215_961219.tab.Z va correspondre à une observation réalisée entre le 15 décembre 1996 et le 19 décembre 1996 inclus.

Une fois que tous les fichiers "*.tab" ont été récupérés il faut utiliser la routine *warmpix* sous IRAF. Cette routine permet de trouver et remplacer les valeurs de pixels aberrantes, c'est-à-dire qui ont une valeur de "dark" très élevée. C'est pourquoi on va regarder ces valeurs de "dark" pour les pixels susceptibles d'être mauvais aux alentours de la période d'observations, et ainsi pouvoir corriger cette valeur. Un seuil S_{rej} est défini au dessus duquel un pixel sera "chaud" ou pas. Ensuite, un autre seuil S_{fix} est défini pour savoir si dans cette période d'observation le pixel avait une valeur de "dark" comprise entre S_{fix} et S_{rej} . Enfin un troisième seuil est défini S_{var} . Un pixel dont la valeur de "dark" pendant les observations était comprise entre S_{fix} et S_{rej} , ne sera retenu que si la valeur du pixel avant ou après les observations est inférieure à S_{var} . Alors la valeur de "dark" de ce pixel sera recalculée à partir de la table, et la valeur du pixel de l'image sera modifiée en conséquence. Dans notre cas nous avons fixé comme valeurs de seuils; $S_{rej} = 0.1 \text{ counts/sec}$, $S_{fix} = 0.003 \text{ counts/sec}$ et $S_{var} = 0.003 \text{ counts/sec}$. Voici la syntaxe de la routine *warmpix*:

```
warmpix u2782701t_c0h.hhh u2782701t_c1h.hhh decon_950311_950408.tab 0.1 0.003 0.003
```

Là aussi nous avons écrit une procédure "wrpix.cl" dans laquelle apparaissent les corrections des pixels "chauds" pour toutes nos images.

Pour les données sur 4414, le fichier *wr4414.cl* s'écrit:

```
warmpix u2782701t_c0h.hhh u2782701t_c1h.hhh decon_950311_950408.tab 0.1 0.003 0.003
warmpix u2782702t_c0h.hhh u2782702t_c1h.hhh decon_950311_950408.tab 0.1 0.003 0.003
warmpix u2782905t_c0h.hhh u2782905t_c1h.hhh decon_950408_950507.tab 0.1 0.003 0.003
warmpix u2782906t_c0h.hhh u2782906t_c1h.hhh decon_950408_950507.tab 0.1 0.003 0.003
.
.
.
warmpix u5g50107r_c0h.hhh u5g50107r_c1h.hhh decon_990420_990519.tab 0.1 0.003 0.003
warmpix u5g50108r_c0h.hhh u5g50108r_c1h.hhh decon_990420_990519.tab 0.1 0.003 0.003
warmpix u5g50109r_c0h.hhh u5g50109r_c1h.hhh decon_990420_990519.tab 0.1 0.003 0.003
warmpix u5g5010ar_c0h.hhh u5g5010ar_c1h.hhh decon_990420_990519.tab 0.1 0.003 0.003
```

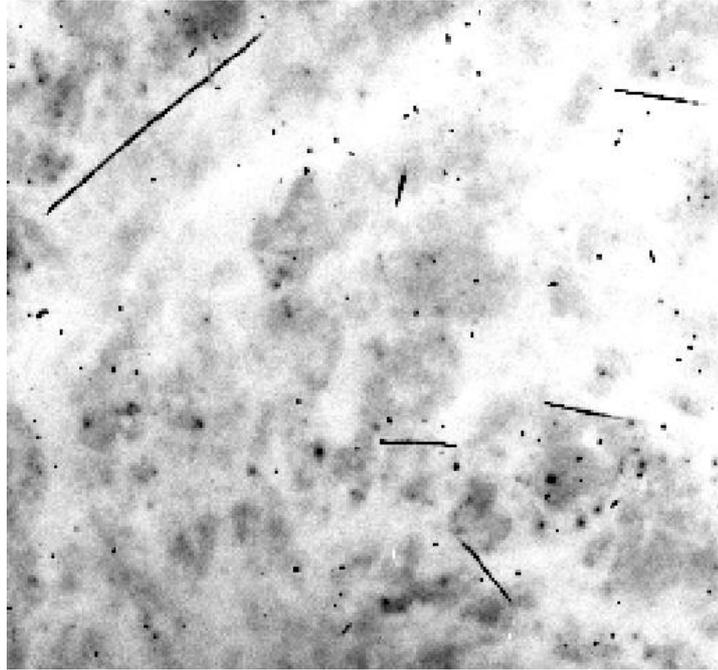


FIG. 5 – Pose sur la Planetary Camera montrant des pixels affectés par des rayons cosmiques.

1.3.2 Correction des rayons cosmiques

Le principe de la correction des rayons cosmiques est très simple, il faut combiner au moins deux images consécutives du même champ, à la même longueur d'onde, et avec des temps de pose différents, en rejetant les pixels contaminés par les rayons cosmiques. Le processus de rejection des pixels contaminés par les rayons cosmiques est itératif. Dans notre cas nous avons utilisé un processus à trois itérations, une à 8 sigmas, puis 6 sigmas et 4 sigmas.

La procédure qui permet de corriger des rayons cosmiques est *crrej*, dont la syntaxe est la suivante:

Pour 2 images:

```
crrej IM1_c0h.hhh,IM2_c0h.hhh c555.hhh IM1_c1h.hhh,IM2_c1h.hhh 8,6,4
```

Pour 3 images:

```
crrej IM3_c0h.hhh,IM4_c0h.hhh,IM5_c0h.hhh c814.hhh IM3_c1h.hhh,IM4_c1h.hhh,IM5_c1h.hhh 8,6,4
```

Les fichiers de départ *c0h.hhh et *c1h.hhh sont utilisés pour créer une image finale c555.hhh. Les fichiers *c0h.hhh correspondent aux données calibrées et les fichiers *c1h.hhh correspondent aux masques relatifs à ces données, c'est-à-dire qu'ils vont contenir uniquement les pixels contaminés par des rayons cosmiques. Nous avons fait une petite procédure "cosmicr.cl" où on a

écrit la correction des rayons cosmiques pour toutes nos images en n'oubliant pas de bien les regrouper. A l'arrivée nous avons les images `a439.hh*`, `a555.hh*`, `b555.hh*`, etc ..., que l'on va garder précieusement car elles vont nous servir pour l'alignement plus tard.

Pour rentrer un petit peu dans le détail de cette correction, il faut savoir qu'il se produit en moyenne 1.8 événements par seconde et par CCD de type rayon cosmique, ces événements sont dus à l'interaction entre les rayons cosmiques galactiques et les protons de la ceinture de radiation terrestre. Pour un rayon cosmique, il y a en moyenne 6 pixels affectés, ainsi lors d'une pose longue (1800s) environ 3% des pixels par CCD sont touchés soit près de 20000 pixels au total (Fig. 5), il est donc important d'avoir plusieurs images co-alignées pour pouvoir rejeter les rayons cosmiques.

Toujours dans le cadre des données de 4414, cette procédure `cr4414.cl` va s'écrire:

```

crrej u2782901t_c0h.hhh,u2782902t_c0h.hhh c555.hhh u2782901t_c1h.hhh,u2782902t_c1h.hhh 8,6,4
crrej u2782905t_c0h.hhh,u2782906t_c0h.hhh a439.hhh u2782905t_c1h.hhh,u2782906t_c1h.hhh 8,6,4
crrej u2782701t_c0h.hhh,u2782702t_c0h.hhh a555.hhh u2782701t_c1h.hhh,u2782702t_c1h.hhh 8,6,4
crrej u29r2101t_c0h.hhh,u29r2102t_c0h.hhh a600.hhh u29r2101t_c1h.hhh,u29r2102t_c1h.hhh 8,6,4
.
.
.
crrej u2782i01t_c0h.hhh,u2782i02t_c0h.hhh l555.hhh u2782i01t_c1h.hhh,u2782i02t_c1h.hhh 8,6,4
crrej u2s75901t_c0h.hhh,u2s75902t_c0h.hhh m555.hhh u2s75901t_c1h.hhh,u2s75902t_c1h.hhh 8,6,4
crrej u5g50107r_c0h.hhh,u5g50108r_c0h.hhh n555.hhh u5g50107r_c1h.hhh,u5g50108r_c1h.hhh 8,6,4
crrej u5g50109r_c0h.hhh,u5g5010ar_c0h.hhh o555.hhh u5g50109r_c1h.hhh,u5g5010ar_c1h.hhh 8,6,4

```

1.4 Alignement des images

1.4.1 Estimation des décalages

Il est fortement conseillé avant toute chose d'imprimer chaque image de chaque bande et pour chaque caméra, car il va falloir repérer un certain nombre d'étoiles qui vont servir pour calculer les décalages et rotations des images entre elles. Il est important de bien vérifier que les étoiles sont présentes dans toutes les bandes, certaines peuvent apparaître dans la bande I mais pas dans la bande B, dans le but d'obtenir une image couleur, cela peut se révéler indispensable.

Tout d'abord on va choisir une image de référence (ex:`a555.hhh` pour la bande V), puis on va estimer les décalages des autres images relativement à la référence choisie. A partir de cette étape, nous avons vivement intérêt de faire un maximum de procédures car beaucoup de fichiers vont être créés, et il faudra récupérer quelques informations importantes, grâce à des

programmes FORTRAN par exemple.

Les coordonnées de ces étoiles de référence vont être stockées dans un fichier "starlist555_1.in", par exemple, où "555" est le filtre utilisé et "1" la caméra CCD (ici la planetary camera), ceci en utilisant la procédure IMEXAM sous IRAF.

Syntaxe:

```
imexam input=a555.hhh[1] frame=1 image=toto logfile="starlist555_1.in"
```

Pour cette étape il faut donc sélectionner des étoiles plutôt brillantes et surtout réparties sur toute l'image, la procédure IMEXAM va fitter l'étoile par une gaussienne pour en déterminer le centre, d'où l'idée de prendre des objets les plus ponctuels possibles. On va répéter la procédure sur chaque image en ne prenant qu'une étoile cette fois, on va ainsi calculer les décalages entre chaque image pour cette étoile.

Il suffit désormais de passer au calcul précis des décalages et des rotations des images avant sommation.

1.4.2 Calcul des décalages et rotations des images

Pour cette étape nous allons utiliser deux procédures, IMALIGN qui va permettre d'avoir une bonne idée des décalages et GEOMAP qui va calculer avec une très bonne précision les décalages et rotations des images. Nous avons précédemment calculé grossièrement le décalage pour une étoile du champ, on va reporter ce décalage pour toutes les étoiles choisies et l'injecter dans IMALIGN. Cette procédure crée une boîte dont la dimension est donnée par l'utilisateur (quelques pixels en général), boîte qui va être centrée sur la position attendue de l'étoile. La procédure va regarder si l'étoile se trouve bien dans la boîte, puis donner un décalage.

Syntaxe:

```
imalign input=@imglist555_1.in referenc=a555.hhh[1] coords=starlist555_1.imalign output=junk shifts=star555_1.imalign boxsize=7 bigbox=11 shiftim=no
```

Un petit programme permet de préparer les fichiers *.imalign qui vont être utilisés par cette procédure. A l'arrivée on obtient les calculs des décalages en première approximation, qui vont être recalculés plus finement grâce à la procédure GEOMAP.

GEOMAP modélise une fonction polynomiale (Legendre, Chebyshev) permettant de passer d'une image à l'autre, sachant qu'il y a deux transformations, une translation et une rotation.

Syntaxe:

```
geomap gma1_555_1.in shift_555_1.out 1 800 1 800 fitgeomap=shift interac=no
```

```
geomap gma1_555_1.in rotate_555_1.out 1 800 1 800 fitgeomap=rotate interac=no
```

Les fichiers *.out produits par GEOMAP sont difficiles à lire, aussi il a été judicieux de créer une procédure qui le fasse à notre place.

1.5 Addition des images

1.5.1 La procédure "Drizzle", pour une super-résolution

La procédure DRIZZLE ne peut être utilisée que pour un champ individuel, elle tient compte des déformations géométriques dues à la camera et tient compte des spécificités de celle-ci (sensibilité, résolution, déformations, etc..). Cette procédure n'offre d'intérêt que si l'on possède un grand nombre d'images (20 est un minimum), car sinon le résultat est plutôt désastreux; cela est dû à la procédure elle même qui va superposer les images d'une façon un peu spéciale puisqu'elle va décaler d'un tiers de pixel les images les unes par rapport aux autres permettant d'obtenir ainsi une "super-résolution".

Syntaxe:

```
todrizzle image_list="driz4414_555_1.in" outimg="ngc4414_555_1.fits" mask=yes exp-
key="exptime" pixfrac=1 scale=1 coeffs="drizzle$coeffs/pc1-trauger" lambda=555 shun="input"
shfr="input" aln="center" outnx=820 outny=820 inun="counts" outun="cps"
```

Cette procédure a l'avantage de décaler toutes les images, de les sommer, de les convertir en counts par seconde et de changer l'échelle.

1.5.2 Addition d'images "classique"

Lorsque l'on a peu d'images ou que l'on traite une mosaïque, on additionne les images comme pour la CCD traditionnelle, c'est à dire qu'on va tout d'abord décaler chaque image (sauf l'image de référence évidemment) puis les additionner. Les procédures qui sont utilisées, IMSHIFT et IMARITH sont très simple à utiliser.

IMSHIFT est une procédure qui va décaler une image en x et en y en faisant une interpolation de type spline cubique ou polynomiale puisque le décalage peut être de quelques centièmes de pixel seulement. En voici la syntaxe:

```
imshift b555.hhh b555_sh.hhh xshift=-0.21 yshift=0.01
```

La procédure IMARITH effectue une opération arithmétique entre deux images, sommation, soustraction, division, etc.. Elle a pour syntaxe:

```
imarith a555.hhh + b555_sh.hhh sum1.hhh hparams="itime,otime,itime,exposure"
```

Le petit problème avec cette procédure c'est que l'on ne peut faire qu'une opération arithmétique à la fois, comme en général on a beaucoup d'images à traiter, c'est un peu plus compliqué.

1.6 L'image finale couleur

1.6.1 Alignement des images

Théoriquement on doit avoir désormais une image dans chaque bande (I,V,B) et pour chaque caméra. Mais il se peut que l'on n'ait que deux bandes, par exemple I et V. Il est alors possible de faire une interpolation entre l'image I et V, pour avoir les trois couleurs (V deviendra alors B, I reste I et l'interpolation entre I et V devient V). La procédure est la suivante:

```
imcombine bandeI.fits,bandeV.fits bandeIV.fits combine="average"
```

Il reste maintenant à aligner les images de chaque bande pour obtenir l'image couleur. Là il faut reprendre les mêmes procédures que précédemment, choisir une image de référence, prendre des étoiles de référence, calculer les décalages, et décaler les images, sans oublier que ces images ne sont pas correctement alignées Nord-Sud. On utilise pour cela la procédure ROTATE de la manière suivante:

```
rotate toto.fits toto_rotate.fits 95.55
```

Ici la taille de l'image reste la même, l'image va être tournée de 95.55° dans le sens trigonométrique à partir de l'axe des x (horizontal).

1.6.2 Création de l'image couleur

Une fois que les images sont correctement alignées, on va regarder les caractéristiques de chaque image (valeur moyenne M et la valeur du bruit rms σ) afin de produire une image couleur réaliste. La procédure ITERSTAT fait ce type de calcul, sa syntaxe est:

```
iterstat toto_I1.fits verbose=no
```

Maintenant on peut utiliser sous IRAF la commande RGBSUN qui crée une image couleur au format *.raster à partir de 3 fichiers *.fits. Cette commande permet de définir les seuils inférieurs et supérieurs pour chaque bande ainsi que le contraste de l'image qui peut être linéaire ou logarithmique:

```
rgbsun I.fits V.fits B.fits pc.raster rz1=1 rz2=10 gz1=1 gz2=10 bz1=1 bz2=10 logmap=yes
```

Voilà, une belle image couleur nous attend (Fig. 6), il reste maintenant à voir rapidement les mosaïques.

1.7 Mosaïques

Une fois que les images sont traitées des rayons cosmiques et des pixels "chauds", on peut réaliser une mosaïque des 4 champs de vue.

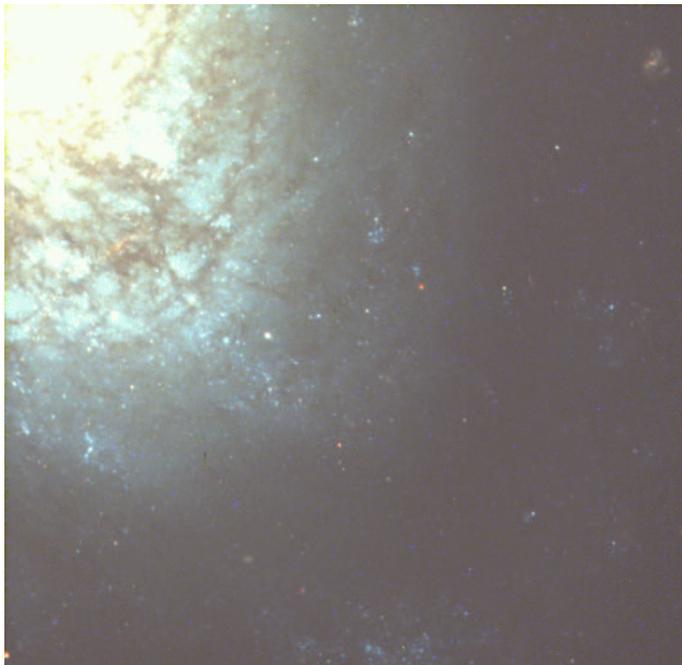


FIG. 6 – Image couleur de la galaxie NGC 4414 avec la Wide Field Camera 3 du HST.

La procédure WMOSAIC permet de faire une mosaïque en tenant compte des distortions géométriques de chaque CCD, des rotations et décalages des caméras les unes par rapport aux autres et de la différence d'échelle entre les champs de vue. La Planetary Camera a un rapport focal de $f/28.3$, alors que les Wide Field Camera ont un rapport focal de $f/12.9$, par conséquent la résolution de la Planetary Camera est dégradée à la même résolution que celle des autres caméras.

La syntaxe est la suivante:

```
wmosaic a555.hhh a555mosaic.hhh
```

Le seul problème est qu'il existe des effets de bord, le raccordement entre les différents champs de vue n'est pas parfait. Cependant ce n'est pas non plus dramatique et si on possède suffisamment d'images, les effets vont tendre à disparaître lors de la sommation. Les images étant légèrement décalées les unes par rapport aux autres, cela a pour conséquence de lisser l'image.

Tout le cheminement ensuite est identique à ce que l'on a vu précédemment, par contre on ne peut pas utiliser la procédure DRIZZLE sur les mosaïques.

1.8 Réduction des données de M 51

Les observations de M 51 ont été réalisées en janvier 1995 et juillet 1999, comme le montre le tableau 3. L'ensemble des données sont publiques et ont été récupérées sur les archives du HST. Le processus de traitement des images est le même que pour NGC 4414, détection des mauvais pixels, rejet des rayons cosmiques, création de la mosaïque. Ensuite les données des champs Est et Ouest ont été combinées.

		M 51	
		Est	Ouest
Date Observation		Juillet 1999	Janvier 1995
Durée Observation	(F439W)	1400 s	1100 s
.....	(F555W)	1200 s	600 s
.....	(F656N)	1800 s	2000 s
.....	(F814W)	1000 s	600 s

TAB. 3 – *Dates et temps d'observations de M 51 avec le HST. Les filtres utilisés sont indiqués entre parenthèses.*

Chapitre 2

Photométrie avec la WFPC2

Les observations astronomiques, quel que soit le domaine de longueur d'onde, consistent à récupérer un maximum de photons de la source que l'on pointe. L'information que l'on a est donc un flux de photons par unité de temps et de fréquence puisque la lumière reçue est filtrée dans une bande de fréquence particulière. Dès lors que l'on souhaite connaître la luminosité ou la magnitude d'un objet, il faut avoir des références en flux et en longueur d'onde pour pouvoir calibrer les données et ainsi faire de la photométrie. L'étoile Vega, de la constellation de la Lyre, servait de référence en magnitude (magnitude 0 en bande visible V) de telle sorte que la magnitude apparente des autres étoiles était comparée à celle-ci avec une échelle logarithmique. De même, pour les observations optiques, on utilise des sources de calibration dont on connaît la magnitude ou la luminosité dans une bande donnée. Dans ce chapitre nous allons voir comment passer d'un flux de photons par unité de temps à des unités adaptées à la science que l'on souhaite en faire, à savoir la luminosité et la magnitude.

2.1 Calcul de la luminosité solaire

L'énergie émise par unité de temps par une source lumineuse s'appelle puissance ou luminosité (L). Elle se mesure en Watts ou $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette luminosité est une puissance totale ne supposant aucune hypothèse quant à la répartition spectrale de cette puissance. Il faut d'abord calculer la luminosité solaire dans chaque bande optique, car c'est elle qui va nous servir d'unité pour mesurer les luminosités des astres. Grâce à un spectre du soleil que l'on va intégrer dans chaque bande (B,V,I) on va pouvoir connaître la luminosité solaire dans cette bande. Pour les trois filtres F439W, F555W et F814W du HST, on obtient les résultats présentés dans le tableau 4.

A partir du flux par unité de fréquence ou de longueur d'onde, nous déterminons le flux total

Filtre utilisé	Longueur d'onde pivot λ_c	Largeur de bande $\Delta\lambda$	Luminosité solaire L_\odot
F439W	4311.85 Å	404.60 Å	$L_{\odot_B} = 1.97592 \times 10^{32} \text{erg.s}^{-1}$
F555W	5442.23 Å	1044.65 Å	$L_{\odot_V} = 5.66221 \times 10^{32} \text{erg.s}^{-1}$
F814W	8001.59 Å	1297.07 Å	$L_{\odot_I} = 4.27211 \times 10^{32} \text{erg.s}^{-1}$

TAB. 4 – Luminosité solaire calculée dans les trois filtres optiques B (F439W), V (F555W), I (F814W) à partir d'un spectre synthétique du soleil intégré sur chaque bande passante.

en fonction du rayon dans la galaxie.

Par unité de fréquence on aura:

$$\left\{ \begin{array}{l} F(r) = \frac{F^\nu(r) \times \Delta\nu \times (4\pi d^2)}{(Pixscale \times d)^2} \text{ erg.s}^{-1}.pc^{-2} \\ F(r) = F^\nu(r) \times \Delta\nu \times \frac{4\pi}{Pixscale^2} \text{ erg.s}^{-1}.pc^{-2} \end{array} \right.$$

Par unité de longueur d'onde, le flux total s'exprimera de la manière suivante:

$$\left\{ \begin{array}{l} F(r) = \frac{F^\lambda(r) \times \Delta\lambda \times (4\pi d^2)}{(Pixscale \times d)^2} \text{ erg.s}^{-1}.pc^{-2} \\ F(r) = F^\lambda(r) \times \Delta\lambda \times \frac{4\pi}{Pixscale^2} \text{ erg.s}^{-1}.pc^{-2} \end{array} \right.$$

Sachant que d est la distance de l'objet en unités cgs, $Pixscale$ est la taille d'un pixel en radians. Pour NGC 4414, la distance est de 19,2 Mpc et la taille du pixel est de 0,1".

2.2 Magnitudes instrumentales

2.2.1 Flux par unité de longueur d'onde

Les images originales sont en *counts*, il faut tout d'abord les convertir en *counts/sec*, en divisant par le temps d'intégration. On obtient alors un flux. Voici les facteurs permettant la conversion en flux par unité de longueur d'onde.

Partie Nord (1996) - Gain: 7 électrons/count

Filtre utilisé	Temps de pose (secondes)	Photflam ($erg.s^{-1}.cm^{-2}.Å^{-1}$)
F439W (4311.85 Å)	5000	2.950410^{-17}
F555W (5442.23 Å)	32430	3.506710^{-18}
F814W (8001.59 Å)	10230	2.498310^{-18}

Partie Sud (1999) - Gain: 15 électrons/count

Filtre utilisé	Temps de pose (secondes)	Photflam ($erg.s^{-1}.cm^{-2}.Å^{-1}$)
F439W (4311.85 Å)	2080	5.76773510^{-17}
F555W (5442.23 Å)	1600	6.85533510^{-18}
F814W (8001.59 Å)	1600	4.88403310^{-18}

Le flux par unité de longueur d'onde s'obtient directement à partir des *counts/sec*:

$$F^{\lambda} = \text{cps} \times \text{photflam}$$

On remarque que pour la partie Nord et la partie Sud de la galaxie les gains utilisés pour la photométrie sont différents. Pour la combinaison Nord-Sud afin d'obtenir l'image totale de la galaxie, nous en avons tenu compte.

2.2.2 Conversion en Johnson UBVRI et Cousins RI

Filtre Type Spectral	U-F336W	B-F439W	V-F555W	R-F675W	I-F814W
O5 V	0.53	0.67	0.05	-0.67	-1.11
B0 V	0.46	0.66	0.05	-0.67	-1.13
A0 V	-0.08	0.67	0.02	-0.68	-1.22
F2 V	-0.03	0.62	0.00	-0.69	-1.28
G0 V	-0.02	0.58	-0.01	-0.70	-1.31
K0 V	-0.10	0.53	-0.01	-0.69	-1.32
M0 V	-0.04	0.43	0.00	-0.78	-1.48
M6 V	0.05	0.29	-0.03	-1.05	-1.67

TAB. 5 – Corrections à apporter lors de la conversion en magnitude Johnson pour chaque filtre du HST, et pour différents types spectraux.

La conversion en magnitudes instrumentales s'effectue grâce aux mots-clefs contenus dans le header des images, PHOTZPT et PHOTFLAM, où PHOTZPT est le point zéro instrumental

(toujours le même) et PHOTFLAM donne la conversion en densité de flux pour un flux constant par unité de longueur d'onde.

$$m_{ST} = -2.5 \times \log_{10} (\text{counts/sec} \times \text{PHOTFLAM}) + \text{PHOTZPT}$$

La conversion ensuite en magnitudes Johnson ou Cousins va dépendre du filtre utilisé et du type spectral qui nous intéresse. Le tableau 5 montre les corrections à apporter. Comme on peut le voir la bande V du HST a été choisie pour correspondre à la bande V Johnson. Les magnitudes Johnson et les Cousins sont identiques pour les bandes U, B, V, par contre pour les bandes R et I, les longueurs d'onde pivots des filtres sont plus bleues que celles utilisées pour les Johnson. Pour la conversion en Cousins, les corrections figurent dans le tableau 6.

Type Spectral \ Filtre	R-F675W	I-F814W
O5 V	-0.71	-1.22
B0 V	-0.70	-1.22
A0 V	-0.67	-1.21
F2 V	-0.63	-1.22
G0 V	-0.60	-1.23
K0 V	-0.58	-1.23
M0 V	-0.54	-1.22
M6 V	-0.56	-1.21

TAB. 6 – Corrections à apporter lors de la conversion en magnitude Johnson pour les filtres R et I du HST, pour différents types spectraux.

Voici un exemple de conversion en Johnson et Cousins, pour la bande photométrique I (F814W), et pour la quatrième caméra du HST (WF4):

$$\text{PHOTZPT} = -21.1$$

$$\text{PHOTFLAM} = 2.498327 \times 10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{\AA}^{-1}$$

On en déduit rapidement le point zéro instrumental:

$$\text{ZEROPT} = -2.5 \times \log_{10}(2.498327 \times 10^{-18}) - 21.1 = 22.906$$

Supposons que l'objet qui nous intéresse ait un spectre d'une étoile de type A0 V, et que cet objet ait un flux de 5 counts/sec, pour cette bande photométrique on obtiendra donc:

$$M_{\text{johnson}} (\text{Bande I}) = -2.5 \times \log_{10}(5) + 22.906 - 1.22 = 19.938$$

et

$$M_{\text{cousins}} (\text{Bande I}) = -2.5 \times \log_{10}(5) + 22.906 - 1.21 = 19.948$$

2.3 Flux par unité de fréquence

Pour obtenir le flux par unité de fréquence, il faut convertir les *counts/sec* en magnitudes AB, il faut pour cela connaître les points zéro pour chaque fréquence d'observation. L'intérêt des magnitudes AB est de fournir une conversion simple et identique entre flux et magnitudes pour chaque longueur d'onde.

$$M_{AB} = -2.5 \times \log_{10}(\text{cps}) + Z_{\nu}$$

$$M_{AB} = -2.5 \times \log_{10}(F^{\nu}) + 48.6$$

Les points Zéro calculés pour les trois filtres visibles B, V, I sont:

Filtre utilisé	Caméra CCD	Point zéro Z_{ν}
F439W (4311.85 Å)	1	20.74580
	2	20.76468
	3	20.77774
	4	20.74397
F555W (5442.23 Å)	1	22.55803
	2	22.58448
	3	22.57335
	4	22.55092
F814W (8001.59 Å)	1	22.07939
	2	22.10462
	3	22.10079
	4	22.08201

Ces points zéro sont calculés pour un rapport d'ouverture infini, il y a donc une petite correction à apporter (Holtzman et al. 1995), les corrections dues au transfert effectif de charges sont en général négligeables, de même que les corrections de contamination qui ont peu d'importance dans le visible et l'infrarouge proche.

Il faut noter que les points zéro ne sont pas les mêmes suivant la caméra utilisée, lorsque l'on s'intéresse à la mosaïque des quatre champs du HST (PC + WF2 + WF3 + WF4); le problème du choix du point zéro se pose donc.

Soit on prend la moyenne des quatre chips, et on l'applique directement à la mosaïque. Soit on utilise les bonnes valeurs pour chaque chip et on fait la mosaïque ensuite. Cette dernière méthode est la meilleure mais est beaucoup plus longue, tout dépend donc de la précision

recherchée, sachant que l'écart entre les valeurs des points zéro pour chaque chip est faible (de l'ordre de 3 centièmes de magnitude, c'est-à-dire 3%).

Chapitre 3

Photométrie de la galaxie NGC 4414

NGC 4414 est un objet étendu, il faut plusieurs champs d'observation avec le HST pour couvrir le disque optique. Lorsque l'on s'intéresse à des objets très brillants et peu étendus, les Céphéides ou les supernovae dans une galaxie par exemple, le rapport signal sur bruit est tellement important que l'on peut se permettre de ne pas enlever le fond de rayonnement du disque galactique. Mais si l'on s'intéresse à des régions externes où la brillance est faible et que le bruit est important, il est très important de connaître le rayonnement d'arrière plan. Nous verrons plus en détail dans ce chapitre la photométrie de NGC 4414, les problèmes rencontrés lors de cette étape de la réduction de données, ainsi que les estimations des incertitudes pour chaque bande d'observation.

3.1 Luminosité de la galaxie dans les zones externes

Un problème s'est posé lors de l'étude de la photométrie des données HST, la brillance de surface observée loin du centre de la galaxie donnait des valeurs anormalement élevées, là où la luminosité est la plus faible. Ces valeurs n'avaient aucune signification physique puisque supérieures d'un ordre de grandeur au rayonnement de fond des galaxies (calculé à partir des données du Hubble Deep Field (HDF)), d'où l'idée que cela pouvait venir d'un problème de calibration, d'un problème de biais. La galaxie remplissant tout le champ d'observation, il n'était pas possible de calculer le fond de ciel.

Simien et Héraudeau en 1996 ont publié des données optiques sur de nombreuses galaxies spirales dont NGC 4414, ils ont notamment déduit les profils de luminosité en bandes B,V et I. L'idée était donc de prendre une valeur de la luminosité à grand rayon et de supposer que cette valeur est la même que pour nos données HST, et en déduire ainsi le biais qui nous pose problème.

On choisit tout d'abord une petite zone sur le grand axe et suffisamment loin du centre (autour de 100 arcsecondes par exemple), puis on ramène le flux calculé à celui d'une surface de 100 pixels (c'est à dire une $arcsec^2$). On peut calculer la brillance de surface équivalente et la comparer avec celle donnée par Héraudeau et Simien (1996) pour le même rayon.

Dans la pratique, j'ai pris un petit carré de 64 pixels (8×8) centré à une distance de 109 $arcsecs$, en commençant par la bande V, puisque la bande V instrumentale du HST correspond à la bande V du système photométrique Johnson-Morgan, la conversion est donc rapide et on a pas à se soucier du type spectral des étoiles:

$$F(r=109'') = 0.8208 \text{ counts /sec}$$

Ramener à une $arcsec^2$:

$$F(r=109'') = 1.275 \text{ counts /sec}$$

$$\mu_V = 22.27 \text{ mag.arcsec}^{-2}$$

A comparer avec la valeur de la brillance de surface donnée par Simien et al à partir des données de l'OHP:

$$\mu_V = 23.59 \pm 0.05 \text{ mag.arcsec}^{-2}$$

Après avoir calculé la moyenne azimutale à partir des données OHP, en prenant uniquement des points près du grand axe, on retrouve exactement les résultats du papier de Simien et Héraudeau.

	Brillance vraie (OHP) $mag.sec^{-2}$	Brillance biaisée (HST) $mag.sec^{-2}$	Point zéro Johnson	Niveau à enlever $erg.s^{-1}.cm^{-2}.\text{\AA}^{-1}$
B-F439W	24.15	22.88	+0.55	2.9018×10^{-20}
V-F555W	23.59	22.27	+0.00	3.1461×10^{-20}
I-F814W	22.58	21.28	-1.30	2.3526×10^{-20}

TAB. 7 – Niveaux de brillance à soustraire dans chaque bande observée avec le HST.

On va donc en déduire les valeurs de brillance de surface aux rayons qui nous intéressent avec une précision bien meilleure que par simple lecture sur une courbe, et ainsi trouver la valeur du biais que l'on va soustraire. Pour une $arcsec^2$, le flux correspondant sera:

$$F(r=109'') = 0.3778 \text{ counts /sec}$$

Soit un biais de:

$$F_B = 1.275 - 0.3778 = 0.8972 \text{ counts /sec}$$

Il faut donc enlever par pixel $8.97 \times 10^{-3} \text{ counts/sec}$ à l'image bande V. Le même travail a été effectué avec les autres images, et résumé dans le tableau 7.

3.2 Détail du calcul d'incertitude

La conversion des *counts/sec* en magnitudes Johnson, s'écrit de la manière suivante:

$$m_J = -2.5 \times \log_{10} (\text{Flux} \times \text{Photflam}) + \text{Photzpt} + \text{Jzero}$$

Pour avoir l'incertitude sur le flux, on va calculer les dérivées partielles du Flux par rapport aux variables sensibles:

$$dF = \left(\frac{\delta F}{\delta m_J} \right) dm_J + \left(\frac{\delta F}{\delta \text{Photflam}} \right) d\text{Photflam} + \left(\frac{\delta F}{\delta \text{Jzero}} \right) d\text{Jzero}$$

On peut calculer chacune des dérivées partielles facilement:

$$\frac{\delta F}{\delta m_J} = -\frac{\ln(10) \times F}{2.5}$$

$$\frac{\delta F}{\delta \text{Jzero}} = -\frac{\ln(10) \times F}{2.5}$$

$$\frac{\delta F}{\delta \text{Photflam}} = -\frac{F}{\text{Photflam}}$$

On en déduit ainsi:

$$\Delta F \leq \left| -\frac{\ln(10) \times F}{2.5} \right| \Delta M_J + \left| -\frac{F}{\text{Photflam}} \right| \Delta \text{Photflam} + \left| -\frac{\ln(10) \times F}{2.5} \right| \Delta M_{\text{Jzero}}$$

Et finalement on obtient:

$$\frac{\Delta F}{F} \leq \frac{\ln(10) \Delta M_J}{2.5} + \frac{\Delta \text{Photflam}}{\text{Photflam}} + \frac{\ln(10) \Delta M_{\text{Jzero}}}{2.5} \quad (2)$$

On peut ainsi estimer les incertitudes sur les calculs de flux à partir des données de Héraudeau et Simien. Voici le tableau des incertitudes pour les données de NGC 4414:

Filtre	B-F439W	V-F555W	I-F814W
Incertitudes			
$\Delta \text{Photflam} (\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{\AA}^{-1})$	2×10^{-19}	3×10^{-20}	2×10^{-20}
ΔM (magnitude)	0.05	0.05	0.05
ΔM_J (magnitude)	0.03	0.01	0.02

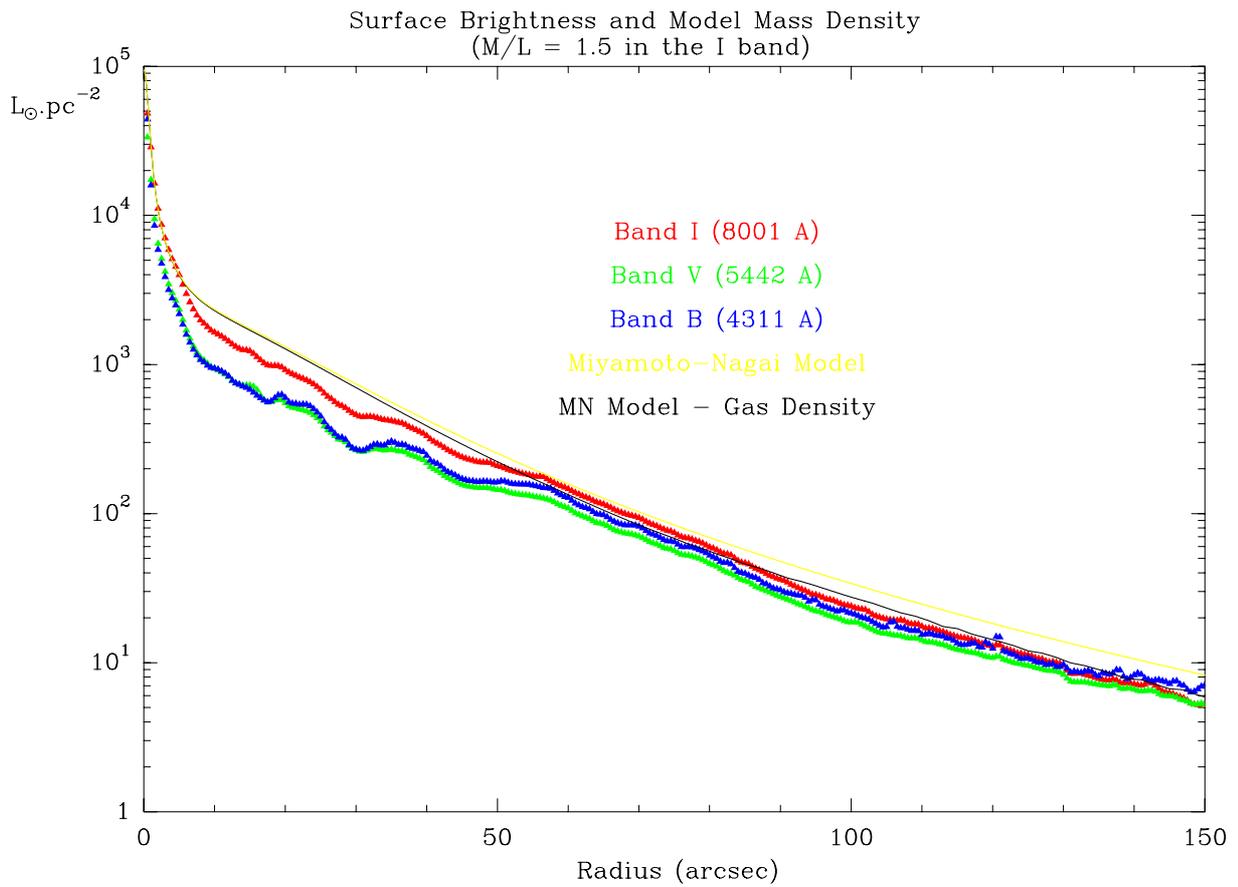


FIG. 7 – Profil azimuthal de la brillance de surface de la galaxie NGC 4414 dans les trois bandes optiques B, V, I, après correction du biais.

Où ΔM est l'incertitude sur les données de Héraudeau et Simien (1996).

Pour les bandes I et B, il y a un problème supplémentaire pour la conversion magnitude instrumentale - magnitude Johnson, puisque suivant le type spectral que l'on choisit les corrections diffèrent, il faut donc cibler un type d'étoiles qui correspond à ce que l'on observe et faire une moyenne des corrections.

C'est pourquoi il est important de connaître le type spectral le plus représentatif des étoiles de la galaxie. Pour cela on peut regarder les indices de couleur B-V et U-B de NGC 4414 et les comparer à ceux d'étoiles de la séquence principale observées dans notre galaxie.

Classe Spectrale	(B-V)	(U-B)
O5	-0.32	-1.15
B0	-0.30	-1.08
B5	-0.16	-0.56
A0	0.00	0.00
A5	0.15	0.09
F0	0.29	0.04
F5	0.42	-0.01
G0	0.58	0.05
G5	0.69	0.20
K0	0.85	0.47
K5	1.16	1.07
M0	1.42	1.25
M5	1.61	1.22

Pour NGC 4414, l'indice (B-V) est voisin de 0.8 alors que (U-B) est proche de 0.1, on se situe donc dans la tranche [K0 - G0]. On choisira donc, pour la conversion en magnitude Johnson, une valeur moyenne entre les types spectraux G0 et K0, à savoir les points zéro Johnson 0.55 en bande B, 0 en bande V et -1.3 en bande I.

Finalement, on peut estimer les incertitudes sur le flux mesuré dans les trois bandes B, V, I, calculées à partir de l'équation 2:

	B-F439W	V-F555W	I-F814W
$\frac{\Delta F}{F}$	$\approx 8.3 \%$	$\approx 6.5 \%$	$\approx 7.4 \%$

Troisième partie

Réduction des données
interférométriques du Plateau de
Bure

Chapitre 1

Intérêt de l'interférométrie millimétrique

Les interféromètres jouent un rôle particulier en radioastronomie car ils permettent de positionner ou d'imager des radiosources avec une grande précision ou une grande finesse. La construction de réseaux d'antennes formant des interféromètres a permis d'atteindre, dans les domaines centimétriques et millimétriques, des résolutions angulaires que seuls les télescopes optiques atteignaient jusque-là. L'interférométrie en synthèse d'ouverture consiste à déplacer des paires d'antennes et à profiter de la rotation terrestre pour synthétiser l'équivalent d'un télescope parabolique dont la taille serait équivalente à l'espacement maximum atteint entre deux antennes du réseau interférométrique.

Mathématiquement, si une paire d'antennes est déplacée de manière à ce que toutes les longueurs et les orientations de la ligne qui les relie (ligne de base) reproduisent tous les chemins possibles sur une parabolöide, l'information fournie peut être combinée pour donner exactement les mêmes performances que celles du parabolöide équivalent. Dans la pratique, toutes ces longueurs ne sont pas couvertes. Les antennes ne peuvent être configurées que suivant certaines positions privilégiées suivant que l'on désire un grand pouvoir séparateur ou une grande sensibilité. C'est l'un des problèmes rencontrés en interférométrie, car plus on veut de résolution moins on est sensible au signal reçu. Pour un flux donné, la sensibilité en brillance ΔT_b varie en $1/\Omega_s$ où Ω_s est le lobe synthétisé; elle est d'autant plus petite que la résolution est grande. Par ailleurs, plus l'écartement maximum entre antennes est grand, plus on a de difficulté à bien couvrir toutes les fréquences spatiales du plan (u,v) (plan TF des brillances). La dynamique des images est alors moins bonne que dans le cas où beaucoup de fréquences spatiales sont couvertes. On peut donc voir un interféromètre comme un filtre des fréquences spatiales. Les basses fréquences, c'est-à-dire les régions étendues sur le ciel, auront tendance à être filtrées car

dans le plan (u,v) les lignes de base courtes ont tendance à être moins bien échantillonnées. La raison est très simple, la taille des antennes définit l'écartement minimal entre deux antennes, donc la distance minimale dans le plan (u,v) . Un des moyens de résoudre le problème est de combiner les données interférométriques avec les données en antenne simple du même objet. On récupère ainsi une bonne partie du flux de l'objet provenant de l'émission étendue. Un autre intérêt de l'interféromètre par rapport à une antenne unique de grand diamètre est la précision des observations.

Le domaine millimétrique présente de nombreux intérêts pour l'observation. Il y a d'excellentes fenêtres atmosphériques, dans ce domaine de longueur d'onde l'atmosphère absorbe et diffuse beaucoup moins le signal que dans le domaine optique ou infra-rouge par exemple. La majeure partie de l'Univers est froide. L'émission d'un corps noir à 10K a son maximum dans le domaine submillimétrique. C'est un domaine privilégié pour l'étude du milieu interstellaire, de la composante gazeuse en particulier. Les molécules les plus abondantes (e.g. CO, HCN) ont leurs raies rotationnelles fondamentales dans le domaine millimétrique. Enfin, l'émission des molécules est observable dans les longueurs d'onde millimétrique, compte-tenu des basses températures.

Nous verrons en détail dans cette partie la réduction des données interférométriques du Plateau de Bure de NGC 4414. De plus, nous verrons une première approche de la combinaison des données en antenne simple et interférométriques.

Chapitre 2

Réduction des données

Le principe de la réduction des données interférométriques du Plateau de Bure consiste en trois points essentiels. Tout d'abord nous allons regarder la calibration des données, la phase, l'amplitude du signal, mais aussi les lignes de base, la bande passante et les délais géométriques doivent être connus. Cette étape sera détaillée dans ce chapitre. Nous verrons également la réalisation de la mosaïque de six champs et comment traiter cette mosaïque, en particulier les techniques de déconvolution. Une fois les données traitées, il faut être capable d'extraire du cube de données les informations pertinentes pour notre travail, à savoir la vitesse de rotation en chaque point observée, ainsi que l'intensité intégrée du CO(1-0) dans la galaxie. Enfin, nous aborderons le problème des espacements courts lié à l'interférométrie.

Date d'obs.	5 Mai 1996	27 Oct. 1996	15 Nov. 1996	15 Déc. 1996	6 Avr. 1997
Angle Horaire	-0.9 to 2.9	-1.0 to 4.9	-0.6 to 3.8	-3.8 to 0.6	-5.0 to -0.8
Configuration	D	D	C	C	D
Calibrateur, Flux (Jy)	3C273, 23.7	1156+295, 1.6	3C273, 24.4	3C273, 22.0	3C273, 23.0
Lobe primaire	43.8 "				
Lobe synthétisé	3.28 " × 3.00 "				
Résolution Vitesse	6.5 km.s ⁻¹				
Largeur de bande	360 MHz				
T _{SYS} typique	300-400 K				

TAB. 8 – Paramètres d'observations du CO(1-0) avec l'interféromètre de l'IRAM

2.1 Procédures de calibration

Calibration de bande passante

La réponse de l'interféromètre en phase et en amplitude en fonction de la fréquence, $f(\nu)$, doit être connue pour chaque ligne de base. C'est pourquoi on effectue une calibration de bande passante. Pour les observations du Plateau de Bure qui nous intéressent ici, la calibration de bande passante se fait par observation de sources fortes.

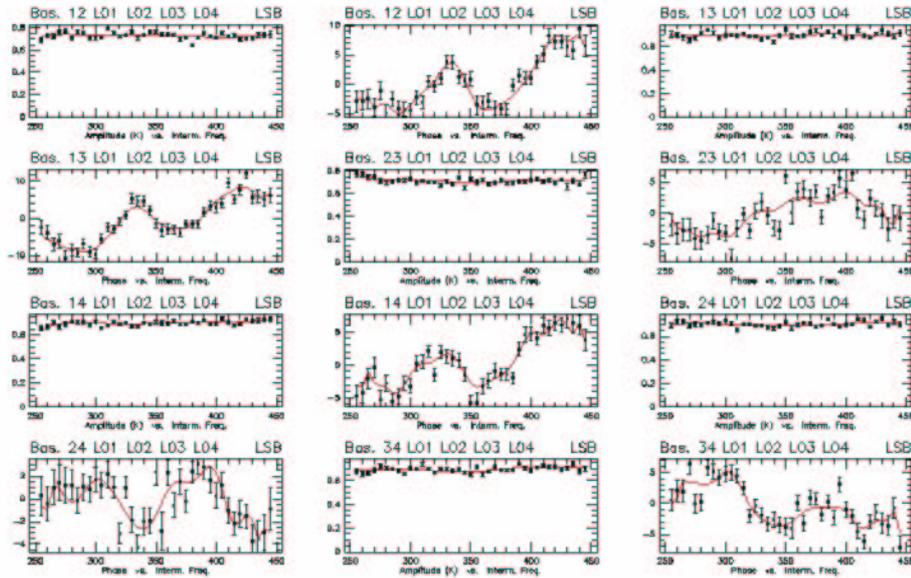


FIG. 8 – Calibration de la bande passante pour les observations du 5 mai 1996 réalisées au Plateau de Bure. La phase et l'amplitude sont représentées en fonction de la fréquence intermédiaire, pour chaque ligne de base. Le quasar utilisé pour effectuer la calibration est 3C273, un quasar très brillant situé à proximité de NGC 4414.

La réponse de l'interféromètre est proportionnelle à la visibilité de la source multiplié par un gain qui dépend à la fois de la fréquence et du temps. Cependant on peut décomposer ce gain en un produit d'un gain dépendant du temps par un gain dépendant de la fréquence. Il faut mesurer ces gains en pointant une source suffisamment forte (un quasar en général), et pendant une période suffisamment longue pour avoir un bon rapport signal sur bruit. Le but est de déterminer ces coefficients pour l'amplitude et la phase en ajustant les données par des fonctions polynomiales. La calibration en bande passante consiste à déterminer la dépendance du gain avec la fréquence. Cette calibration de bande passante a été effectuée par antenne, et non par ligne de base. Un exemple est donnée dans la figure 8, pour les données du 5 mai 1996.

Une fois la calibration en bande passante effectuée, les variations de l'amplitude et de la phase en fonction de la fréquence ne sont plus dues qu'aux propriétés intrinsèques de la source observée.

Calibration de phase

Déterminer la partie dépendante du temps du gain interférométrique est traditionnellement appelée calibration de phase. En fait le gain est complexe et c'est la phase et l'amplitude que l'on doit modéliser en fonction du temps par observation de sources ponctuelles. Plusieurs effets doivent être pris en considération pour la calibration de la phase proprement dite. La géométrie de l'interféromètre, c'est-à-dire la détermination précise des lignes de base, joue aussi un rôle dans la détermination de la phase du signal reçu. Si la ligne de base n'est pas connue exactement, on observe des décalages de phase. Cette calibration se fait par observation de nombreuses de nombreuses sources réparties sur la sphère celeste et dont la position est connue avec grande précision.

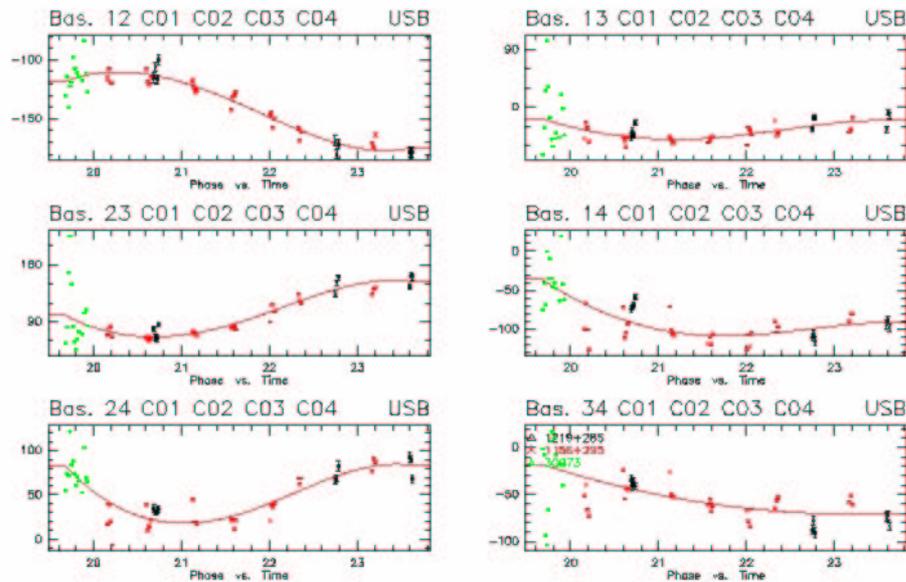


FIG. 9 – Calibration de la phase pour les observations du 5 mai 1996, et ce pour chaque ligne de base. Les différentes couleurs correspondent aux sources de calibrations utilisées lors de l'acquisition des données.

L'atmosphère terrestre et son évolution temporelle constituent l'un des principaux problèmes dans la calibration de phase. Les fluctuations de la phase varient suivant les conditions atmosphériques et la longueur des lignes de base.

Pour nos données nous avons utilisé la correction de phase des fluctuations atmosphériques. Cette procédure utilise des modèles de l'atmosphère ainsi que la configuration des antennes pour diminuer les fluctuations de phase observées. Le "focus" des antennes peut également introduire des erreurs de phase, c'est pourquoi il est important de refaire régulièrement le focus des télescopes, et de refaire un pointage de l'objet. Mais c'est l'atmosphère qui est le principal pourvoyeur des fluctuations. Nous ne rentrerons pas ici dans le détail de la correction atmosphérique de phase, Bremer et al. (1996) détaillent précisément les méthodes utilisées à l'IRAM, et plus particulièrement au Plateau de Bure, pour la correction de phase.

Pour nos observations de NGC 4414 nous avons utilisé une méthode de calibration de phase standard, c'est-à-dire l'observation d'une source proche de l'objet étudié qui va servir de calibrateur, de référence de phase. La figure 9 montre l'ajustement de la phase pour chaque ligne de base en fonction du temps. On utilise des splines cubiques pour faire l'ajustement, on peut également introduire une discontinuité permettant de rattraper le décalage de phase dû à un "focus" sur une source de calibration par exemple.

Calibration de flux

Toute mesure de flux d'un objet en interférométrie est relative à une source dont on connaît à l'avance le flux. Les planètes sont des objets a priori intéressants car on peut prédire avec une bonne précision la densité de flux rayonnée dans le domaine millimétrique. Cependant leur étendue angulaire par rapport au lobe synthétisé de l'interféromètre doit être prise en compte.

Les sources le plus souvent utilisées pour la calibration en flux sont les quasars qui sont des sources d'apparences ponctuelles pour les interféromètres du style de celui du Plateau de Bure. Ceux-ci ont pour particularité d'avoir une intensité variable au cours du temps; il faut donc connaître leur flux pour la période d'observation. Dans la pratique seuls les quasars les plus intenses, c'est-à-dire dont l'intensité est supérieure à environ 1 Jy, sont observés régulièrement en mode interférométrique. Avant la calibration de flux, il faut s'assurer que l'efficacité de chaque antenne est bien à la valeur standard; pour une observation à 3 mm elle doit être de l'ordre de 20 Jy.K⁻¹ pour une antenne du Plateau de Bure (15 m). Outre les puissants quasars, d'autres sources peuvent être utilisées en complément. Prenons par exemple MWC 349, étoile jeune de la constellation du Cygne possédant un disque d'accrétion pour lequel on observe une émission MASER dans les régions externes, et dont le spectre d'émission est bien modélisé:

$$F(\nu) = 1.69 \left(\frac{\nu}{227\text{GHz}} \right)^{0.6} \text{ Jy}$$

Pour les observations de NGC 4414, le tableau 9 montre les différents calibrateurs de flux utilisés ainsi que les flux correspondants à la période d'observations.

Date d'observation	Calibrateur (Quasar)	Flux (Jy)
5 mai 1996	3C273	23.7
	1156+295	1.68
	1219+285	0.48
27 octobre 1996	1156+295	1.6
	0923+392	3.6
	1219+285	0.28
	MWC349	1.12
15 novembre 1996	3C273	24.4
	1156+295	1.74
15 décembre 1996	3C273	22
	0923+292	4.63
	1156+295	1.49
	MWC349	1.12
6 avril 1997	3C273	23
	1308+326	1.12
	1156+295	0.59
	0415+379	3.35

TAB. 9 – *Calibrateurs de flux, et densités de flux correspondantes pour chaque période d'observation. En gras sont mentionnés les quasars qui ont servi à la calibration de la bande passante et du flux.*

Calibration d'amplitude

La calibration d'amplitude du signal est intimement liée à la calibration de phase décrite précédemment. On détermine la variation de l'amplitude en fonction du temps pour les calibrateurs, pour chaque ligne de base (Fig. 10). A côté des fluctuations de phase dues à l'atmosphère qui dominent presque toujours en interférométrie millimétrique, les erreurs de pointage ou les problèmes de focus liés à des variations thermiques de la surface et de la structure des antennes sont très dommageables pour la qualité des données, en termes d'erreur de phase mais aussi de perte d'amplitude du signal radio. Au Plateau de Bure, les réglages du pointage se font automatiquement toutes les heures.

De plus, la connaissance en temps réel des conditions atmosphériques est très importante, notamment la quantité de vapeur d'eau présente dans l'atmosphère. Chaque antenne est physiquement séparée des autres d'une distance non négligeable, de telle sorte que les conditions atmosphériques doivent être traitées pour chaque antenne. Lucas (1995) donne de plus amples détails sur la correction atmosphérique de phase au Plateau de Bure.

C'est sous CLIC que nous allons ajuster les variations temporelles du gain global de chaque antenne par des fonctions de splines cubiques, en mode antenne (Fig. 10). L'ajustement doit

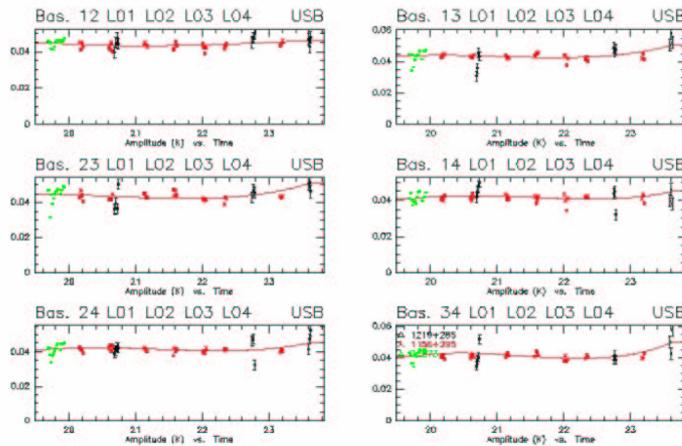


FIG. 10 – Calibration de l’amplitude pour les observations du 5 mai 1996, pour chaque ligne de base. Chaque couleur représente une source de calibration différente.

d’être le plus lisse possible pour minimiser les erreurs introduites sur la source observée dans l’intervalle entre chaque calibrateur. Pour nos observations, un scan a dû être éliminé, à cause d’un bug informatique, le 5 mai 1996 lors du passage à minuit des données étaient décalées de 24h par rapport aux suivantes. De plus, nous avons éliminé certaines données pour cause de "shadowing" (ombre "portée" d’une antenne sur l’autre). Ce phénomène se produit lorsque le rayonnement provenant de la source est partiellement occulté par une antenne voisine, notamment lorsque la configuration des antennes est compacte ou lorsque la source est basse sur l’horizon. Enfin, certains pointages difficiles à basse élévation où une soudaine augmentation de la température système T_{sys} , nous ont contraint à rejeter certaines données.

2.2 Mosaïque

Le principe ici est de reconstruire une mosaïque à partir des observations de chaque champ de façon optimale, c’est-à-dire avec le meilleur rapport signal sur bruit possible. Gueth (1997) décrit en détail l’ensemble des phases de la création d’une mosaïque dans le cadre de l’interféromètre du Plateau de Bure. Deux méthodes existent pour la création d’une mosaïque. Dans l’approche linéaire, chaque champ est traité indépendamment en utilisant les techniques de déconvolution classique et la mosaïque est créée avec les images propres. Dans l’approche non-linéaire, la déconvolution est effectuée après l’assemblage des champs d’observations. À cause de la forte non-linéarité des méthodes de déconvolution, l’approche non-linéaire donnera, de loin, les meilleurs résultats.

Dans la pratique, pour différentes positions dans le plan de la galaxie NGC 4414, 6 au total, on va réaliser une carte des visibilitées (fichiers *.uvt) pour chaque canal de fréquence d'observation (72 en tout). Chaque canal correspond à une vitesse observée par décalage Doppler de la raie de CO(1-0), la vitesse centrale étant 716 km.s^{-1} (soit une fréquence de 114.996 GHz par rapport à l'observateur terrestre), la vitesse de récession de NGC 4414 étant légèrement plus élevée (726 km.s^{-1}). Les positions observées avec l'interféromètre sont indiquées dans le tableau 10. Un point important en effet, le recouvrement des champs d'observation doit être à mi lobe primaire des antennes individuelles, soit un recouvrement de 21" environ à 115 GHz. Lors de la déconvolution un recouvrement insuffisant peut entraîner des artefacts dans la mosaïque finale.

Position Cardinale	Décalage en A.D.	Décalage en Déc.
Nord	-11.8 "	25.4 "
Nord-Est	-13.6 "	5.0 "
Nord-Ouest	5.0 "	13.6 "
Sud-Est	-5.0 "	-13.6 "
Sud-Ouest	13.6 "	-5.0 "
Sud	11.8 "	-25.4 "

TAB. 10 – Centres de pointage de chacun des six champs observés de la mosaïque de CO(1-0) avec pour référence $12^{\text{h}}26^{\text{min}}27.09^{\text{s}}$, $+31^{\circ}13'22.0''$ (J2000).

Il faut maintenant superposer toutes nos observations, pour chaque champ d'observation. Suite à un problème de soft lors du passage à Bure VMS – UNIX dans le courant de 1996, le centre de phase était décalé entre les observations de mai 1996 et les observations postérieures. La procédure UV Shift sous Graphic permet de déplacer le centre de phase avant de superposer l'ensemble des cartes. Ensuite, on utilise la routine UV Map pour créer un cube de données en trois dimensions (position+vitesse). On a donc six cubes de données correspondant aux champs observés que l'on va combiner pour former la mosaïque.

La procédure permettant de créer une mosaïque est Make_Mosaic. Elle va engendrer un cube de données unique, pour lequel on aura spécifié un seuil de troncation. Nous avons choisi un seuil de 10%, c'est-à-dire que les régions où le lobe primaire descend en dessous de 10% du maximum d'intensité sont éliminées de la mosaïque. Cela permet de ne pas rajouter trop de bruit dans la carte, celui-ci augmentant de manière drastique au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre des champs d'observation; on évite ainsi de contaminer les champs adjacents.

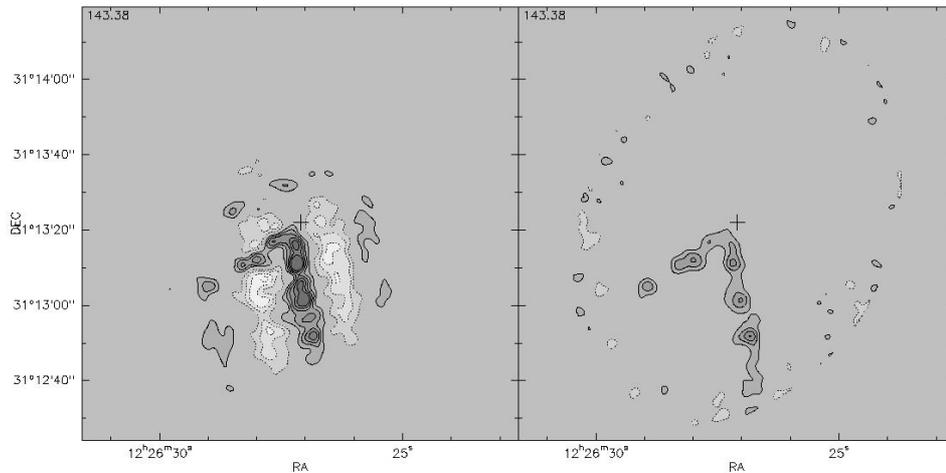


FIG. 11 – À gauche, la carte est dite sale, les lobes secondaires et les lobes négatifs sont présents, à droite la carte propre. Le bruit va être rejeté sur les bords de la mosaïque par la procédure de CLEAN.

2.3 Déconvolution

La technique de déconvolution standard, CLEAN, est due à Högbom (1974). Il existe plusieurs variantes, notamment celle proposée par Clark (1980). C'est un processus itératif qui suppose que l'émission du ciel peut être décomposé en un ensemble de sources ponctuelles que l'on va chercher à identifier. À cause de la convolution on ne sait pas si un pic d'intensité sur notre carte correspond à une vraie source ponctuelle ou un maximum secondaire. L'algorithme a un certain nombre de paramètres libres, le gain, le nombre d'itérations ou encore le seuil de convergence. Le gain détermine la fraction du flux que l'on va considérer à chaque itération. Pour le CLEAN de notre mosaïque nous avons utilisé un gain de 0.2. Le nombre d'itérations doit être suffisamment grand pour qu'on ne rate pas de sources, et si le seuil de convergence est judicieusement choisi, le processus s'arrêtera avant le nombre maximal d'itérations (typiquement quelques milliers). Le seuil de convergence est la valeur du flux en dessous de laquelle le processus s'arrête. Il peut, soit être absolu c'est-à-dire fixé à un flux donné, soit être relatif au flux maximum détecté, ce que nous avons choisi avec un seuil de convergence de 10%.

La figure 11 montre une mosaïque d'observation pour un canal de fréquence particulier, avant et après le CLEAN. Outre les lobes secondaires et négatifs qui apparaissent dans la carte sale, on remarque que le bruit a été en quelque sorte repoussé sur les bords de la mosaïque lors du CLEAN, d'où l'intérêt lors de la création de celle-ci d'utiliser un seuil de troncation suffisamment bas. La figure 12 montre toutes les cartes propres pour chaque canal de fréquence.

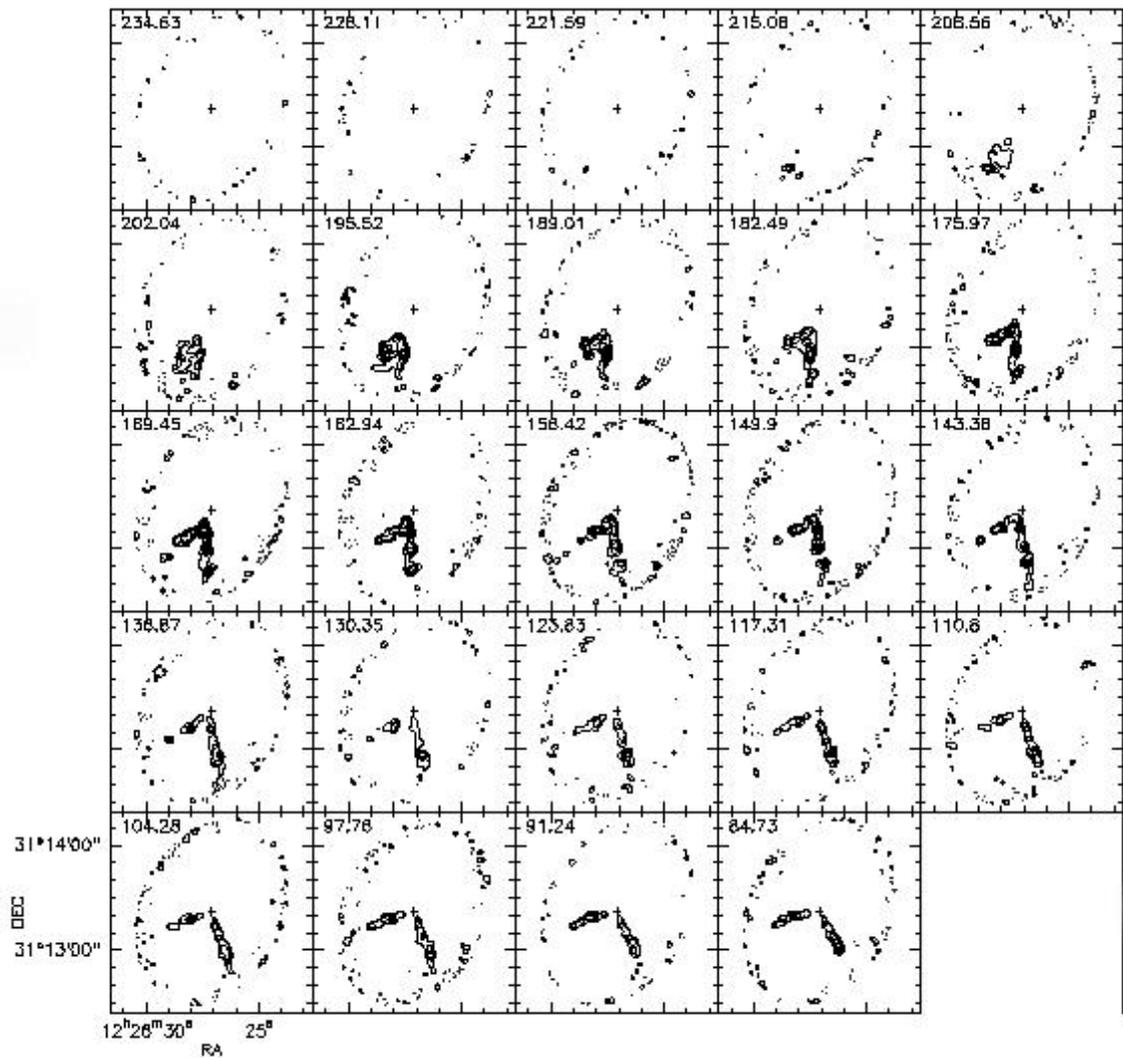
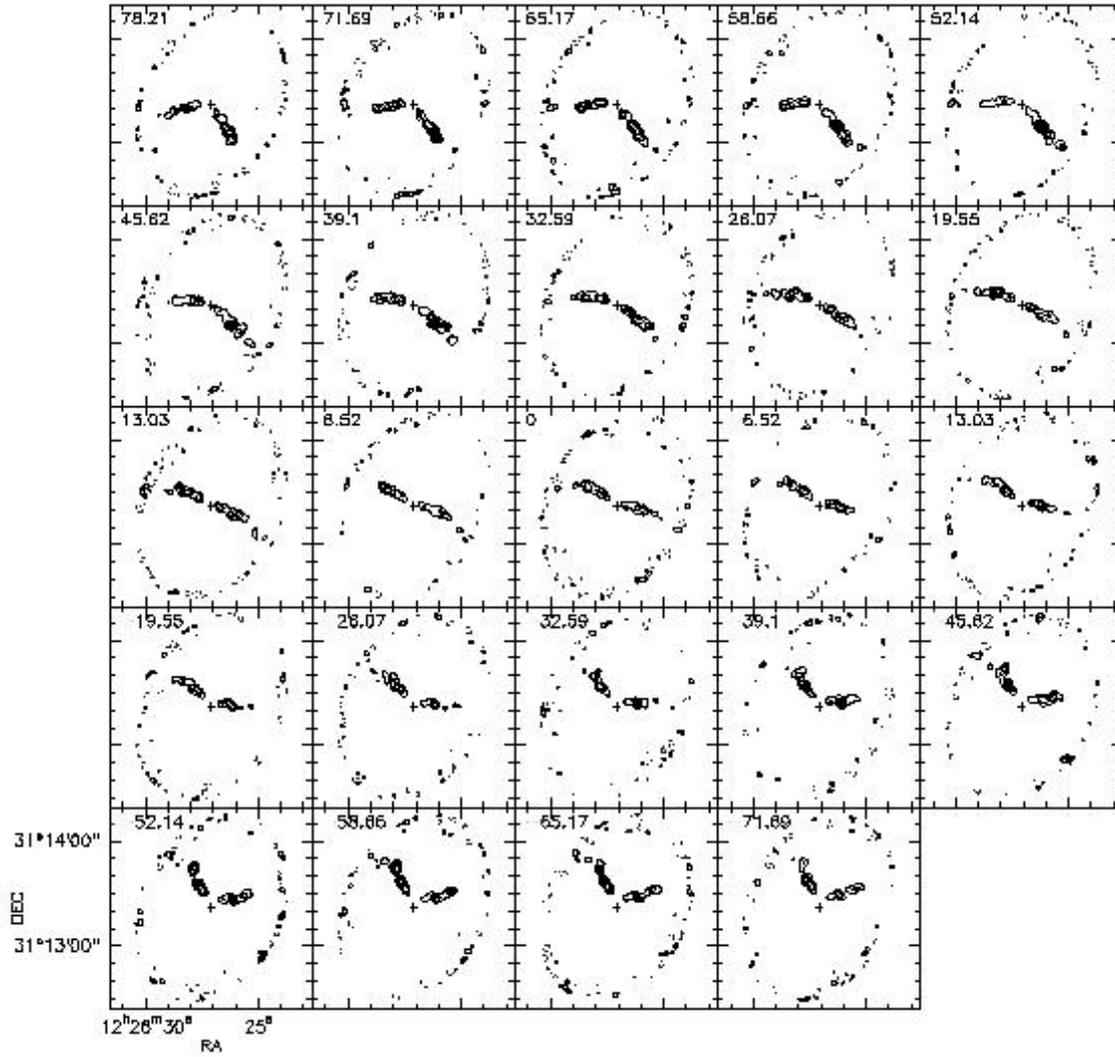
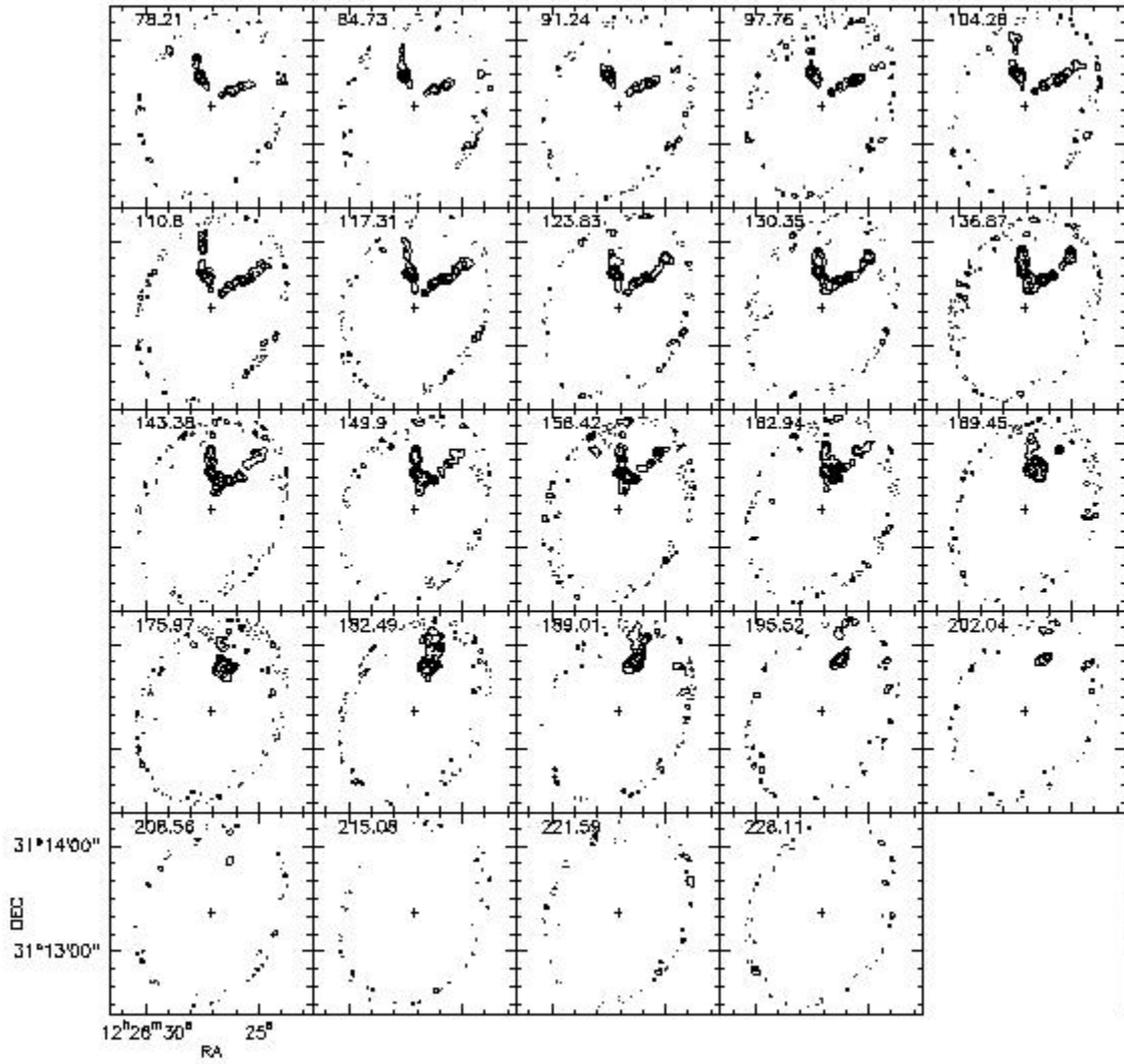


FIG. 12 – Cartes du flux observé pour chaque canal de fréquence. Chaque canal correspond à une vitesse donnée, avec une largeur de 6.5 km.s^{-1} , soit une couverture de 468 km.s^{-1} .





2.4 Calcul des moments

Nous avons calculé la courbe de rotation du gaz moléculaire grâce au premier moment des données interférométriques CO(1-0) (Fig. 13). Au lieu d'utiliser tous les canaux pour le calcul de la vitesse de rotation à chaque position, nous avons mis au point une procédure de calcul de moments qui permet de limiter au maximum les effets du bruit. La raie de CO(1-0) est relativement étroite, c'est-à-dire quelques canaux de large, aussi, il était plus judicieux de n'intégrer le spectre qu'autour de la raie et ainsi d'éviter le bruit présent dans les canaux loin de la raie.

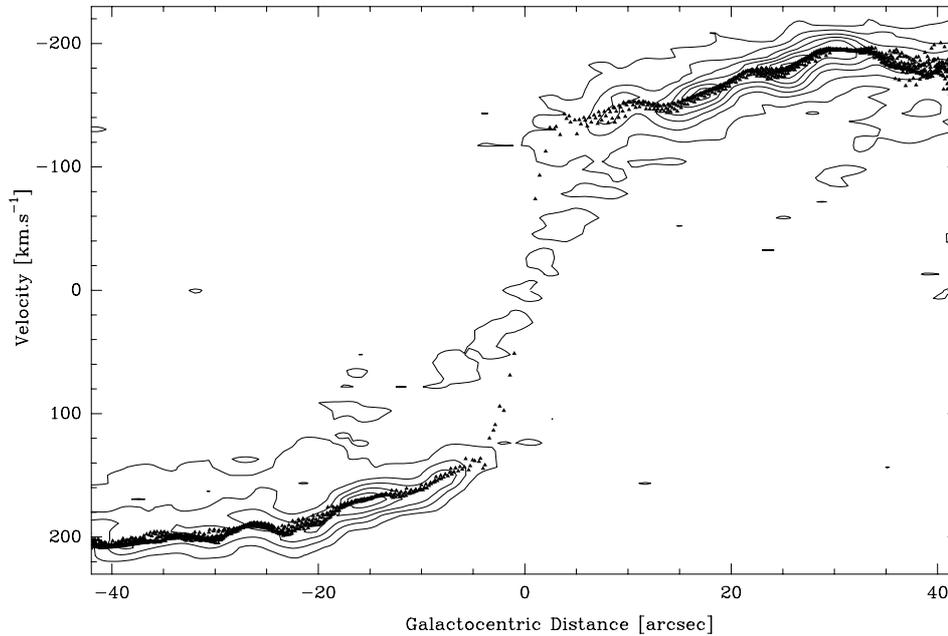


FIG. 13 – Diagramme Position-Vitesse le long du grand axe de NGC 4414. Les niveaux des contours sont $(1,2,3,\dots,10) \times 25 \text{ mJy.beam}^{-1}$. Les petits triangles noirs représentent la courbe de rotation calculée à partir du premier moment $\frac{\sum I_k \cdot v_k}{\sum I_k}$. La vitesse centrale est la vitesse systémique $V_{LSR} = 716 \text{ km.s}^{-1}$. Les vitesses ne sont pas corrigées de l'inclinaison.

Pour cela, nous avons tout d'abord estimé les vitesses de rotation grossièrement grâce à un premier modèle ajusté sur la courbe de rotation calculée à partir du calcul simplifié du premier moment (on intègre sur tous les canaux pour toutes les positions). La vitesse circulaire V_m que nous donne ce modèle de masse initial va servir de vitesse centrale pour chaque position, et nous allons intégrer autour du canal correspondant à cette vitesse théorique sur une bande de 21 canaux (± 10 canaux), soit 136 km.s^{-1} .

La vitesse donnée par le calcul des moments est alors:

$$V(x, y) = \frac{\sum_{\substack{i=V_m+10 \\ S_i \geq S_0}}^{i=V_m-10} V_i S_i}{\sum_{\substack{i=V_m+10 \\ S_i \geq S_0}}^{i=V_m-10} S_i} \quad (3)$$

Pour être certain que la méthode soit valable, c'est-à-dire pour vérifier que l'on oublie pas d'émission dans notre sélection de canaux, nous avons effectué des vérifications "à la main" sur un très grand nombre de spectres. La largeur des raies est très inférieure à 21 canaux, aussi on est sûr d'englober la totalité du signal reçu. On est sûr aussi de ne pas biaiser notre calcul avec notre modèle, puisqu'on intègre sur un intervalle suffisamment grand pour qu'un écart significatif au modèle soit envisageable. Enfin, nous avons tenu compte d'une largeur des raies plus grande dans la région centrale en augmentant le nombre de canaux d'intégration dans cette zone de la galaxie. Cela nous a permis de tracer le champ des vitesses dans le disque de NGC 4414, comme l'illustre la figure 14.

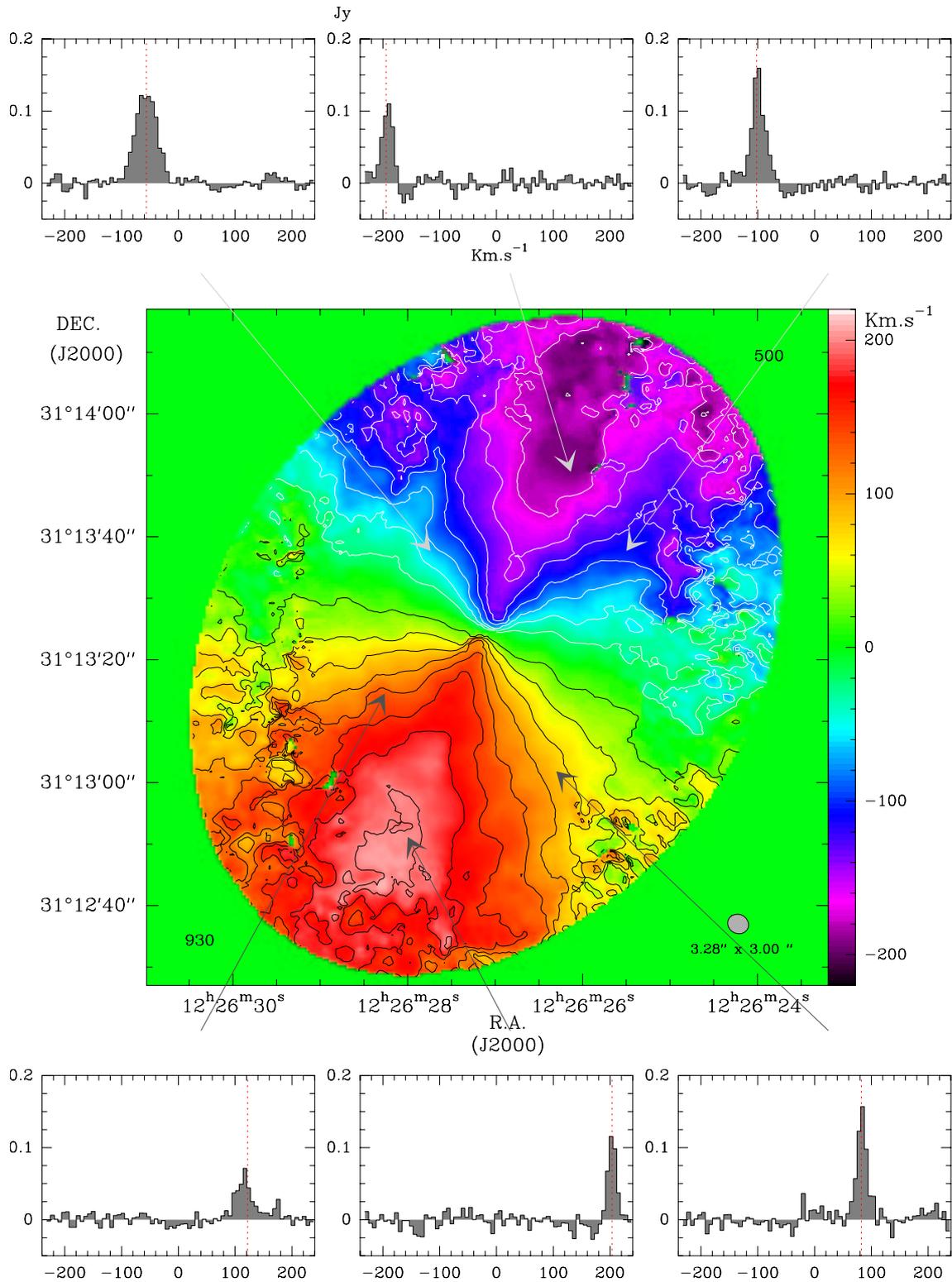


FIG. 14 – *Champ de vitesses de NGC 4414 calculé à partir des observations CO(1-0). Quelques spectres sont présentés pour montrer le bon accord entre les vitesses calculées et les données. Les vitesses ne sont pas corrigées de l'inclinaison. Les contours en violet et bleu correspondent au côté s'approchant, les contours en rouge et jaune au côté s'éloignant. L'intervalle entre chaque contour est de 25 km.s^{-1} de -200 km.s^{-1} à 200 km.s^{-1} , avec une résolution spectrale de 6.5 km.s^{-1} .*

2.5 Combinaison antenne simple - interférométrie

La couverture du plan ($u-v$) n'est pas toujours idéale lorsqu'il s'agit d'observations interférométriques, notamment pour les espacements courts puisque physiquement deux antennes ne peuvent pas être éloignées d'une distance inférieure à leur diamètre. La technique de mosaïque permet en théorie de récupérer en partie ces espaces courts, mais dans la pratique, il manque encore l'information provenant des structures d'émission à grande échelle. Une grande structure peut très bien se retrouver découpée en plusieurs structures de la taille du lobe primaire.

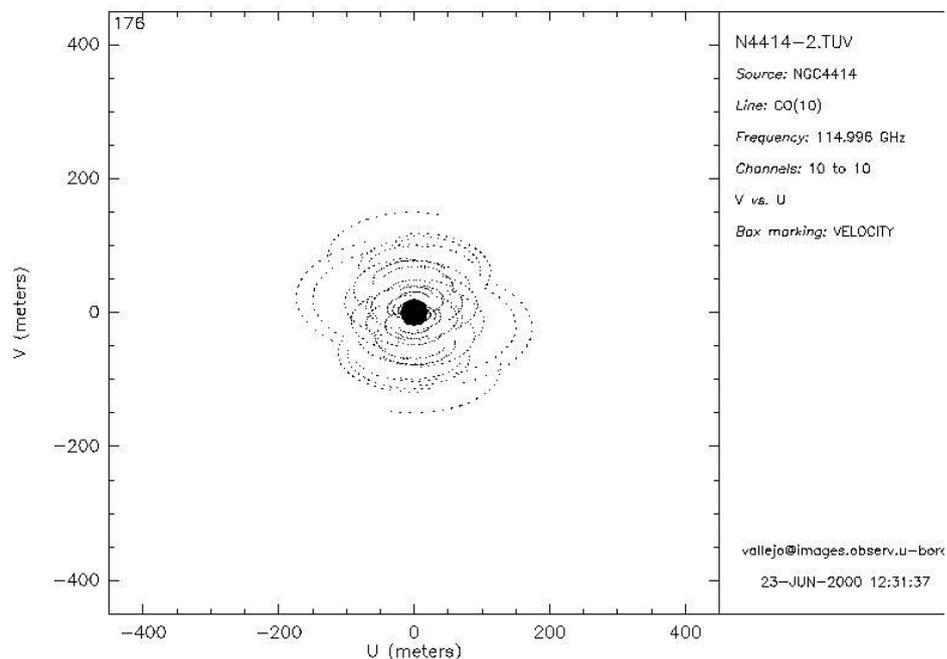


FIG. 15 – Couverture du plan ($u-v$) lorsque sont combinées les données en antenne simple et les données interférométriques. Les espacements courts sont désormais totalement couverts.

Pour résoudre ce problème il faut combiner les données interférométriques avec les données obtenues en antenne simple. Dans ce cas là, la technique de déconvolution décrite précédemment n'est plus adaptée. Il faut utiliser un algorithme de CLEAN multi résolution, comme celui proposé par Wakker et Schwarz (1988). Les déconvolutions vont être effectuées à basse et haute résolution, et la combinaison des deux va permettre de mieux rendre compte des structures étendues qu'un algorithme classique. Pour les mosaïques, Gueth (1997) a développé un algorithme de CLEAN multi résolution sous Mapping.

Pour NGC 4414 nous avons effectué la combinaison des données en antenne simple (Braine

et al. 1993, 1997) et interférométriques (Vallejo et al. 2002a). La figure 15 montre la couverture du plan (u-v) après combinaison des données. Cependant l'échantillonnage du ciel avec le 30 m n'est pas tout à fait suffisant pour effectuer une combinaison optimale. De plus, il faut donner un certain poids aux données 30 m par rapport aux données interférométriques. Si le poids donné aux observations en antenne simple est trop grand, on perd en résolution spatiale, et dans le cas contraire on ne récupère pas le flux des sources étendues (plus de 30% de l'émission détectée par l'antenne de 30 m est filtrée par l'interféromètre). Cette combinaison n'est pas terminée mais reste une tâche réalisable à court terme.

Quatrième partie

Le rapport $\frac{\text{Masse}}{\text{Luminosité}}$ dans la galaxie
spirale NGC 4414

Chapitre 1

Contexte

L'existence et la nature d'une matière dite "noire", c'est-à-dire qu'on ne peut pas observer directement, est l'un des problèmes majeurs de l'astrophysique actuelle. Il se trouve que plusieurs indices laissent à penser que la masse réelle des galaxies est supérieure à ce que leur observation suggère. Concrètement on peut avoir une idée de la masse d'une galaxie donnée en mesurant sa luminosité et en appliquant un rapport masse/luminosité standard. Les vitesses de rotation suggèrent que la masse réelle des galaxies est sensiblement supérieure à cette valeur. D'où l'hypothèse que cette masse manquante serait invisible. Selon le type de matière noire, différentes distributions sont attendues. L'objectif de ce chapitre est de montrer comment nous avons identifié et estimé les contributions et distributions des composantes visibles (étoiles + gaz) dans la galaxie spirale NGC 4414, étape nécessaire avant d'aborder le problème de la matière noire.

Des données de très bonne qualité sont nécessaires pour entreprendre cette étude. Il faut mesurer la courbe de rotation galactique à grand rayon, grâce aux observations de l'hydrogène atomique, mais aussi dans les parties centrales avec une haute résolution angulaire pour s'affranchir des effets de "beam-smearing". C'est le cas grâce aux observations du CO(1-0) réalisées avec l'interféromètre du Plateau de Bure. Du point de vue observationnel, il faut que l'objet étudié soit suffisamment loin du plan galactique pour éviter les problèmes liés à la confusion stellaire et à l'absorption par la poussière présente en grande quantité dans les régions proches du plan de notre Galaxie. Il est également préférable que la galaxie étudiée soit de type tardif (Sc). Le bulbe étant petit comparé au disque, la modélisation en est plus facile. De plus, les galaxies de cette classe sont plus nombreuses et ont probablement subi moins d'interactions. L'isolement de la galaxie est aussi un facteur important car on élimine les problèmes d'interaction gravitationnelle qui peuvent perturber le disque de la galaxie. Il faut également connaître la distance avec une bonne précision; c'est le cas pour NGC 4414 qui a fait partie du HST Cepheid Key Project

(Turner et al. 1998). Par conséquent nous possédons des images du télescope spatial très profondes dans les trois bandes optiques B, V et infrarouge proche I. La bande I va nous servir de référence de brillance stellaire car elle trace mieux la distribution de masse et est moins affectée par l'extinction que les bandes B ou V. Nous avons tous les outils nécessaires à l'estimation du rapport masse sur luminosité stellaire dans la galaxie spirale NGC 4414.

Peu de valeurs du rapport M/L sont disponibles dans la littérature. Pryor et Meylan (1993) ont étudié les rapports M/L de 56 amas globulaires de notre Galaxie en utilisant des modèles dynamiques de type King-Michie. Ils trouvent des valeurs de rapport M/L dans la bande V de l'ordre de 2.3. Dubath et Grillmair (1997) déduisent une valeur similaire de l'étude de 9 amas globulaires dans M 31. Dans le domaine infra-rouge, en bande K ($2.2 \mu\text{m}$), Olling et Merrifield (2001) trouvent des rapports M/L compris entre 0.3 et 0.7 pour la Voie Lactée, valeurs proches de celles trouvées par Bell et de Jong (2001) grâce à l'étude des synthèses de population. Hoekstra et al. (2001) trouve des valeurs de M/L en bande B comprises entre 1.2 et 5.8, avec une moyenne de 3.5, pour un échantillon de 24 galaxies spirales. Mais il ne faut pas oublier que les valeurs de Hoekstra et al. (2001) sont très affectées par la présence de poussière qui a tendance à augmenter le rapport M/L puisque l'on sous-estime alors la luminosité de la galaxie, notamment dans cette longueur d'onde particulièrement sensible.

Chapitre 2

Le milieu interstellaire dans NGC 4414

Nous aborderons ici l'étude du milieu interstellaire de la galaxie NGC 4414. Celui-ci représente environ 20% de la masse visible totale de la galaxie, et cette proportion est typique des galaxies spirales. Dans les galaxies elliptiques ou lenticulaires, composées essentiellement de vieilles étoiles, cette proportion tombe jusqu'à moins de 0.1%, alors qu'à l'inverse, elle peut atteindre 30% et plus dans les galaxies irrégulières. La galaxie NGC 4414 a fait l'objet de nombreuses études détaillées de son milieu interstellaire, notamment la composante gazeuse (Braine et al. 1993; Sakamoto 1996; Braine et al. 1997; Thornley et Mundy 1997b; Braine et Hughes 1999).

Nous nous sommes surtout intéressés au milieu interstellaire dans le disque de NGC 4414. Le milieu interstellaire comprend du gaz interstellaire, mais aussi une phase solide, les poussières interstellaires. Une caractéristique de ce milieu est d'être extrêmement inhomogène. On distingue, outre les poussières, une composante gazeuse dense et froide formée des nuages interstellaires et baignant dans un milieu beaucoup plus ténu et chaud. Le composant principal du gaz interstellaire est l'hydrogène, que l'on peut trouver sous forme neutre (HI), ionisé (HII) et sous forme moléculaire (H₂) dans les nuages interstellaires. Les régions riches en hydrogène ionisé, appelées régions HII, sont des traceurs des bras spiraux et des régions où se forment préférentiellement les étoiles. Le milieu interstellaire comprend également de nombreuses espèces moléculaires, la plus abondante étant H₂. En général le milieu interstellaire n'est pas directement visible, sauf dans le cas très particulier de nébuleuses gazeuses, où la proximité d'étoiles excitatrices le rend émissif ou diffusif. Le milieu interstellaire ne comprend pas que de la matière. On y trouve également du rayonnement, du champ magnétique, des rayons cosmiques, notamment des électrons, des positons, des neutrinos, des muons, des protons, des noyaux jusqu'au fer, et ce à toutes les

énergies jusqu'à la coupure à 10^{21} eV. Les rayonnements γ très énergétiques proviennent de la désintégration des pions Π^0 produits par interaction des protons du rayonnement cosmique avec le gaz interstellaire, mais aussi de l'effet Compton-inverse s'il a lieu.

Nous allons étudier dans ce chapitre les principales composantes du milieu interstellaire, à savoir le gaz atomique, le gaz moléculaire, le gaz ionisé et la poussière. Nous verrons surtout leurs rôles dans la dynamique d'une galaxie spirale normale comme NGC 4414.

2.1 La composante gazeuse

2.1.1 Le gaz atomique neutre

Dans le milieu interstellaire, la plupart du gaz est sous forme d'hydrogène atomique (HI) ou moléculaire (H₂), la phase moléculaire dominant dans des régions où la température cinétique est basse (typiquement inférieure à 50K). En 1944, Hendrik van de Hulst, jeune chercheur au service de Jan Oort à l'observatoire de Leyde, prédit que l'hydrogène atomique froid devrait émettre dans une fréquence radiométrique particulière, à cause d'un faible changement dans l'énergie des atomes d'hydrogène. Cette raie sera pour la première fois détectée en 1951 par Ewen et Purcell (1951) et quasi simultanément par Muller et Oort (1951) dans notre galaxie, lançant une nouvelle ère dans la radioastronomie. Ce fût Roberts (1962) qui, le premier, détecta la présence d'hydrogène atomique dans des galaxies proches comme NGC 628 ou NGC 2403.

La longueur d'onde correspondant à cette émission est 21.1 cm, soit une fréquence de 1420.4 MHz, d'où l'appellation de raie à 21 cm. La plupart de l'hydrogène dans l'espace est dans son état fondamental d'énergie. Les spins de l'électron et du proton peuvent alors soit pointer dans la même direction (configuration parallèle), soit pointer dans des directions opposées (configuration antiparallèle). L'énergie de l'état où l'électron et le proton ont des spins antiparallèles est légèrement plus basse que l'énergie de l'état où les spins sont parallèles. Or, on sait que la matière froide tend à être dans l'état de moindre énergie, par conséquent l'électron, si il se trouvait dans l'état de spin parallèle, passerait dans l'état de spin antiparallèle. La différence entre les deux niveaux est très petite et l'on parle de la structure hyperfine de l'atome d'hydrogène. La probabilité de changement d'état est très faible ($P = 2.869 \cdot 10^{-15} \text{s}^{-1}$).

Il faut en moyenne un million d'années pour que cette transition d'énergie se produise spontanément pour l'atome d'hydrogène. Mais dans l'espace la quantité d'atomes H sur certaines directions observées est si grande qu'un signal radio peut être détecté. Au laboratoire dans des conditions particulières les niveaux d'énergie des atomes H peuvent être triés et l'on observe une transition à 21 cm extrêmement pure qui sert d'étalon de référence (horloge atomique). Dans l'espace interstellaire la raie à 21 cm est assez facilement observable puisque la poussière est

complètement transparente à cette longueur d'onde; il n'y a pas d'extinction.

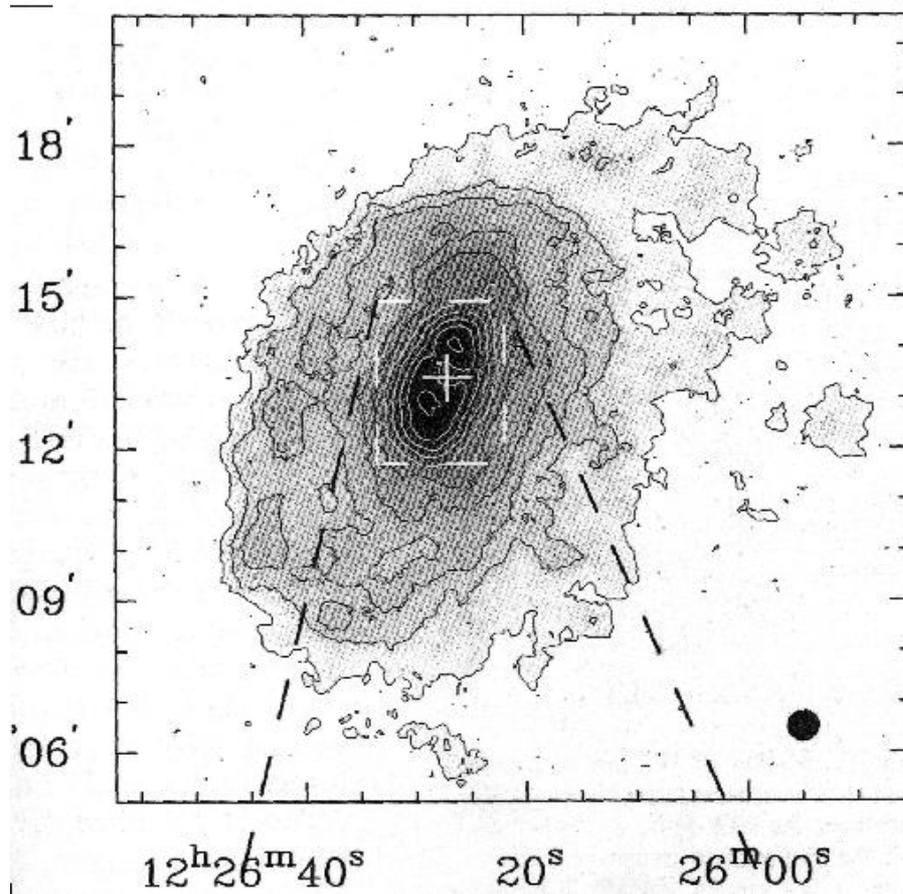


FIG. 16 – Cartographie de l'hydrogène atomique neutre dans la galaxie NGC 4414.

Bien sûr l'hydrogène atomique est le composant majoritaire de la composante gazeuse atomique, mais il faut également y ajouter l'hélium atomique. Celui-ci représente une fraction non négligeable de la composante atomique (environ 10% en nombre, 27% en masse). Pour NGC 4414 nous avons re-réduit les données de Thornley et Mundy (1997b) obtenues avec le VLA avec une résolution de $13.1'' \times 12.5''$, afin de mieux tenir compte des observations en configuration D qui possèdent une grande sensibilité aux faibles brillances de surface caractéristiques des régions externes d'une galaxie spirale normale. La figure 16 montre la carte de l'émission de l'hydrogène atomique à 21 cm obtenue par Thornley et Mundy (1997b). La composante atomique s'étend sur près de 12' sur le grand axe de la galaxie, le disque de gaz atomique s'étend sur trois fois le disque optique.

La densité de colonne maximum de HI est de $3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. On parle de densité de colonne car l'information fournie par les observations intègre la composante du gaz sur la ligne de visée.

Les résultats obtenus point par point permettent de restituer une image radio à deux dimensions. La densité de colonne est donc la densité réelle exprimée en nombre de particules par unité de surface, puisqu'intégrée suivant la ligne de visée. La masse totale de gaz atomique, hydrogène plus hélium atomiques, est de $8.4 \times 10^9 M_{\odot}$, soit environ 12% de la masse visible.

Outre la connaissance de la masse et de la distribution de l'hydrogène atomique, la courbe de rotation du HI nous intéresse au plus haut point. C'est elle qui va nous renseigner sur la contribution de la matière noire, composante dominante du potentiel gravitationnel dans les régions externes des galaxies spirales si on en croit les très nombreuses observations de cette raie à 21 cm. Pour NGC 4414 la courbe de rotation décroît doucement à partir de $80''$ environ, comme le montre la figure 17.

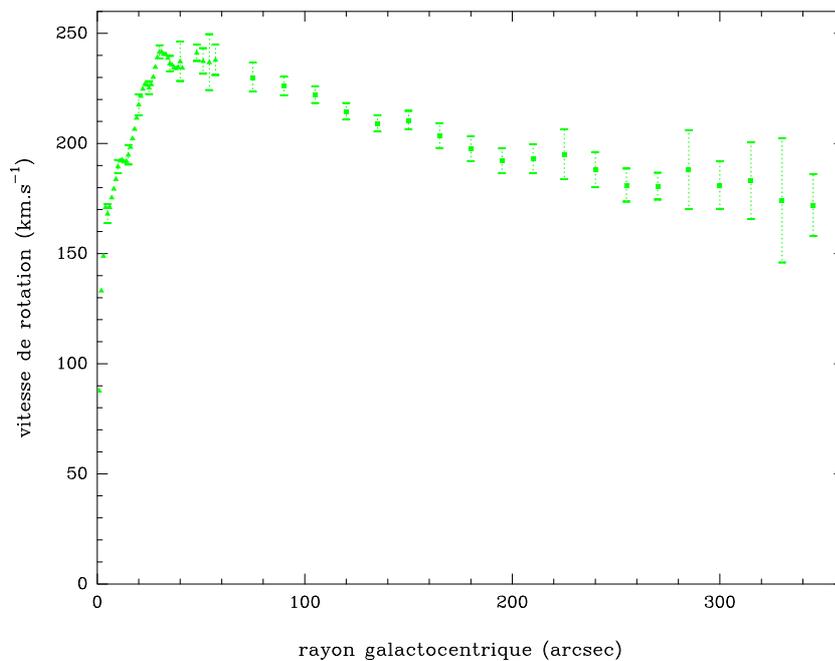


FIG. 17 – Variation de la vitesse de rotation du gaz atomique en fonction du rayon galactocentrique dans la galaxie NGC 4414. La résolution angulaire est de $13.1'' \times 12.5''$. Au centre (rayon $< 60''$) ont été rajoutées les données CO(1-0).

Nous verrons un peu plus loin comment l'étude couplée de cette courbe de rotation et de la composante visible de la galaxie peut nous permettre, à la fois de contraindre la contribution de la matière noire au potentiel gravitationnel, mais aussi de restreindre de manière significative les possibilités de distribution de cette matière sombre.

2.1.2 Le gaz ionisé

Dans les régions où coexistent le gaz atomique et les jeunes étoiles chaudes, typiquement O et B, des processus d'ionisation et de recombinaison sont à l'oeuvre et l'on observera des régions HII. Dans ces nébuleuses chaudes, l'hydrogène va être ionisé par le flux des rayons UV provenant des jeunes étoiles très lumineuses. Seules des collections d'étoiles très chaudes de type O ou B sont susceptibles d'ioniser des régions de taille substantielle à l'échelle des bras d'une galaxie. À titre de comparaison, une étoile de type O7, 2000 étoiles de type B3 et 5 millions d'étoiles de type AO ioniseront le même volume (Strömgren 1948). Cette ionisation du milieu entourant l'étoile va donner naissance à un plasma composé essentiellement d'électrons et de protons et le rayonnement de "freinage" des électrons donne lieu à un rayonnement radio de type "continuum" bien observable en onde centimétrique ou décimétrique. Par ailleurs, lorsque l'électron et le proton vont se recombiner pour former un atome d'hydrogène il y aura émission d'un photon détectable en optique ou en radio. Plusieurs raies de recombinaison tombent dans le domaine visible, notamment la raie de Balmer H_α à 656,3 nm qui donne cette couleur rouge caractéristique des nébuleuses en émission. Historiquement, c'est en 1880 que Higgins a détecté le premier la raie de Balmer de l'hydrogène H_α dans le spectre de nébuleuses. Ce rayonnement est donc un excellent indicateur des régions de formation d'étoiles.

La figure 18 montre l'émission H_α dans le disque de NGC 4414. Ces observations ont été réalisées par Pogge (1989) dans le cadre d'une étude des régions nucléaires de galaxies spirales proches. L'absence de gaz au centre de la galaxie (pas de CO, pas de HI, peu de poussière) explique pourquoi on n'observe pas de régions d'ionisation dans les quelques centaines de parsecs autour du centre galactique. De plus les régions HII ne semblent pas décrire une structure spirale de type bras spiraux bien marqués.

2.1.3 Le gaz moléculaire

On a aujourd'hui une grande quantité d'informations sur la phase moléculaire du milieu interstellaire. La phase moléculaire est d'une importance capitale pour l'évolution des galaxies, car elle est étroitement associée à la formation stellaire. Par ailleurs, l'étude des nuages moléculaires est récente; ses débuts remontent à moins de 30 ans.

À première vue, l'existence des molécules dans l'Espace paraissait hautement improbable, les densités étant trop faibles pour que des molécules se forment en quantité notable. De plus, les divers rayonnements énergétiques (UV) se propageant dans le milieu interstellaire sont susceptibles de détruire les molécules qui se seraient formées. C'est bien dans cet esprit qu'Eddington énonçait en 1937 qu'a priori, H_2 pouvait exister dans le milieu interstellaire, mais qu'on ne savait pas comment il pouvait se former (Eddington 1937). Par simple rencontre de type $H + H \rightarrow H_2$,

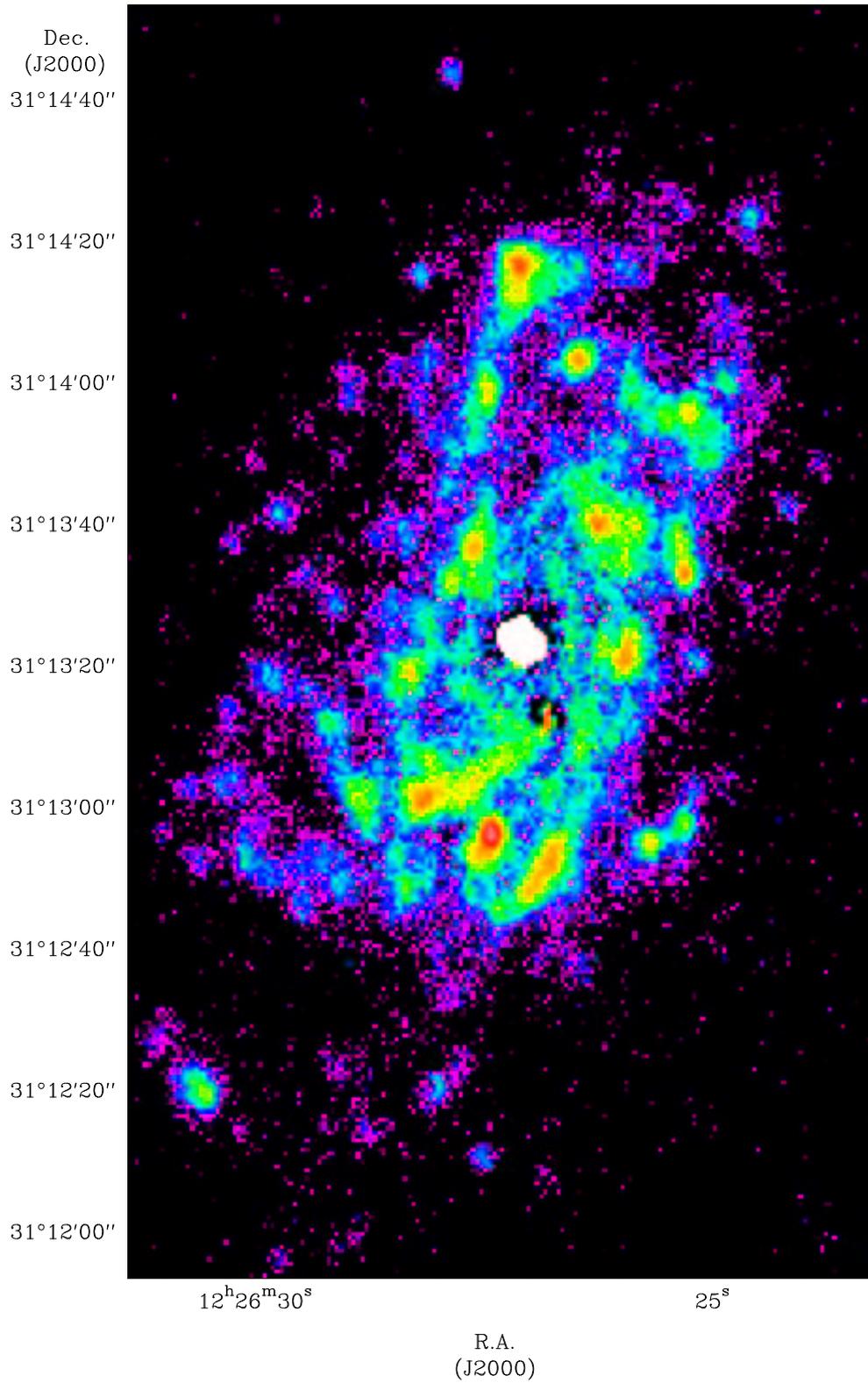


FIG. 18 – Carte H_{α} de la galaxie NGC 4414 réalisée par Pogge (1989) avec le télescope de 1 m de l'observatoire de Lick (Californie). Le centre de la galaxie ne présente aucune émission dans cette raie, de plus il a été masqué.

la section efficace est si faible que le temps caractéristique est de l'ordre de 10^{21} ans dans le milieu interstellaire, c'est-à-dire plusieurs ordres de grandeurs au-delà de l'âge de l'Univers.

Cependant, la question de la présence de H_2 est restée longtemps un mystère, lié en partie au fait qu'il n'y a pas de raie spectrale dans les domaines visible et radio permettant de détecter H_2 froid directement. En 1963, la molécule OH fut la première détectée dans l'espace (Barrett et al. 1964) en émission à une longueur d'onde de 18 cm. Il s'agissait d'une émission de type Maser. L'identification de OH montrait donc que des molécules existaient dans le milieu interstellaire. A priori, la plus abondante devrait être H_2 . Il faudra attendre les années 1970 pour la détecter (Carruthers 1970), grâce aux observations spatiales des transitions de Lyman dans le domaine ultraviolet. Cependant, c'est dans la même période que l'outil fondamental de l'étude de la phase moléculaire fut découvert (Solomon et al. 1971). Il s'agit de la raie de CO(1-0) excitée par collision avec H_2 observable dans le domaine radio. Nous avons vu dans la première partie pourquoi le CO est le meilleur traceur du gaz moléculaire.

Dans les galaxies spirales, qui sont des systèmes en rotation différentielle, le gaz moléculaire est généralement confiné dans un disque de faible épaisseur (de l'ordre de 200 pc pour notre Galaxie) et dynamiquement froid. A partir des observations de l'émission du CO, on a pu mettre en évidence que le gaz moléculaire dans le milieu interstellaire se concentrait dans de grands complexes appelés Nuages Moléculaires Géants (GMC). En moyenne les GMCs sont caractérisés par des dimensions irrégulières et typiques de 20 à 200 pc), une densité de H_2 de l'ordre de 10^3 cm^{-3} , une température moyenne très basse, de l'ordre de 10-50 K, et une masse de H_2 de l'ordre de 10^5 masses solaires (Blitz 1990).

Pour NGC 4414, Thornley et Mundy (1997b) ont identifié 13 complexes moléculaires géants dont la taille moyenne est d'environ 550 pc, et la masse varie entre $10^7 M_\odot$ et $3 \cdot 10^8 M_\odot$. Ces complexes regroupent de nombreux nuages moléculaires susceptibles de former des étoiles. Si le nuage est suffisamment dense et froid, il peut s'effondrer sous sa propre gravité, se fragmenter et donner naissance des étoiles. NGC 4414 est une galaxie spirale riche en gaz moléculaire puisque sa densité surfacique (corrigée de l'inclinaison) atteint 30 à $40 M_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$ dans les régions centrales les plus denses, et atteint les quelques $M_\odot \cdot \text{pc}^{-2}$ dans les régions externes du disque (Vallejo et al. 2002a).

Pour estimer la quantité de H_2 présente dans le disque on peut supposer que le rapport $X = N_{H_2}/I_{CO}$ est constant et que mesurer l'intensité I_{CO} suffit. La seule information que l'on connaisse est l'intensité de CO émise par la région observée, et l'on convertit ensuite cette brillance en densité de colonne de H_2 .

Sakamoto (1996) a observé le CO dans NGC 4414, il a calculé la densité de surface de H_2 en utilisant un rapport $N_{H_2}/I_{CO} = 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}(\text{K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1})^{-1}$ déduit des observations de

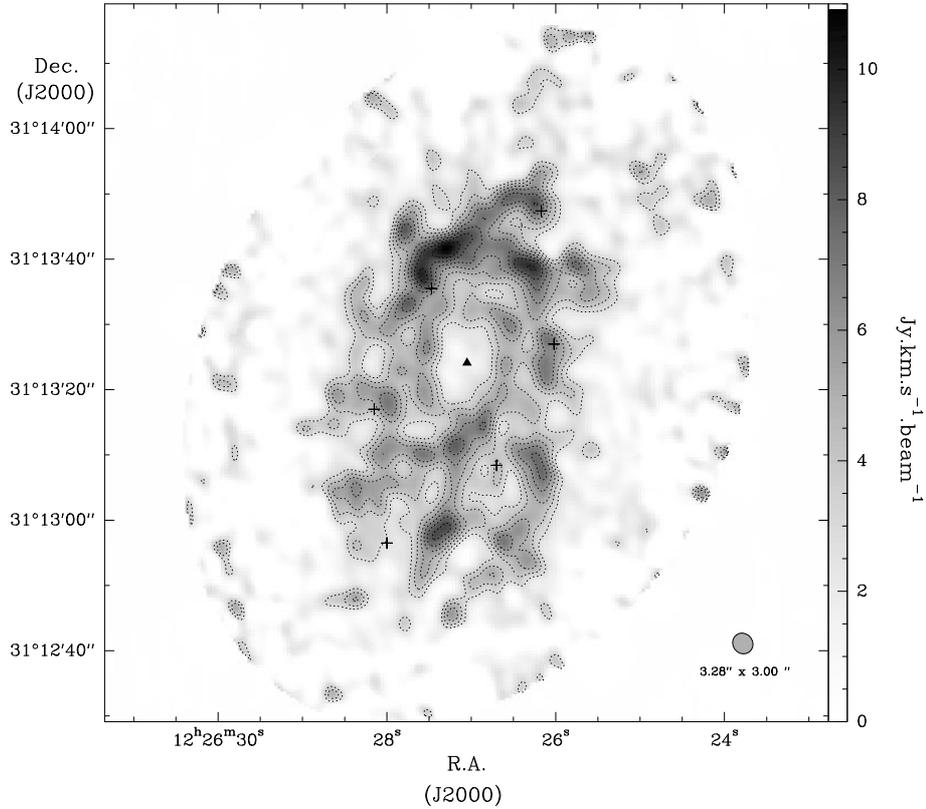


FIG. 19 – Intensité intégrée du CO(1-0) dans la galaxie NGC 4414. Le lobe primaire est de $43.8''$ et le lobe synthétisé est de $3.28'' \times 3.00''$ avec un angle de position de 35° comme on peut le voir en bas à droite. Les croix indiquent les centres de pointage des six champs d'observation et le triangle indique le centre dynamique et le maximum optique, $\alpha_{2000} = 12^h 26^m 27.05^s$ et $\delta_{2000} = +31^\circ 13' 24.11''$. Le premier niveau de contour correspond à $3 \text{ Jy.km.s}^{-1}.\text{beam}^{-1}$ et l'espacement entre chaque contour est de $1.1 \text{ Jy.km.s}^{-1}.\text{beam}^{-1}$. Les parties externes de la carte ont été masquées à cause du bruit croissant lorsque l'on se rapproche des bords de la mosaïque.

notre Galaxie (Strong et al. 1988; Scoville et al. 1987; Bloemen et al. 1986), et qu'il a supposé applicable à NGC 4414. La même valeur a été utilisée par Thornley et Mundy (1997b) alors que Braine et al. (1997) ont calculé ce rapport dans la galaxie NGC 4414 grâce à la méthode du Viriel, montrant une variation importante de celui-ci en fonction du rayon, déduite de la distribution en température. Une valeur dépendant du rayon (Braine et Hughes 1999) a été prise pour effectuer le calcul de la distribution en densité surfacique de H_2 , comme l'avaient fait Sodroski et al. (1997) pour la Galaxie.

La figure 19 montre la distribution du CO dans NGC 4414. Un trou central de quelques centaines de parsecs de rayon est clairement vu, ainsi qu'une structure en anneau s'étendant jusqu'à 3-4 kpc. Ce trou a été observé pour la première fois par Pogge (1989) en H_α puis en CO

(Braine et al. 1993; Sakamoto 1996; Thornley et Mundy 1997b). La formation d'étoiles tracée par l'émission H_α montre la même structure en anneau que la distribution du gaz moléculaire, mais les pics en H_α ne correspondent pas toujours exactement aux nuages moléculaires denses (voir figure 20).

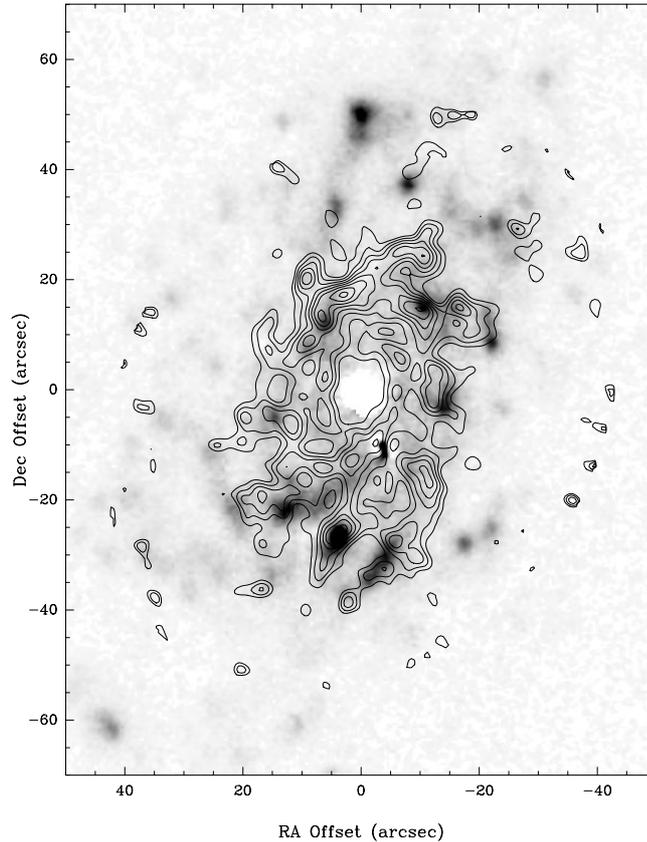


FIG. 20 – Carte d'intensité intégrée du $CO(1-0)$ superposée sur l'image H_α de Pogge (1989). Les niveaux de contour $CO(1-0)$ sont les mêmes que pour la figure 18.

2.2 La poussière

La poussière dans une galaxie spirale normale ne représente qu'une infime partie de la masse d'une galaxie spirale, environ 1% en masse du milieu interstellaire qui lui même ne représente que quelque 10% de la masse visible. Cependant elle joue un rôle déterminant dans le milieu interstellaire et pour l'observateur.

Les grains ne sont pas aisés à détecter, car ils n'absorbent pas à des fréquences bien précises comme des atomes ou des ions constituant un gaz. On ne peut pas les détecter en spectroscopie; des bandes larges d'émission ou absorption sont cependant typiques de certaines "classes" de

poussières.

Historiquement, la présence de ces poussières dans le milieu interstellaire a été suspectée lorsqu'on a commencé à voir des "trous" dans la Voie Lactée. C'est du moins ce que suggéra William Herschel en 1780 en les interprétant comme conséquence d'un effet d'écran dû à de la matière sur la ligne de visée. Par la suite, l'identification de nébuleuses par réflexion permit de visualiser directement dans certains endroits cette matière. Dans ces nébuleuses, les poussières interstellaires sont rendues visibles car elles réfléchissent la lumière des étoiles très chaudes et très brillantes situées dans le voisinage. En 1919, l'analyse du spectre de ces nébuleuses montra que celui-ci était identique à celui des étoiles excitatrices. Ceci signifiait que la taille des particules réfléchissant la lumière était au moins égale à sa longueur d'onde. En d'autres termes, c'était de la matière solide. Cette hypothèse fut confirmée en 1923, lorsque la preuve fut apportée que l'absorption interstellaire due à ces poussières ne changeait pas la couleur des étoiles. Il ne pouvait donc pas s'agir d'atomes, car sinon la diffusion de la lumière aurait varié en $1/\lambda^4$.

Les poussières interstellaires semblent composées d'un mélange de silicates divers (silicates d'aluminium, de fer, de magnésium...), de carbone (sous forme de graphite) et de glaces diverses (eau, ammoniac, méthane). On peut représenter un grain interstellaire comme un noyau de silicates recouvert de glaces qui se sont condensées à la surface. La taille de ces grains varie de quelques nanomètres à un micron environ (Mathis et al. 1977), taille proche de la longueur d'onde du bleu ($0.4 \mu\text{m}$). L'effet de cette poussière sur le rayonnement des étoiles va être de l'absorber dans les longueurs d'onde proche de la taille des grains, c'est pourquoi on va parler de rougissement dû à la poussière. Le rouge est moins absorbé que le bleu, les zones où la poussière est présente se distingueront donc par un excès dans le rouge (par rapport à la couleur moyenne). La formation de ces grains de poussière se fait dans les couches externes des étoiles géantes rouges, ils vont ensuite être dispersés dans le milieu interstellaire par les vents violents qui précèdent la phase de nébuleuse planétaire (Salpeter 1977). Une étoile comme le soleil va synthétiser en son cœur des éléments de plus en plus lourd au fur et à mesure de son évolution, l'hélium, le carbone, l'oxygène, jusqu'au fer. Ces éléments vont être brassés à l'intérieur de l'étoile grâce aux forts mouvements convectifs internes et ainsi pouvoir atteindre les zones externes de l'étoile. Dans les années 80, la notion de température d'équilibre des grains a été remise en cause, suite aux mesures du satellite d'observation IRAS¹. Celui-ci détecta en effet un excès d'émission vers une longueur d'onde de $10 \mu\text{m}$ (Puget et al. 1985). Ceci ne pouvait pas correspondre à l'émission thermique de particules à l'équilibre à 35 K, car en tel cas, on ne devrait rien détecter à une longueur d'onde plus courte que $60 \mu\text{m}$. Au contraire, cet excès semblait correspondre à l'émission thermique de particules dont la température était de plusieurs centaines de Kelvins. Un modèle dit de

1. InfraRed Astronomical Satellite

chauffage impulsif des grains a été développé pour expliquer ce fait (Sellgren 1984; Desert et al. 1986). L'idée est que l'absorption d'un seul photon par un grain peut momentanément lui donner une température aussi élevée que quelques centaines de Kelvins, avant que celle-ci ne redescende rapidement. Par conséquent, dans certaines régions, il n'existe pas de température d'équilibre des grains. On peut ensuite calculer la taille que doivent avoir ces grains pour pouvoir être chauffés par un seul photon. On trouve une taille de quelques dizaines d'Angstrom (Draine et Anderson 1985), ce qui pose la question de la nature de ces grains. La bonne image de telles particules est celle d'hydrocarbures polycycliques aromatiques ou PAHs. Ces composés sont en quelque sorte intermédiaires entre de simples molécules et des grains de graphite. On peut les voir comme des assemblages plans d'un petit nombre de cycles benzéniques hexagonaux composés de 6 atomes de Carbone. Depuis, l'existence de ces molécules a été confirmée, en particulier grâce au télescope ISO, qui a clairement identifié leur spectre d'émission dans l'infrarouge proche tel qu'il était prévu (Beintema et al. 1996; Schutte et al. 1998). Les PAHs constituent une phase très importante de la composante solide du milieu interstellaire. Leur formation n'est pas encore très bien connue, mais les sites préférentiels pour leur formation sont les nébuleuses planétaires d'étoiles riches en Carbone, où les températures sont suffisamment élevées pour permettre la croissance des molécules par rencontre d'atomes ou d'ions de Carbone individuels.

La poussière va jouer un rôle important également dans la formation des molécules, l'hydrogène moléculaire (H_2) notamment (Solomon et Klemperer 1972). Les grains de poussière vont permettre aux atomes d'hydrogène de se combiner grâce à un processus d'adsorption sur le grain, celui-ci jouant le rôle de catalyseur puisqu'il permet d'abaisser l'énergie nécessaire à la formation de la molécule. C'est pourquoi les distributions du gaz moléculaire et de la poussière sont souvent corrélées, celle-ci jouant un rôle de bouclier protégeant les molécules de la photodissociation des rayonnements de haute énergie.

La poussière est principalement visible indirectement par l'absorption de la lumière des étoiles, mais elle est également observable directement grâce à son émission thermique dans l'infrarouge lointain et le sub-millimétrique.

Les poussières froides, c'est-à-dire dont la température varie entre 15 et 30 K, vont rayonner thermiquement dans le sub-millimétrique. Les figures 21a et 21b montrent cette émission sub-millimétrique dans la galaxie NGC 4414 observée à 450 et 850 microns avec l'instrument SCUBA sur le télescope JCMT. Comme pour le gaz moléculaire, le gaz atomique, où la formation d'étoiles, on observe un trou central dans la distribution de la poussière.

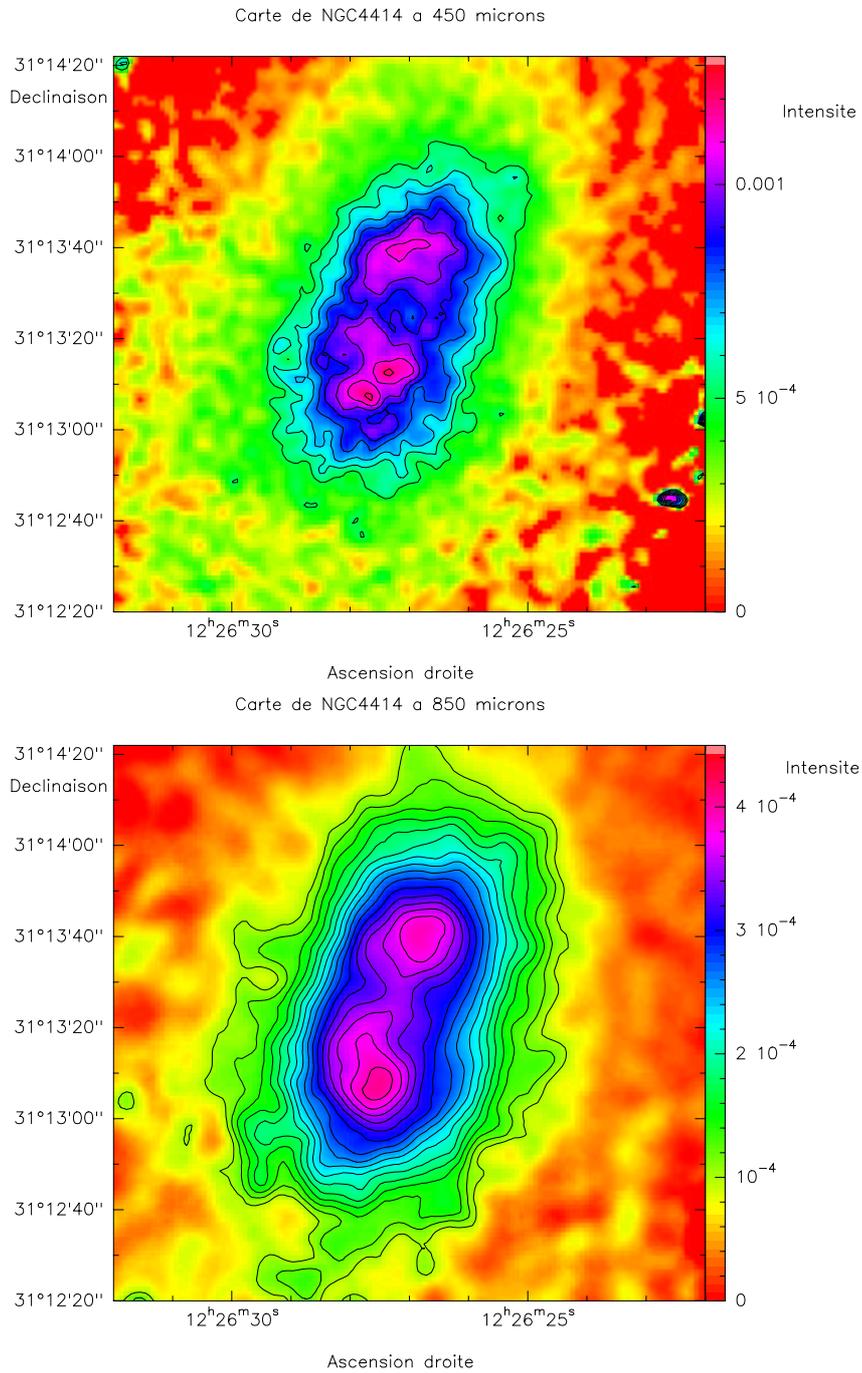


FIG. 21 – (**Haut**) Cartographie de l'émission thermique de la poussière à $450 \mu\text{m}$ de la galaxie NGC 4414. (**Bas**) La même chose mais cette fois à $850 \mu\text{m}$.

Chapitre 3

Estimation de la distance de NGC 4414

Depuis les travaux de DeVaucouleurs en 1975, jusqu'au HST Key Project, l'estimation de la distance des galaxies proches a beaucoup évolué, en raison des techniques utilisées, mais aussi grâce aux nouveaux instruments qui permettent d'affiner les calculs. Les premières méthodes utilisées par DeVaucouleurs et Sandage dans les années 1975 consistaient à établir des relations empiriques entre la magnitude absolue d'une galaxie et ses propriétés intrinsèques. Les classes de luminosité avaient pour but d'associer la magnitude de la galaxie spirale et sa structure de bras spiraux, c'est un indicateur de distance dit primaire, de même on pouvait établir empiriquement une relation entre la magnitude absolue de la galaxie et celle des étoiles les plus brillantes, le problème étant de différencier les étoiles brillantes des amas stellaires compacts.

Une autre méthode, due à Sandage, considère que la magnitude absolue de la galaxie est reliée aux diamètres des régions HII les plus brillantes. Plus il y a de formation d'étoiles, plus la galaxie est brillante, les régions HII sont plus brillantes et plus étendues mais en moins grand nombre. DeVaucouleurs estimait la distance de NGC 4414 en 1975 à 10.5 Mpc (de Vaucouleurs 1975).

On peut aussi mesurer la distance d'une étoile lointaine et brillante en estimant sa luminosité absolue en fonction de modèles théoriques, puis en comparant les luminosités apparente et absolue pour en déduire la distance. Une catégorie d'étoiles variables bien adaptée à ce type de mesure est les Céphéides. Les Céphéides (du nom de δ *Cephei*, une étoile typique de cette catégorie) sont des étoiles variables rapides. Leur luminosité fluctue selon une période régulière. Or il existe une relation empirique entre la période observée et la luminosité absolue de l'étoile. Ainsi, en mesurant la période, on remonte à la magnitude absolue, et par comparaison avec la magnitude apparente de l'étoile, on en déduit sa distance. Les Céphéides sont donc de véritables

”bornes kilométriques” interstellaires. L’étude des données HST en 1995, dans le cadre du HST Key Project, consistait à référencer une vingtaine de galaxies spirales, de calculer leur distance grâce à l’étude des Céphéides ou des supernovae de type Ia, dans le but de connaître la constante de Hubble H_0 à 10% près. Les travaux les plus intéressants dans le cadre de cette estimation sont ceux de Pierce (1994), avec la méthode de Tully-Fisher dans quatre bandes (B, R, I et H), ceux de Mueller et Hoeflich (1994) et Hoeflich et Khokhlov (1996) sur le pic de brillance de la supernova SN 1974G, et ceux de Turner sur l’étude d’une vingtaine de Céphéides dans NGC 4414.

Référence	Méthode	Distance (en Mpc)
de Vaucouleurs (1975)	Régions HII, étoiles brillantes	10.5
Sandage et Tammann (1975)	Classes de luminosité	16.8
de Vaucouleurs (1979)	Indicateurs tertiaires	13.8
Mueller et Hoeflich (1994)	SN Ia	17.4 ± 0.5
Pierce (1994)	Tully-Fisher	18.2 ± 2.5
Hoeflich et Khokhlov (1996)	SN Ia	17.5 ± 5
Turner et al. (1998)	Céphéides	$19.1 \pm 1.5 \pm 1.4$...
Thim (2000)	Céphéides	20 ± 2.5
Vallejo et al. (2002a)	(distance adoptée)	19.2

TAB. 11 – Méthodes utilisées pour le calcul de la distance de NGC 4414.

Ces travaux convergent vers une valeur presque double de celle trouvée par DeVaucouleurs et Sandage en 1975, mais on peut désormais avoir une grande confiance dans ces valeurs qui ne doivent plus être très loin de la vérité. La méthode de Tully-Fisher se base sur des observations de l’hydrogène atomique HI des galaxies spirales, on peut déterminer la largeur du profil de raie et en déduire la distance connaissant la magnitude absolue:

$$\mu = \alpha \times \log(\Delta V) + M + C^{te}$$

Où μ est le module de distance. Cette méthode est considérée comme un indicateur secondaire. De plus la galaxie NGC 4414 est un bon calibrateur pour ce type de méthode pour les raisons suivantes:

- une bonne estimation de la distance réelle grâce à d’autres méthodes (Céphéides, SN Ia).
- une bonne connaissance des propriétés photométriques.
- un profil HI bien connu.
- une inclinaison par rapport à la ligne de visée suffisante (55 degrés).

La méthode des supernovae est une méthode directe, on étudie la variation dans le temps du pic de brillance d’une supernovae de type Ia, en l’occurrence SN 1974G.

Enfin la méthode des Céphéides consiste à regarder la variation de luminosité d'une dizaine de Céphéides (11 exactement), avec des périodes allant de 19 à 70 jours, un tel échantillon permet de réduire de beaucoup les incertitudes sur la distance. Le tableau 11 résume les distances calculées et les méthodes utilisées dans le passé.

La connaissance de la distance est essentielle dans l'estimation du rapport masse sur luminosité. La luminosité est déterminée comme étant $L = S \times 4\pi \times D^2$ où S représente le flux, alors que la masse est proportionnelle à la distance galactocentrique: $M \propto R \times V^2 \propto \theta D \times V^2$ où θ est la distance angulaire au point dont la vitesse de rotation est V . Par conséquent le rapport masse sur luminosité que l'on calcule est inversement proportionnel à la distance, $\frac{M}{L} \propto D^{-1}$. Dans notre travail nous avons adopté la distance de 19.2 Mpc, c'est à dire la valeur proposée par Turner et al. (1998), l'avantage de cette valeur est qu'elle est double de celle adoptée par Braine et al. (1993); Sakamoto (1996); Braine et al. (1997); Braine et Hughes (1999), par conséquent la comparaison avec ces précédents travaux étaient très simplifiée.

Chapitre 4

Potentiel gravitationnel de NGC 4414

Dans cette partie nous allons décrire en détail la partie axisymétrique du potentiel gravitationnel de la galaxie spirale NGC 4414. Comme nous l'avons vu dans la description de la galaxie, l'axisymétrie est une bonne approximation compte-tenu de la morphologie de type flocculent de NGC 4414.

4.1 Equations mathématiques

Pour caractériser le potentiel gravitationnel d'un disque ou d'une sphère, on utilise souvent le potentiel de Miyamoto et Nagai (1975), dont la forme générale est la suivante:

$$\Phi(R, z) = \frac{-GM}{\sqrt{R^2 + (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2}} \quad (4)$$

Dans le cas où $a = 0$, on obtient un potentiel sphérique dit de Plummer, et, lorsque $b = 0$, on obtient un potentiel pour un disque infiniment fin, dit de Kuzmin. L'intérêt principal de ce type de modèle est qu'il est particulièrement simple et flexible, tout en fournissant un très bon accord pour la Galaxie. La vitesse circulaire, la densité volumique et les fréquences circulaire et épicyclique sont analytiques. De plus, contrairement au modèle de disque exponentiel, ce modèle est tridimensionnel, donc plus réaliste a priori, le disque d'une galaxie spirale ayant une certaine épaisseur non négligeable (plusieurs centaines de parsecs). Le potentiel de Miyamoto-Nagai (M-N) n'a pas de singularité mathématique, et il peut se décomposer en fonctions élémentaires.

La linéarité de l'équation de Poisson permet de sommer plusieurs composantes correspondant à différentes régions de la galaxie, comme le noyau et le disque qui ont des caractéristiques assez différentes.

$$\begin{aligned}\Phi(R, z) &= \Phi_1(R, z) + \Phi_2(R, z) + \dots \\ &= \Sigma \frac{-GM_i}{\sqrt{R^2 + (a_i + \sqrt{z^2 + b_i^2})^2}}\end{aligned}\quad (5)$$

On veut calculer la densité volumique $\rho(R, z)$, c'est-à-dire la distribution de masse dans la galaxie. Pour cela on doit résoudre l'équation de Laplace en coordonnées cylindriques puisqu'on est dans le cas axisymétrique:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi G \rho(R, z) \quad (6)$$

Détaillons le calcul qui nous amène à l'expression de la densité volumique ρ . Les dérivées partielles du potentiel en fonction de R et z donnent:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial R} = GM \times \frac{R}{\left(R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)^2 \right)^{\frac{3}{2}}} \quad (7)$$

Et

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = GM \times \frac{z \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)}{\sqrt{z^2 + b^2} \left(R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)^2 \right)^{\frac{3}{2}}} \quad (8)$$

Les deux termes contenant les dérivées secondes ont pour expression:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) = GM \times \frac{2 \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)^2 - R^2}{\left(R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)^2 \right)^{\frac{5}{2}}} \quad (9)$$

Et

$$\begin{aligned} \frac{1}{GM} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = & \frac{\sqrt{z^2 + b^2} \left(R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)^2 \right)^{\frac{3}{2}} \left(\left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right) + \frac{z^2}{\sqrt{z^2 + b^2}} \right)}{(z^2 + b^2) \left(R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)^2 \right)^3} \\ & - \frac{z \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right) \left(\frac{z}{\sqrt{z^2 + b^2}} \left(R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)^2 \right) \right)^{\frac{3}{2}}}{(z^2 + b^2) \left(R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)^2 \right)^3} \\ & + \frac{3z \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right) \left(R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{(z^2 + b^2) \left(R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)^2 \right)^3} \end{aligned} \quad (10)$$

Après quelques développements et simplifications, on en déduit la forme de $\rho(R, z)$:

$$\rho(R, z) = \frac{b^2 M a R^2 + (a + 3\sqrt{z^2 + b^2}) \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)^2}{4\pi (z^2 + b^2)^{\frac{3}{2}} \left(R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2} \right)^2 \right)^{\frac{5}{2}}} \quad (11)$$

Les paramètres à prendre en considération dans ce type de modèle sont a , b et M , où a est la dimension de la galaxie (ou de la composante considérée), b est l'épaisseur et M est la masse de la galaxie ou composante décrite par les paramètres a et b . Le rapport $\frac{a}{b}$ nous donne l'aplatissement de la composante, il va tendre vers 0 lorsqu'on va se rapprocher de la sphère. La vitesse circulaire dans le plan galactique pour une seule composante est donnée par:

$$v_c(R, z = 0) = \frac{R\sqrt{GM}}{\left(R^2 + (a + b)^2 \right)^{\frac{3}{4}}} \quad (12)$$

Et pour plusieurs composantes de potentiel Φ_i on peut sommer quadratiquement les vitesses ce qui va donner:

$$v_c^2(R) = \sum_i \left(R \frac{\partial \Phi_i}{\partial R} \right)_{z=0} = \sum_i \left[\frac{R^2 G M_i}{\left(R^2 + (a_i + b_i)^2 \right)^{\frac{3}{2}}} \right] \quad (13)$$

Autre point intéressant, on peut facilement calculer analytiquement la fréquence circulaire et la fréquence épicyclique. Pour la fréquence circulaire on aura la relation suivante:

$$\Omega_c^2(R) = \frac{1}{R} \left. \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right|_{Z=0} \quad (14)$$

D'où

$$\Omega_c(R) = \frac{\sqrt{GM}}{\left(R^2 + (a+b)^2\right)^{\frac{3}{4}}} \quad (15)$$

Pour la fréquence épicyclique on aura:

$$\kappa^2(R) = 3\Omega_c^2 + \left. \frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} \right|_{Z=0} \quad (16)$$

D'où

$$\kappa(R) = \Omega_c(R) \times \sqrt{\frac{R^2 + 4(a+b)^2}{R^2 + (a+b)^2}} \quad (17)$$

4.2 Densité surfacique et courbe de rotation de NGC 4414

Si le disque est maintenant incliné d'un angle α par rapport à la ligne de visée, on va utiliser un système de coordonnées plus adéquat avant d'intégrer la densité volumique le long de la ligne de visée. Dans le repère de la galaxie, on a exprimé toutes nos variables (vitesse, densité, fréquence) en coordonnées cylindriques, c'est-à-dire en fonction de R et Z , où R est le rayon galactocentrique et Z la distance sur l'axe de rotation de la galaxie par rapport au centre. On veut désormais se placer dans un repère où le plan (Oxy) sera le plan du ciel et l'axe (Oz) la ligne de visée, l'observateur voyant la galaxie inclinée de 55° par rapport au plan du ciel. Les anciennes coordonnées vont donc pouvoir s'exprimer en fonctions des nouvelles de telle sorte que:

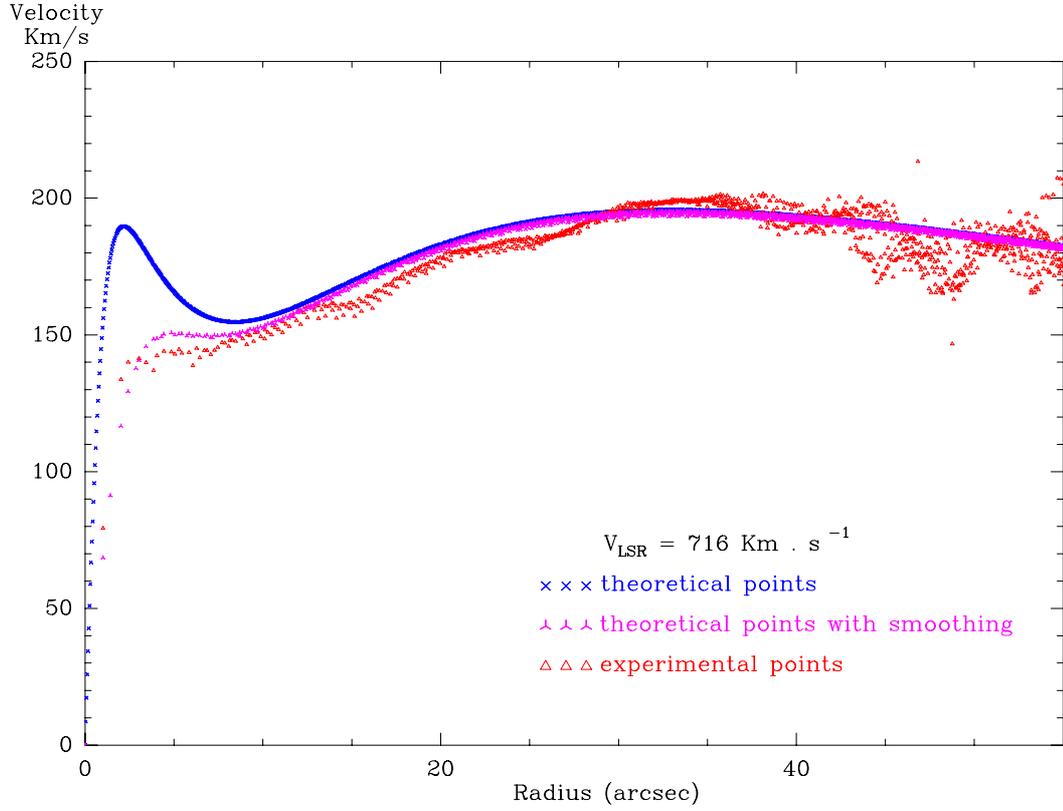


FIG. 22 – Variation de la vitesse circulaire dans la galaxie NGC 4414 en fonction du rayon R , et comparaison avec la courbe de rotation de la galaxie déduite des observations interférométriques dans le domaine millimétrique ($CO(1-0)$).

$$\begin{cases} R = \sqrt{x^2 + [y \times \cos(\alpha) - z \times \sin(\alpha)]^2} \\ Z = y \times \sin(\alpha) + z \times \cos(\alpha) \end{cases}$$

La densité volumique (voir figure 23) aura pour expression dans ce nouveau système:

$$\rho(x, y, z) = \frac{b^2 M a R(x, y, z)^2 + (a + 3\sqrt{Z(y, z)^2 + b^2}) \left(a + \sqrt{Z(y, z)^2 + b^2} \right)^2}{4\pi \left(Z(y, z)^2 + b^2 \right)^{\frac{3}{2}} \left(R(x, y, z)^2 + \left(a + \sqrt{Z(y, z)^2 + b^2} \right)^2 \right)^{\frac{5}{2}}} \quad (18)$$

Celle-ci est donc directement proportionnelle à la masse de la composante considérée. Par conséquent la densité surfacique aussi sera proportionnelle à la masse de la composante, l'intégration n'affectant pas les constantes multiplicatives.

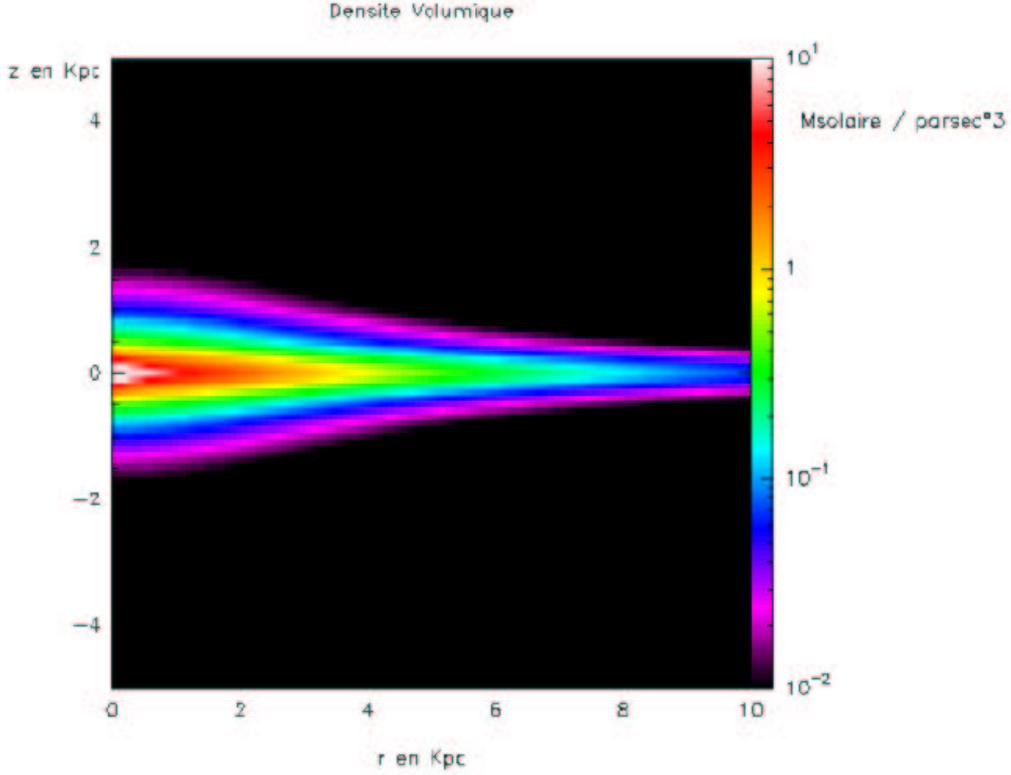


FIG. 23 – Représentation théorique de la densité volumique de la galaxie NGC 4414 suivant une section méridionale, l'unité est $M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-3}$. Quatre groupes de composantes ont été utilisées, correspondant aux parties centrales, intermédiaires et externes de cette galaxie.

Et on obtient la densité surfacique (voir figure 24) en intégrant ρ suivant la ligne de visée:

$$\Sigma(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, y, z) dz \quad (19)$$

La linéarité de l'équation de Poisson en Φ et ρ nous permet de décomposer la densité en plusieurs composantes caractérisées par les paramètres a , b et M . La densité surfacique totale s'exprimera comme somme des densités surfaciques de chaque composante:

$$\Sigma_{total}(x, y) = \Sigma_1(x, y) + \Sigma_2(x, y) + \dots + \Sigma_n(x, y) \quad (20)$$

Le choix des composantes a été contraint par la courbe de rotation à haute résolution du CO(1-0) mais aussi par le profil de luminosité en bande I du HST pour la région centrale. Le

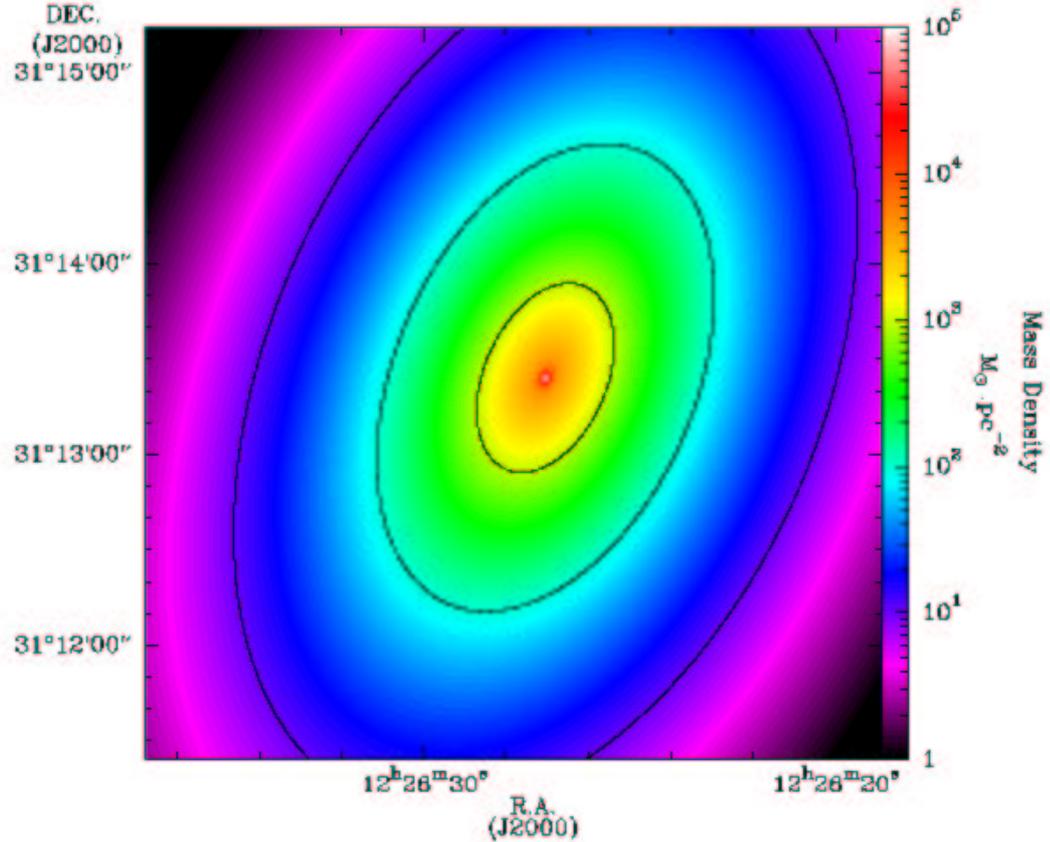


FIG. 24 – Modélisation de la densité de surface pour la galaxie NGC 4414, où quatre composantes de potentiel gravitationnel ont été utilisées. L'inclinaison et l'angle de position sont les mêmes que pour NGC 4414, c'est-à-dire 55° et 157° respectivement.

noyau est pauvre en gaz et en poussière, par conséquent, la lumière reçue n'est que faiblement absorbée ce qui va nous permettre de retrouver le profil de masse à partir du profil de lumière. L'essentiel de la luminosité dans cette bande provenant de la vieille population stellaire, celle-ci dominant le potentiel gravitationnel dans cette région, on va pouvoir déterminer les paramètres d'échelle des composantes centrales de notre modèle directement grâce au profil de luminosité. Dans les régions externes de la galaxies, c'est-à-dire au delà de l'anneau moléculaire et donc de nos observations interférométriques, notre modèle a été contraint par le fait que des observations à plus basse résolution spatiale montraient une diminution conséquente de la quantité de poussière et de gaz par rapport aux régions internes. Nous avons utilisé la brillance de surface en bande I du HST pour deux raisons principalement; la luminosité reçue est moins contaminée par la jeune population stellaire qui représente un faible pourcentage de la masse d'une galaxie spirale, et l'absorption par la poussière est moins importante en bande I qu'en bandes B ou V.

Initialement deux composantes nous ont permis de représenter le potentiel gravitationnel de

la galaxie, un petit bulbe et un disque fin pour le reste. Le profil de luminosité au centre est très piqué, aussi nous avons eu besoin de deux composantes pour le reproduire, même si cette région n'est pas contrainte par nos données interférométriques puisqu'il n'y a pas de gaz moléculaire dans le noyau. Dans le tableau 12 figurent les composantes finales utilisées pour notre modèle, les valeurs ont été affinées par rapport à notre précédent modèle (Vallejo et al. 2002a).

Les composantes centrales sont confinées dans la région appauvrie en gaz et en poussière et suivent bien le profil de luminosité. La quasi totalité de la masse visible est dans une seule composante représentant le disque, essentiellement stellaire mais aussi gazeuse. Enfin une composante négative, sans signification physique, a été ajoutée pour rendre compte du profil de luminosité dans les régions lointaines du disque optique. Cependant l'impact de cette composante sur les vitesses de rotation est très faible, inférieur à 5%.

Composante	a (pc)	b (pc)	M ($10^9 M_\odot$)
Noyau	70	20	2.4
Noyau	380	30	3.8
Disque gaz+étoiles	2500	150	81
Composante négative	11000	500	15

TAB. 12 – *Composantes du potentiel gravitationnel de Miyamoto et Nagai (1975) pour la galaxie NGC 4414. La masse totale de la matière visible est d'environ $7.22 \times 10^{10} M_\odot$. L'épaisseur (paramètre b) de la composante négative n'est pas bien contraint.*

La forme de la plus petite composante, plus sphérique que les autres, est uniquement déterminée par le profil de luminosité. Elle est tellement petite ($a=0.7''$) que sa distribution n'a aucun impact sur les vitesses de rotation dans les premières secondes d'arc, seule sa masse a une influence. Les deux composantes centrales ($a=0.7''$ et $a=4''$) permettent de rendre compte de la brusque augmentation de la vitesse de rotation dans la région centrale. Deux composantes de type M-N ont été utilisées pour représenter le disque d'étoiles et de gaz; on peut les considérer comme une seule structure de masse $6.6 \times 10^{10} M_\odot$ dont la densité décroît plus rapidement que si nous avions utilisé une seule composante M-N ($a=2500$ pc). Ce disque reproduit à la fois la courbe de rotation interne mais aussi le profil de lumière à grand rayon, là où l'obstruction par la poussière est moins importante. Ce modèle présente aussi l'avantage de reproduire l'épaisseur et l'inclinaison observées du disque.

Afin de mieux comparer notre modèle à la courbe de rotation CO, nous avons effectué un lissage gaussien en utilisant les mêmes paramètres que ceux du lobe synthétisé obtenu lors des observations CO(1-0) à savoir un lobe de $3.28'' \times 3.00''$ avec un angle de position (P.A.) de 35° . La courbe de rotation observée et celle modélisée sont montrées dans la figure 22.

Notre modèle ne contient que des composantes de masse visible, ce qui semble dominer

jusqu'à environ 10 kpc (environ 100"). Ceci nous a permis de déterminer le rapport masse sur luminosité dans le disque optique de NGC 4414.

Chapitre 5

Conclusions et perspectives de l'article présenté dans l'Annexe A1

Une étude approfondie du rapport masse sur luminosité stellaire dans la galaxie spirale isolée NGC 4414 nous a permis d'aboutir aux conclusions suivantes.

Le modèle de masse que nous avons développé est contraint par la distribution de lumière dans les 4" centrales et à grand rayon, c'est-à-dire au delà de l'anneau moléculaire à 50", et par la courbe de rotation à haute résolution aux rayons intermédiaires. Une seule composante domine la masse dans le tout le disque, aussi, l'accord entre la distribution de lumière dans les régions externes et la courbe de rotation dans les régions internes n'est pas fortuit.

Comme les quelques centaines de parsecs du centre de la galaxie ne sont pas obscurcis par la poussière, nous pouvons sans ambiguïté montrer qu'un rapport masse sur luminosité constant dans les bandes B ou V est fortement incorrect à cause de l'extinction dans la région riche en gaz moléculaire et en poussière ($5'' \leq r \leq 50''$). Une faible valeur de M/L (1 ou 2) nécessite une grande quantité de matière noire au delà de 15" (1.5 kpc), ce qui entraîne une répartition de matière noire non physique puisque la composante stellaire domine presque totalement le potentiel gravitationnel dans les régions internes du disque galactique. Si on prend une valeur plus élevée du rapport M/L (par exemple 3) on donne alors beaucoup trop de masse à la région brillante centrale, de telle sorte que les vitesses de rotation qui en découlent sont beaucoup plus grandes que celles observées.

Le rapport M/L, comme le montre la figure 25, atteint des valeurs voisines de 4 dans la région très obscurcie par la poussière ($5'' \leq r \leq 50''$) dans les bandes B et V, mais il est inférieur à 2 dans la région centrale et dans les régions externes. Le rapport M/L en bande I montre la même structure dans son profil qu'en bande B ou V, mais il ne varie que de 1.4 à 2. Lorsqu'on regarde à plus grande longueur d'onde, en bande K' ($2.1 \mu\text{m}$), le rapport M/L est pratiquement constant

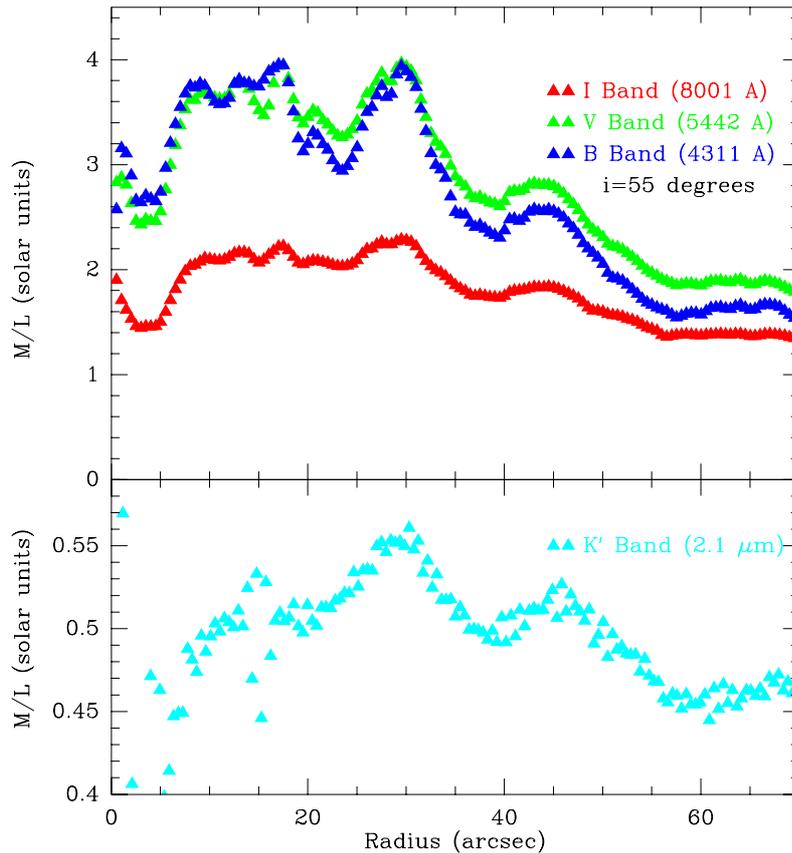


FIG. 25 – Variation du rapport masse sur luminosité stellaire ($M_{\text{modèle}} - M_{\text{gaz}}/L_*$) dans NGC 4414 en fonction du rayon galactocentrique (L_* étant la luminosité des étoiles). On peut remarquer que les grandes variations dans les bandes B et V sont dues à l'extinction par la poussière. Dans le graphique inférieur est représentée la variation du rapport M/L dans la bande K' (observations de Thornley 1996) avec une échelle très petite dans le but de montrer les faibles variations d'amplitude bien inférieures à celles observées dans les longueurs d'onde plus courtes. De plus, on voit clairement que ces variations proviennent de l'absorption de la lumière stellaire par la poussière car les fluctuations apparaissent dans les mêmes régions et dépendent de la longueur d'onde comme attendu pour l'extinction. Dans la région centrale, le rapport $\frac{M}{L_{K'}}$ n'est pas significatif à cause du manque de résolution de l'image en bande K' .

et voisin de $0.5 M_{\odot}/L_{\odot,K'}$. Cependant les petites variations de M/L observées en fonction du rayon sont significatives et en bande K' on observe les mêmes régions d'absorption que dans les bandes optiques B, V ou I.

Bande	M/L observé $55'' \geq r \geq 70''$	τ_{ext}	A	M/L corrigé
B	1.7	0.7	0.76	0.85
V	1.9	0.54	0.58	1.1
I	1.4	0.3	0.33	1.0
K'	0.46	0.05	0.05	0.42

TAB. 13 – *Estimation du rapport M/L intrinsèque dans NGC 4414.*

Le rapport M/L intrinsèque, c'est-à-dire corrigé de l'extinction, est proche de l'unité dans les bandes B, V et I, et seulement de 0.4 environ en bande K' (voir tableau 13). Cependant, il faut voir ce calcul de rapport intrinsèque comme une première approche puisque, pour déterminer l'extinction plus précisément, il faut s'affranchir de la symétrie azimutale et regarder la galaxie point par point. Nous n'avons pas tenu compte de l'extinction par le gaz moléculaire. De plus, une étude approfondie des synthèses de population permettrait de contraindre les couleurs intrinsèques du disque de NGC 4414, de même que les rapports M/L intrinsèques en utilisant comme valeurs de départ celles que nous avons calculées. Les incertitudes sur le rapport M/L sont notamment liées à la méconnaissance de la distance de l'objet étudié. Si la distance estimée pour NGC 4414 par Freedman et al. (2001) est correcte, à savoir 18 Mpc, les rapports M/L donnés ici doivent être revus à la hausse de 8.5 %.

La connaissance de la distribution de la matière visible dans NGC 4414 va nous permettre de mieux contraindre la distribution de la matière noire. On va notamment s'intéresser aux modèles proposés par Navarro et al. (1996) et Moore et al. (1998) déduits de simulations de formation de galaxies dans un univers dominé par la matière noire froide (CDM ou Λ CDM). Nous avons également regardé les modèles de matière noire à distribution axisymétrique comme celui proposé par Pfenniger et al. (1994). Il était également intéressant de regarder si la Dynamique de Newton Modifiée (MOND), développée par Milgrom (1983), permettait d'expliquer la courbe de rotation du HI. Le but étant, in fine, de voir si certains modèles de matière noire peuvent être éliminés grâce aux fortes contraintes que nous apportons sur le rapport M/L stellaire et la courbe de rotation du gaz atomique de NGC 4414.

La figure 26 montre les résultats obtenus dans le cas de MOND, cette théorie qui propose d'éliminer le problème de la matière noire en supposant que la loi de la gravitation change si l'on atteint une certaine accélération dite critique qui est le seul paramètre libre du modèle. Nous avons donc testé MOND pour différentes accélérations critiques a_0 . Quelle que soit l'accélération

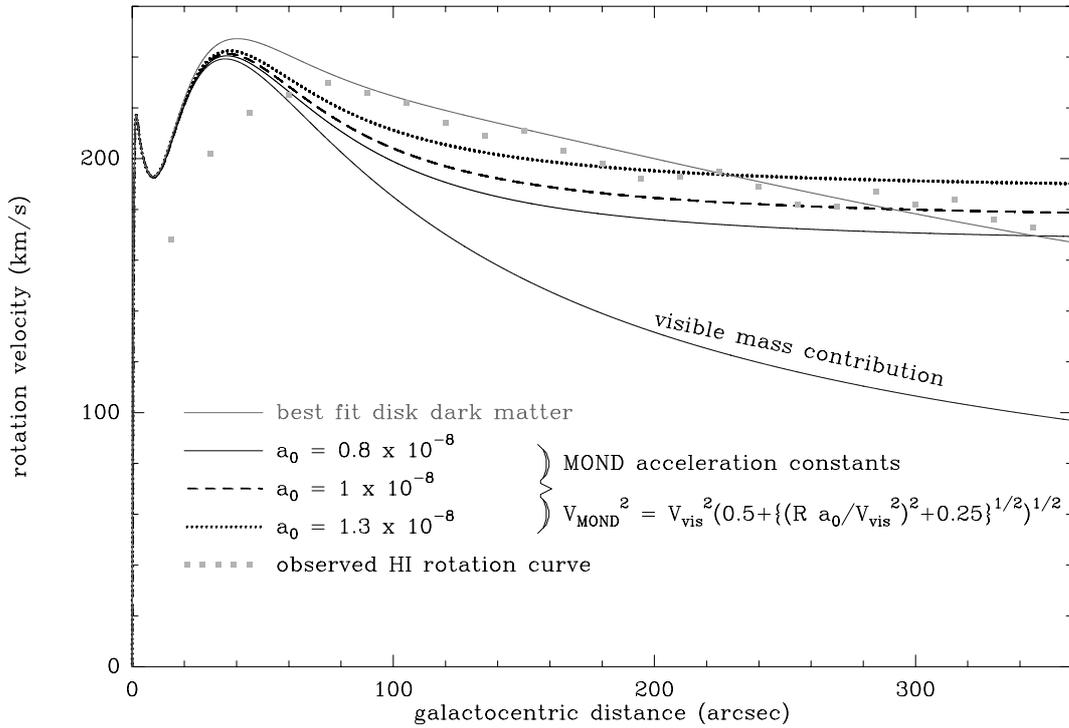


FIG. 26 – Variation des vitesses circulaires en fonction du rayon galactocentrique dans le cas de MOND. Nous avons testé différentes constantes d'accélération ($0.8 \cdot 10^8 \leq a_0 \leq 1.3 \cdot 10^8$) mais ce type de modèle ne permet pas de bien reproduire la courbe de rotation dans toute la galaxie.

choisie, on n'arrive pas à bien reproduire la courbe de rotation de NGC 4414. Bien entendu pour écarter MOND, il faudrait réitérer notre travail sur d'autres galaxies du même type, c'est-à-dire des galaxies ayant une forte axisymétrie et isolées, et ainsi généraliser le résultat obtenu pour NGC 4414. C'est une des perspectives que nous envisageons, avec notamment des demandes d'observations interférométriques pour les galaxies NGC 5055 et NGC 3521, deux galaxies spirales flocculentes ayant des caractéristiques intrinsèques très proches de NGC 4414.

Nous avons également testé des modèles de halos sphériques, issus des simulations numériques, qui ont été proposés à la fin des années 90 dans le cadre de simulations cosmologiques de matière noire froide (CDM) à grande échelle. La plupart de ces modèles (Navarro et al. 1996; Moore et al. 1999; Klypin et al. 2001) reproduisent bien les courbes de rotations des galaxies. Les profils de sphère isotherme (Carignan et Beaulieu 1989; van Albada et al. 1985) ou de Burkert (Burkert 1995) reproduisent bien eux aussi les courbes de rotation des galaxies spirales même si, à l'origine, ils ont été utilisés pour les galaxies naines.

Les disques de matière noire froide baryonique sous la forme d'hydrogène moléculaire froid (Pfenniger et al. 1994; Pfenniger et Combes 1994), ou sous d'autres types de baryons (Alcock et al. 1998; Crézé et al. 1998) représentent une alternative intéressante au problème de la matière

noire. En effet dans le cas de nombreuses galaxies spirales une simple homothétie du disque de HI permet de reproduire précisément la courbe de rotation, le seul paramètre libre étant le facteur multiplicatif de la masse de HI. Nous avons ainsi testé deux disques, un épais, l'autre fin, et nous arrivons à un facteur multiplicatif très élevé, puisque la matière noire représenterait 18 fois la densité de colonne de HI. Il nous faut des mesures plus précises et plus profondes du HI à très grand rayon pour à la fois déterminer la quantité de matière noire, mais aussi affiner la ou les distributions les mieux adaptées. C'est ce qui a motivé une demande de temps de télescope au VLA pour rechercher une émission HI à plus grand rayon avec une grande sensibilité.

Cinquième partie

La structure spirale de la galaxie

NGC 4414

Chapitre 1

Structure spirale

Dans ce chapitre nous allons aborder le problème de la structure des galaxies spirales. Dans un premier temps nous verrons ce qui a amené les astronomes à mettre en oeuvre une théorie aussi complexe que celle des ondes de densité, puis nous verrons quelles sont les autres alternatives possibles, notamment dans le cas des galaxies dites "foculentes".

1.1 Ondes de densité spirales

De nombreux types de structures spirales sont observés dans les disques de galaxies. Les plus spectaculaires sont les galaxies dites "grand design" comme M 51, avec leur structure à 2 bras très bien dessinés, mais les plus communes sont les galaxies de type flocculent comme NGC 4414 dont la structure est faite de nombreux petits bras spiraux. C'est Edwin Hubble qui voulut le premier classer les galaxies par leur morphologie, suivant l'enroulement des bras, la taille du bulbe et la présence ou non d'une barre (Fig. 27). L'origine et la nature des bras spiraux est depuis longtemps un problème. La complexité de la structure spirale des galaxies n'a pas de solution unique. De nombreuses théories existent et, suivant le type de structure spirale, les mécanismes en jeu ne seront pas les mêmes.

Les galaxies "grand design" sont souvent traitées dans le cadre de la théorie de Lin-Shu (Lin et Shu 1964) qui décrit la structure spirale comme la manifestation d'ondes de densité tournant lentement dans le disque en rotation et expliquant la pérennisation de cette structure sur plusieurs rotations galactiques. Par ailleurs, la structure spirale des galaxies foculentes est, en général, vue comme évoluant au cours du temps, les bras spiraux se formant et disparaissant constamment.

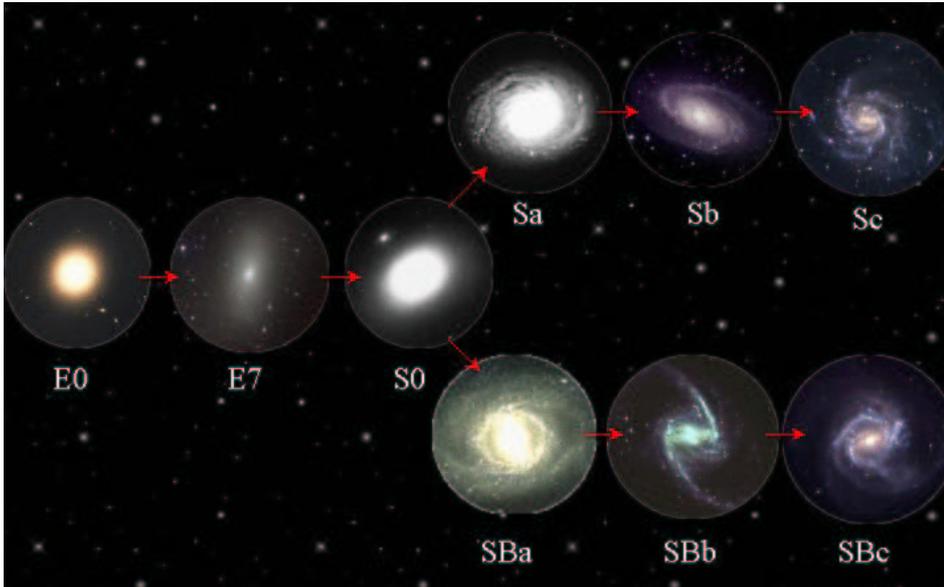


FIG. 27 – La séquence de Hubble de classification des galaxies. À gauche les galaxies elliptiques puis lenticulaires ($S0$), à droite les galaxies spirales. Les galaxies spirales se distinguent par la présence d'une barre ou non, ainsi que par la taille du bulbe et l'extension des bras spiraux.

1.1.1 Observations

Il existe une grande variété dans la structure apparente des galaxies spirales. Dans une même classe de galaxies, telle que les a définies Edwin Hubble, on peut distinguer différentes morphologies. La figure 28 montre trois galaxies spirales, M 51, M 33 et NGC 3621. Ces galaxies présentent des différences structurelles évidentes. Le morcellement, les extensions, et la largeur des bras spiraux varient d'une galaxie à l'autre. Ces différences sont observées dans le domaine visible et pourraient varier dans d'autres domaines de longueur d'onde.

Suivant que l'on s'intéresse à la vieille population stellaire, aux jeunes étoiles, au gaz atomique ou moléculaire, les longueurs d'onde d'observation varient du domaine optique au domaine centimétrique en passant par l'infra-rouge et le millimétrique.

Les clichés réalisés par Sandage et ses collaborateurs (Sandage 1961; Sandage et Brucato 1979; Sandage et Tammann 1981) permirent de comparer de nombreuses galaxies spirales proches entre elles, et ainsi de mieux comprendre les différences structurelles de ces galaxies.

En particulier, la forme, la multiplicité et le sens d'enroulement des bras spiraux sont facilement observables dans le domaine visible. Une galaxie ayant m bras aura une symétrie de rotation de $\frac{2\pi}{m}$. De plus, le sens d'enroulement de la structure des bras spiraux peut être dans le même sens que la rotation du disque, on dit que le motif spiral est *trailing*, soit dans le sens contraire, on parle alors de motif *leading*. Les observations ont montré que la quasi-totalité des



FIG. 28 – *M 51, M 33 et NGC 3621, ces trois galaxies spirales ont des structures différentes. M 51 est représentative des galaxies dites "grand design", c'est-à-dire dont la structure des bras spiraux est très bien marquée. M 33 est aussi une galaxie spirale possédant deux bras spiraux mais ceux-ci sont moins bien marqués que pour M 51, de plus, de nombreuses ramifications apparaissent, elle est également plus axisymétrique. Enfin, NGC 3621 est une galaxie de la classe des "floculentes", sans structure de type bras spiraux évidente. Il est difficile de tracer un bras spiral sur une part importante de tour de galaxie.*

galaxies spirales sont de type *trailing* (comme NGC 4414). Enfin, de nombreuses galaxies spirales montrent une multitude de petits bras spiraux, comme NGC 2841 (Block et al. 1996), NGC 3621 (Bresolin et al. 2001) ou encore NGC 7331 (Hughes et al. 1998). Ces galaxies montrent un aspect très chaotique, les structures de type bras sont nombreuses et essentiellement dus aux étoiles récemment formées, même si Block et al. (1996), pour NGC 2841, ou Thornley (1996), pour NGC 5055, ont montré l'existence de structures cachées à plus grande échelle.

1.1.2 Le problème de l'enroulement

Lorsqu'un disque de matière est en rotation différentielle, une structure spirale apparaît. Le problème qui se pose est celui de la longévité d'une telle structure par rapport à la durée de vie de la galaxie toute entière. En effet, une telle structure aura tendance à rapidement disparaître à cause du problème de l'enroulement. Le temps pour obtenir un enroulement est court comparé à l'âge de la galaxie. Il faut donc faire appel à des solutions plus complexes pour expliquer la structure observée des bras spiraux. Plusieurs solutions ont été proposées pour résoudre le problème de l'enroulement.

Le motif spiral peut être maintenu dans un état stationnaire, impliquant des bras spiraux jeunes. Ces structures sont continuellement créés dans la galaxie, par instabilité gravitationnelle

locale formant les étoiles par exemple, puis déformées en spirale jusqu'à ce que les jeunes étoiles les plus brillantes qui les ont engendrées meurent. On peut donc imaginer que dans certaines galaxies le motif spiral apparent ou le motif spiral en "branches" soit dû à plusieurs de ces structures. C'est ce que l'on peut observer dans certaines galaxies très floclentes qui n'ont pas de motif global très prononcé mais de nombreux petits bras spiraux.

Une perturbation gravitationnelle importante peut être à l'origine du motif spiral dans certains cas, notamment lors d'une interaction avec une petite galaxie compagnon (comme pour M 31 ou M 51). Cette forte interaction gravitationnelle permet d'expliquer la structure spirale, elle peut aussi expliquer la pérennisation du phénomène, notamment par l'amplification d'une onde de densité spirale (Toomre 1977).

Les ondes de densité correspondent à un autre concept, accepté par la plupart des chercheurs, où les ondes se propagent dans un disque galactique en rotation. Seule la nature des ondes varie d'un modèle à l'autre. Une solution décrit l'onde spirale comme une onde de densité, c'est à dire présente dans le potentiel gravitationnel du disque galactique. La conséquence est que le gaz interstellaire est fortement comprimé dans les régions où passe l'onde, entraînant une forte formation d'étoiles donnant naissance aux jeunes étoiles brillantes qui marquent la présence du bras spiral dans le visible. La stabilité de cette onde est prévue par la théorie de Lin-Shu, assurant un motif spiral inchangé sur plusieurs rotations de galaxie. Cette théorie des ondes de densité est devenue standard, dans le sens où elle sert de référence et qu'elle permet de nombreuses prédictions testables d'un point de vue observationnel.

Une autre possibilité est la propagation d'ondes dites de détonation; car il s'agit d'un processus d'auto propagation, celui de la formation d'étoiles; qui se propageraient de proche en proche, et qui seraient catalysées par les ondes de choc des implosions de supernovae. Cette théorie, proposée par Mueller et Arnett (1976), prévoit qu'une onde de formation se propage dans la galaxie un peu comme une détonation se propage dans l'air. La rotation différentielle va déformer le front d'onde en motif spiral de type "trailing".

1.2 Formation stochastique d'étoiles dans un disque en rotation

Mueller et Arnett (1976) ont proposé une théorie permettant d'expliquer la structure de galaxies spirales, celles dont l'aspect spiral n'est observable que dans la jeune population, comme c'est le cas pour beaucoup de galaxies floclentes. L'hypothèse de base est de considérer que la formation d'étoiles s'auto-propage dans la galaxie. On peut considérer une région où des étoiles se forment, les plus massives d'entre elles vont rapidement disparaître en supernovae, l'onde de choc résultante déclenchant la formation d'étoiles dans une région voisine. Cette approche

a été proposée suite aux observations de Sancisi (1974) et Berkhuijsen (1974) qui ont suggéré que la formation d'étoiles apparaissaient dans des coquilles de gaz sphériques engendrées par des supernovae, ou d'autres mécanismes comme les régions HII (Castor et al. 1975). Ce sont donc des étoiles massives ($M > 10 M_{\odot}$) qui vont être à l'origine du processus de propagation. De nombreuses simulations ont ensuite été menées utilisant la méthode de Monte Carlo pour modéliser la propagation de la formation d'étoiles (Gerola et Seiden 1978; Seiden et Gerola 1979). Une certaine probabilité de formation d'étoiles est calculable pour diverses régions de la galaxie, ainsi qu'une direction de propagation privilégiée dans certains modèles. La mise en évidence de bras spiraux nets par cette méthode n'est cependant pas évidente.

Par ailleurs, cette théorie peut difficilement s'appliquer à des galaxies comme M 51 où la structure de type bras spiraux apparaît dans la vieille population stellaire et où la régularité et la symétrie des bras spiraux est si spectaculaire. Par contre, comme nous le verrons un peu plus loin, cette théorie semble être adaptée pour expliquer la structure spirale des galaxies flocculentes comme NGC 4414.

Chapitre 2

Recherche de mouvements de "streaming" dans NGC 4414

L'un des objectifs initiaux de ce projet de thèse était la recherche de mouvements non-circulaires du gaz moléculaire. Une fois les positions et intensités de ces mouvements identifiés, il restait à voir si il y avait correspondance avec les régions identifiées comme étant des bras spiraux, ou tout du moins des régions de concentration de lumière NIR que l'on associe avec des surdensités de masse. Dans un premier temps nous définirons les méthodes utilisées dans le traitement des différentes données, puis nous verrons en détail la structure spirale de NGC 4414 et les scénarii que nous proposons pour expliquer cette structure.

2.1 Méthode des résiduels

2.1.1 Résiduel du champ de vitesse CO(1-0)

Le principal intérêt de la méthode des résiduels est de révéler des structures cachées qui ne sont pas visibles dans l'image d'origine. Nous avons développé un modèle de masse axisymétrique pour NGC 4414 qui représente bien la courbe de rotation observée (Vallejo et al. 2002a). Afin de rechercher des mouvements non-circulaires du gaz liés à une distribution non-axisymétrique de masse nous avons soustrait la courbe de rotation modélisée du champ de vitesses observé en chaque point. Dans la pratique cela reviendrait au même de soustraire la courbe de rotation observée sur le grand axe de la galaxie, mais avec l'inconvénient d'introduire plus de bruit dans le résiduel.

La figure 29 montre le résiduel sur lequel est superposé le motif spiral à deux bras qui, selon nous, trace le mieux les observations optique et infrarouge proche (NIR) de NGC 4414. Quelques spectres de notre cube de données CO(1-0) sont également représentés pour souligner

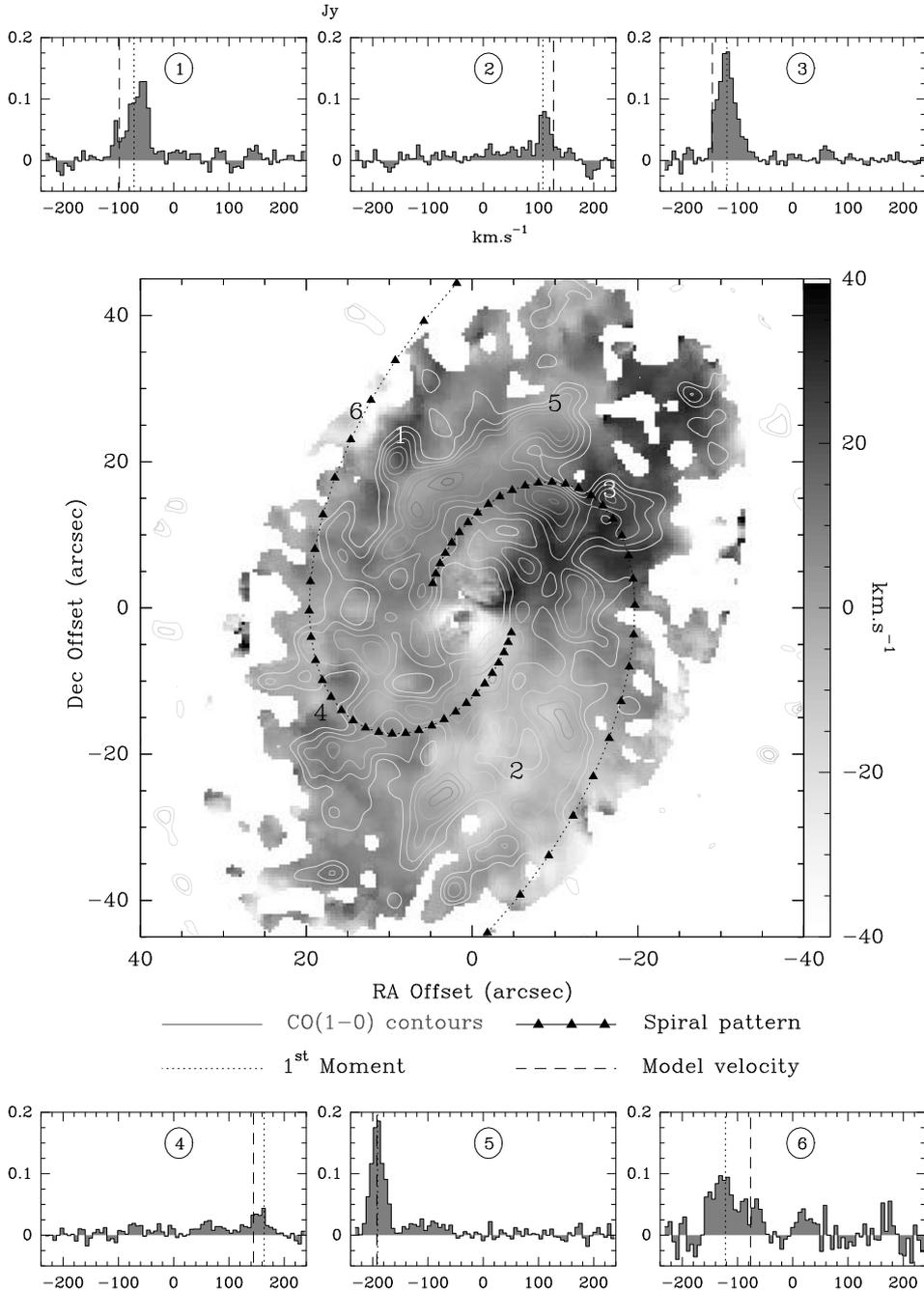


FIG. 29 – Carte du résiduel de vitesses pour le CO(1-0). Cette image est le résiduel du champ de vitesse CO(1-0) (Fig. 14) après soustraction du champ de vitesses du modèle (Vallejo et al. 2002a). L'image a été masquée au delà d'un rayon de 50", mais aussi là où le flux intégré était inférieur à un seuil que nous avons fixé ($I_{CO} > 0.1 \text{ Jy.km.s}^{-1}.\text{beam}^{-1}$). Le but était d'écarter les zones dans lesquelles l'identification de la raie n'était pas évidente. Les contours montrent l'intensité intégrée du CO(1-0) comme dans la figure 19. Le motif spiral à deux bras représenté par les triangles noirs a un angle d'enroulement de 23° , proche de celui déterminé par Soida et al. (2002) grâce à l'étude du champ magnétique. Nous avons sélectionné des spectres de 5 régions (1,2,3,4 et 6) où l'on voit des déviations significatives par rapport aux vitesses du modèle. La position 5 montre une région où l'accord entre vitesse observée et modélisée est très bon. Les lignes en pointillés indiquent le premier moment, c'est à dire la raie de CO(1-0). Les lignes en traits discontinus représentent la vitesse calculée à partir du modèle.

les régions où la vitesse du gaz est sensiblement différente de celle attendue dans le cadre d'une rotation circulaire telle que nous l'avons modélisée. Dans la plupart des articles de la littérature sur ce sujet les cartes d'iso-vitesses sont utilisées directement pour montrer les mouvements de "streaming". Dans la figure 30 nous montrons l'image du résiduel de vitesses avec les contours d'iso-vitesses superposés pour illustrer que les deux méthodes concordent bien mais que l'image résiduelle fait ressortir de manière plus évidente les déviations à l'axisymétrie.

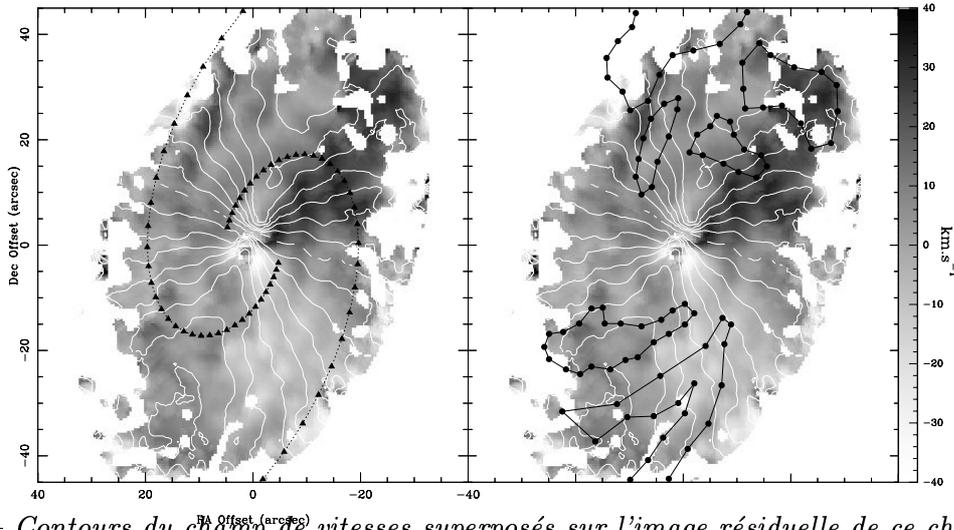


FIG. 30 – Contours du champ de vitesses superposés sur l'image résiduelle de ce champ. L'intervalle entre chaque contour est de 25 km.s^{-1} de -200 km.s^{-1} à 200 km.s^{-1} . Les régions où on observe des mouvements non circulaires suivent les fluctuations dans le champ de vitesses. À gauche nous avons superposé un motif spiral logarithmique à deux bras de angle d'enroulement 23° . À droite, nous avons superposé les structures à grande échelle identifiées en IR proche (Fig. 31).

2.1.2 Résiduel en bande I

Afin de mieux comparer les deux galaxies spirales NGC 4414 et M 51, la même technique de résiduel a été utilisée pour les deux images HST en bande I. Dans un premier temps nous avons calculé la moyenne azimutale pour chaque galaxie avec un pas de $0.05''$ en rayon, donnant ainsi la brillance moyenne en fonction du rayon. Pour faire ce calcul, nous avons considéré une inclinaison de 55° et un angle de position (P.A.) de 157° pour NGC 4414 (Vallejo et al. 2002a), 20° d'inclinaison et un P.A. de 170° pour M51 (Tully 1974).

L'image résiduelle que nous avons utilisé ici est définie comme étant l'image originale moins l'image de la moyenne azimutale, le tout divisé par l'image de la moyenne azimutale. Cette division permet de voir de faibles variations en intensité au delà du disque interne très brillant.

Une faible variation au centre est très supérieure à une petite variation dans les zones externes en valeur absolue, alors que relativement à la brillance moyenne à ce rayon le contraste est plus important dans les zones externes.

Les étoiles de champ de notre Galaxie ainsi que quelques galaxies d'arrière plan très lumineuses ont été exclues du calcul de la moyenne en fixant un seuil de flux; concrètement, si la valeur d'un pixel était supérieure à six fois la valeur moyenne du flux à ce rayon, le pixel était exclu. Les images résiduelles ont ensuite été déprojetées pour montrer la galaxie telle qu'elle serait si elle était vue de face. M 51 étant à peu près deux fois plus proche de nous que NGC 4414 ($D_{M51} = \frac{1}{2}D_{N4414} = 9.6$ Mpc), nous avons lissé l'image résiduelle de M 51 par une gaussienne de largeur à mi-hauteur 0.2" pour la rendre directement comparable avec celle de NGC 4414. Les images en bande I ainsi que les résiduels sont présentés dans les figures 36 et 37 pour NGC 4414 et M 51 respectivement.

2.1.3 Résiduel en bande K'

Le résiduel pour l'image en bande K' ($\lambda = 2.1 \mu\text{m}$) de Thornley (1996) a été calculé de la même façon que précédemment sauf qu'au lieu d'utiliser la moyenne azimutale, nous avons utilisé notre modèle de masse axisymétrique (Vallejo et al. 2002a). Nous avons converti la densité surfacique en luminosité en divisant par le rapport $\frac{M}{L_{K'}} = 0.5$. Le rapport masse sur luminosité constant est une très bonne approximation dans la bande K' pour NGC 4414, mais ce n'est plus le cas dans le domaine optique (Vallejo et al. 2002a). Après avoir soustrait cette composante de l'image K', nous avons divisé le résultat par le modèle pour mieux rendre compte des petites fluctuations des régions externes du disque de la galaxie.

L'avantage d'utiliser le modèle plutôt que la moyenne azimutale est qu'on s'affranchit des mauvais pixels de l'image, des étoiles de champ et des galaxies d'arrière plan qui vont "contaminer" la moyenne. Sans cette normalisation il serait très difficile de voir une forte fluctuation dans les parties externes, celles-ci étant masquées par les petites variations du bulbe très brillant. Pour les mêmes raisons que précédemment nous avons déprojeté l'image sur le plan du ciel pour simuler une vision de face. La figure 31 montre la bande K' après l'analyse résiduelle.

2.1.4 Image de la raie de H₂ S(1-0)

Un autre moyen de mettre en évidence des mouvements non-circulaires est de regarder les chocs qu'ils peuvent engendrer. Les raies de H₂ dans l'infrarouge proche sont en général indiquées pour tracer les chocs (van der Werf et al. 1993), même si elles sont aussi le traceur des régions de photodissociation (PDRs) (Harrison et al. 1998). Nous avons obtenu une image de NGC 4414 dans la raie de H₂ S(1-0) à 2.125 microns avec le télescope de 2 mètres Bernard Lyot (TBL) à

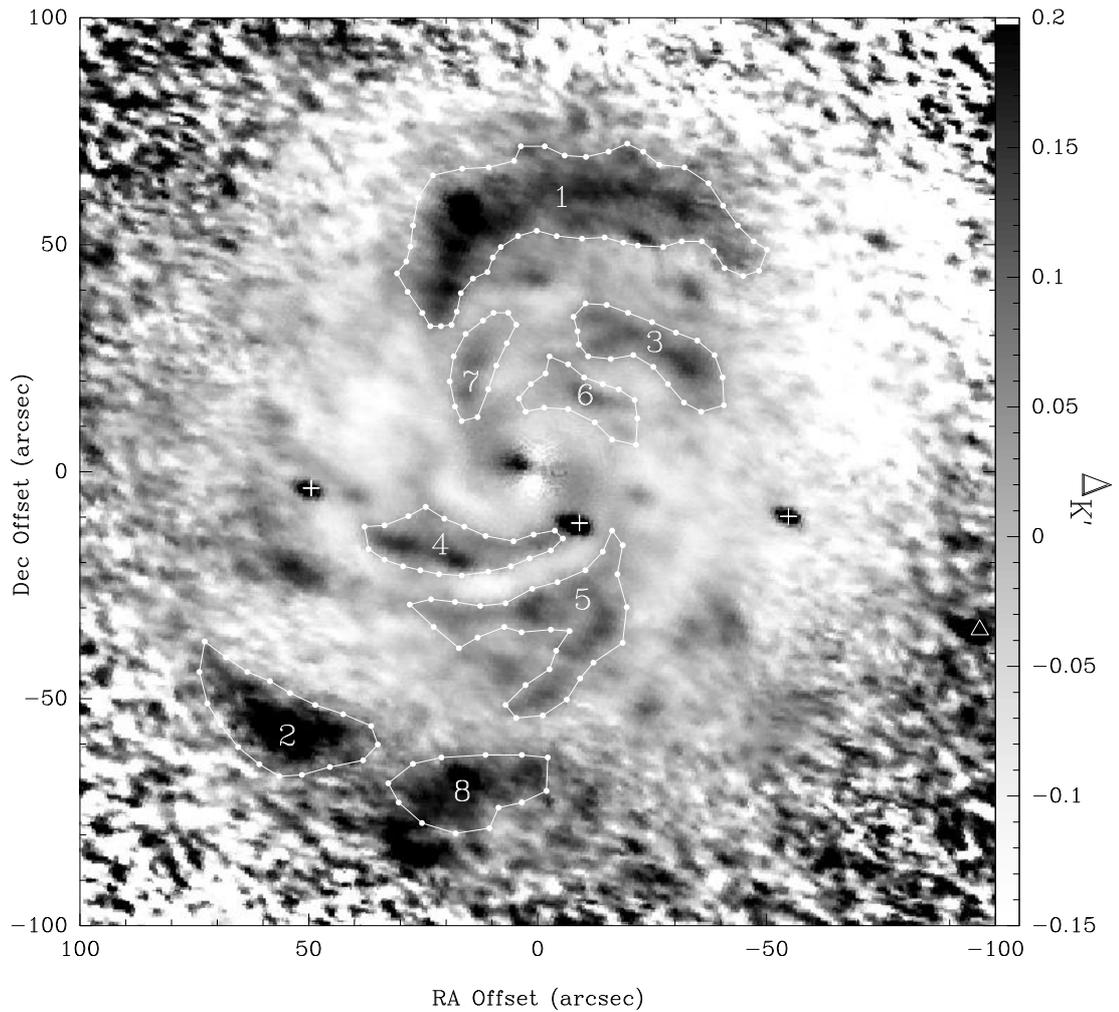


FIG. 31 – Structures à grande échelle identifiées à partir de l'image résiduelle déprojetée en bande K' . Les trois étoiles de champ sont indiquées par une croix, et une galaxie d'arrière plan très rouge par un triangle (voir figure 1).

l'Observatoire du Pic du Midi en mars 2002. Le filtre utilisé était centré sur une longueur d'onde de $\lambda = 2.125$ microns avec une largeur à mi-hauteur de $\Delta\lambda = 0.020$. Une autre image à bande étroite, proche de la raie de H_2 , a été obtenue afin de soustraire le continuum de notre image H_2 . Le filtre de cette bande voisine était centré à $\lambda = 2.267$ microns avec une largeur à mi-hauteur de $\Delta\lambda = 0.053$.

Après avoir recentré et sommé toutes les images pour chaque longueur d'onde, l'image du continuum a été soustraite de l'image de la raie de H_2 ; on élimine ainsi le noyau (qui ne contient pas de gaz) et les trois étoiles de champ. Aucun signal n'apparaît sur l'image de la différence (figure 32a), qui semble dominée par un "flat field" imparfait et une colonne de mauvais pixels. Dans le but de voir si nous n'avions réellement aucune émission, nous avons lissé l'image de la différence par une gaussienne de largeur à mi-hauteur $15''$, puis nous avons soustrait cette image lissée de l'image de la différence.

Cette technique est proche de celle des ondelettes qui a pour but de faire ressortir des structures de différentes échelles d'une image. $15''$ correspondent à environ 1.5 kpc, taille plus grande que la largeur typique d'un bras spiral, de telle manière que la procédure va éliminer les défauts à grande échelle et laisser intacte l'émission à petite échelle. Les valeurs des pixels étant toutes proches de zéro, puisqu'il s'agit de l'image de la différence, le lissage ne va pas diluer l'émission brillante du noyau mais plutôt engendrer une image plus floue et moins bruitée.

Un résultat similaire a été obtenu en soustrayant une image lissée à $10''$. Cette image est présentée dans la figure 32b. Dans aucune des images n'apparaissent des structures réminiscentes du résiduel de vitesse ou des images résiduelles en bande K' ou I. Nous avons également essayé de soustraire l'image en bande K' de Thornley (1996) de l'image H_2 , mais aucune structure convaincante n'apparaissait, montrant qu'il n'y a pas de chocs forts dans NGC 4414.

2.2 Motif spiral et structures à grande échelle

Comme l'ont également montré Thornley et Mundy (1997b), aucun motif spiral logarithmique ne permet de correctement fitter les données observationnelles de NGC 4414, même dans les longueurs d'onde infra rouge proche, à cause de la petite taille et de la grande variété des angles d'enroulement des bras spiraux.

Nous avons essayé plusieurs structures spirales logarithmiques, un motif spiral à deux bras avec un angle d'enroulement de 23° et une structure plus complexe avec un anneau central et un motif spiral à quatre bras. Quel que soit le motif choisi il ne nous a pas été possible de rendre compte correctement des observations.

A $2.1 \mu\text{m}$, l'intensité relative des structures de la taille du kiloparsec est faible, inférieure à

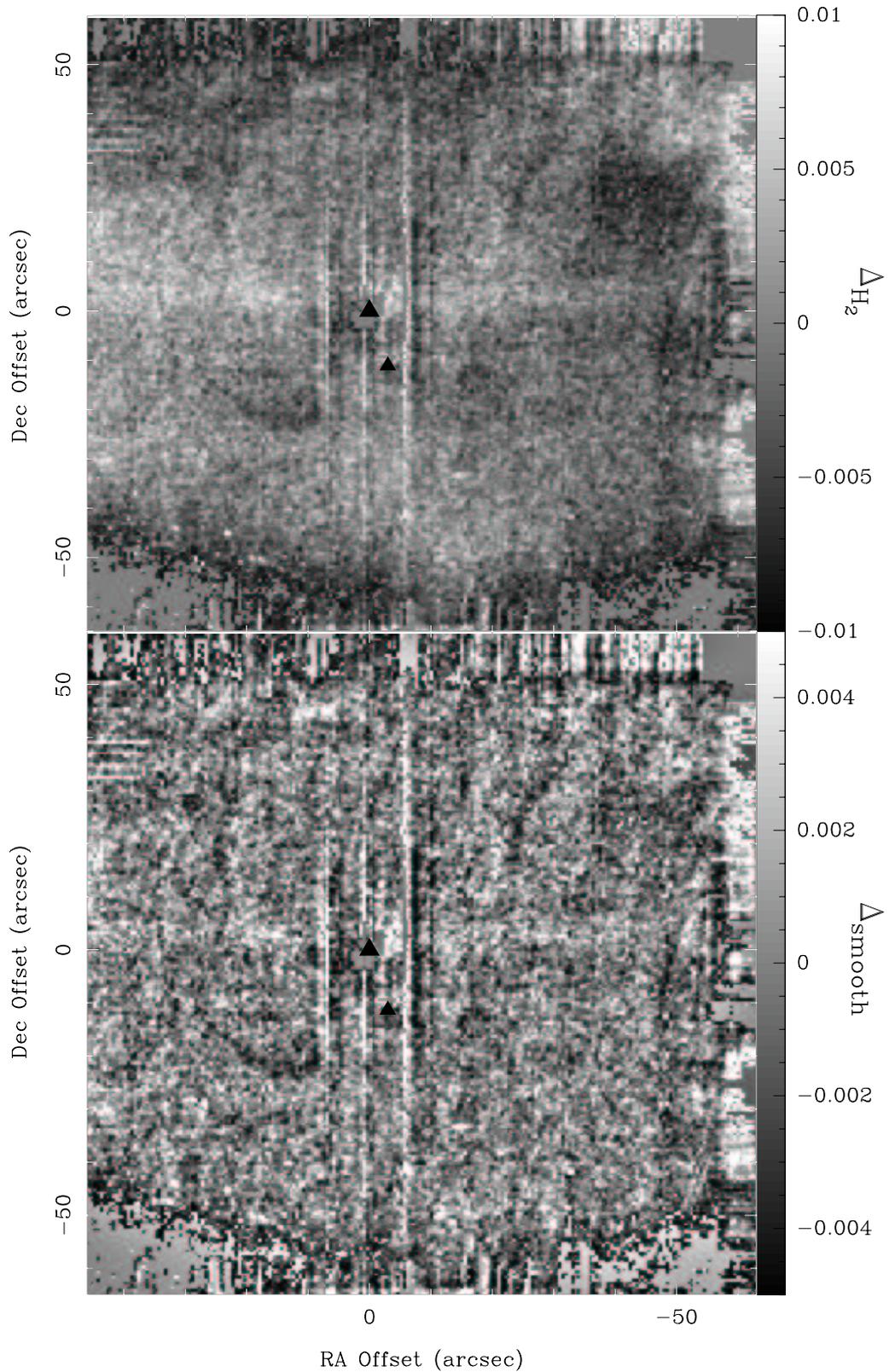


FIG. 32 – (a): En haut: Image H_2 de NGC 4414 à partir des observations du Pic du Midi après soustraction de l'image continuum en bande K. Le grand triangle noir indique le centre de la galaxie, et le petit triangle une étoile de champ. (b): En bas: Nous avons ici lissé l'image de dessus par une gaussienne de $10''$, puis soustrait cette image lissée de celle de dessus.

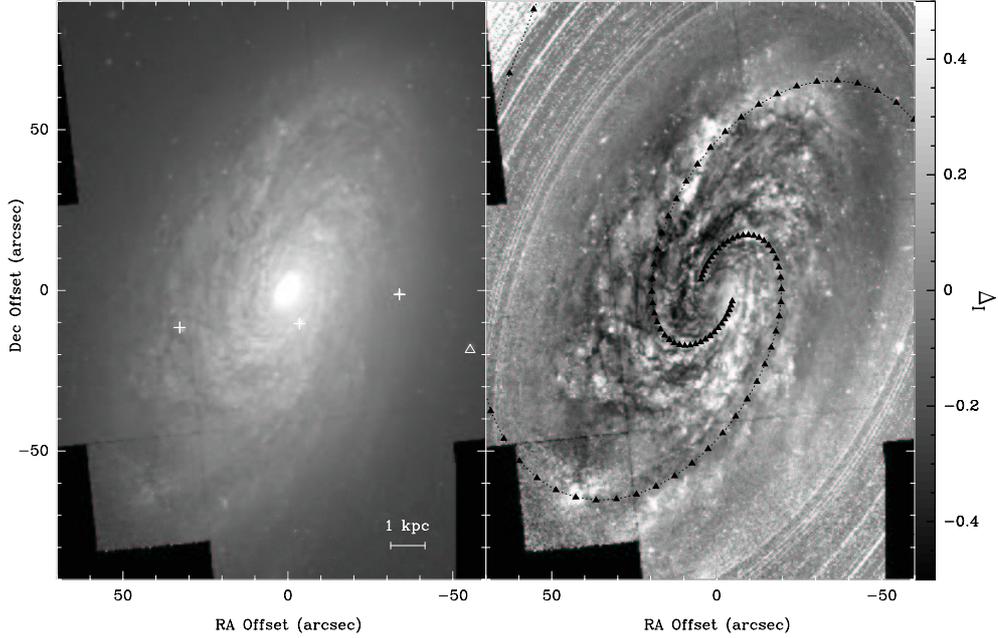


FIG. 33 – (a): En haut: Image HST bande I de NGC 4414. Les trois étoiles de champ sont indiquées par une croix et une galaxie d'arrière plan très rouge est indiquée par un triangle. (b): En bas: Résiduel de l'image du haut. Cette image résiduelle montre l'émission non axisymétrique dans la bande I ($\lambda = 0.8 \mu\text{m}$): $\Delta_I = \frac{I - \langle I \rangle}{\langle I \rangle}$ où I est l'image HST bande I à $0.8 \mu\text{m}$ et $\langle I \rangle$ est l'image de la moyenne azimutale calculée à partir de l'image bande I. Un motif spiral à deux bras a été superposé sur le résiduel pour essayer de reproduire les structures à grande échelle. L'angle d'enroulement obtenu est de 23° .

20 % (voir le tableau 14), et les maxima d'intensité correspondent clairement aux régions de formation d'étoiles tracées par l'émission de l'hydrogène atomique H_α (voir figure 18).

Cela semble indiquer que la plupart des structures que l'on voit en bande K' sont liées à la formation d'étoiles récente et non à d'éventuelles concentrations de masse stellaires. L'infrarouge proche trace la vieille population stellaire composante majoritaire du potentiel gravitationnel du disque galactique (Rix et Rieke 1993; Block et al. 1994). Les variations en brillance de surface en infra-rouge proche sont faibles, sauf dans les régions où la formation d'étoiles est intense indiquant une forte contribution des étoiles jeunes géantes, ces variations ne sont pas vraiment compatibles avec une théorie d'ondes de densité (Toomre 1977; Lin et Lau 1979). Elmegreen (1994) suppose que dans les galaxies spirales de type flocculent les bras sont essentiellement dus aux jeunes étoiles et non à des variations de la densité surfacique de masse, les vieilles étoiles n'étant que très peu affectées par une formation d'étoiles qui se propageraient dans le disque galactique en rotation différentielle. Le disque de vieilles étoiles apparaît très axisymétrique (voir

Région	Distance (")	Taille structures NIR (pc)	bande I surdensité moyenne	bande K' surdensité moyenne
1	61	9200	+10.4 %	+16.5 %
2	80	4100	+13.9 %	+21.2 %
3	37	2900	+08.1 %	+10.8 %
4	27	4000	+07.7 %	+09.8 %
5	34	4400	+20.8 %	+09.2 %
6	19	2500	+03.9 %	+03.7 %
7	27	2500	-07.4 %	+07.2 %
8	80	4000	+21.0 %	+23.1 %

TAB. 14 – *Surdensité moyenne des structures à grande échelle en infrarouge proche identifiées dans la figure 29, en bande I et K'. La distance des structures, en secondes d'arc, est calculée depuis le centre galactique jusqu'au barycentre du polygone définissant la région considérée. La taille de ces structures, en parsecs, est la distance déprojetée entre les deux points les plus distants d'une région.*

la figure 2). S'il y avait des variations à grande échelle de la densité surfacique de masse, cela devrait avoir une influence mesurable sur les mouvements du gaz moléculaire.

Or nous ne trouvons aucune indication de mouvements non circulaires liés à un quelconque bras spiral ou structure de type bras spiral. Etant donné le lien apparent qui existe entre les images en infrarouge proche (K' et I) et la formation d'étoiles récente, il y a très peu de chance que les grandes structures observées, même de la taille du kpc, soient des structures massives. L'absence générale d'organisation dans la galaxie (grande variété d'angles d'enroulement, tailles des "bras" très disparates, points de départ des "bras" aléatoirement répartis) fait que l'on a du mal à croire en une structure persistante de bras spiraux. Les très faibles fluctuations d'intensité associées aux "bras", l'absence d'une galaxie compagnon, l'absence de barre, et la petite taille du bulbe galactique ne sont pas des facteurs favorables à l'amplification des petites perturbations. Dans un tel contexte il serait difficile d'expliquer comment une structure de type onde de densité pourrait persister dans le disque de la galaxie NGC 4414. Thornley et Mundy (1997a) aboutissent à la conclusion contraire parce qu'ils considèrent que de si grandes structures en infrarouge proche ne peuvent pas être d'origine purement stochastique et que seuls des processus à grande échelle de type onde de densité permettraient d'expliquer leur existence. Cependant, ils ne parviennent pas à expliquer la persistance de telles structures à grande échelle.

Les images à haute résolution du HST en bande I révèlent que les grosses structures identifiées en bande K' sont en fait composées de nombreuses petites structures, dont certaines sont clairement des sites de formation d'étoiles. De plus, il n'y a pas de corrélation évidente entre la structure spirale du champ magnétique et l'angle d'enroulement ou l'intensité des structures en

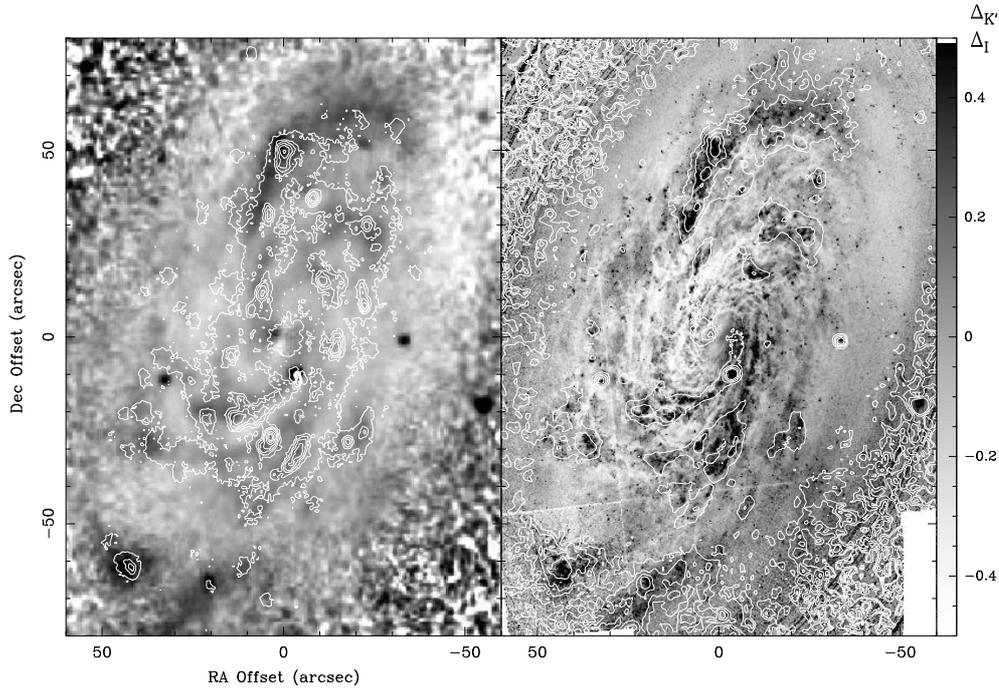


FIG. 34 – (a): A gauche: Contours de l'image H_α de Pogge (1989) superposés sur l'image résiduelle en bande K' . L'image en bande K' montre l'émission résiduelle à $2.1 \mu\text{m}$: $\Delta_{K'} = \frac{K' - \text{Modèle}}{\text{Modèle}}$ où K' est l'image obtenue à l'observatoire de Kitt Peak à $2.1 \mu\text{m}$ (Thornley 1996) et Modèle est la densité de surface de notre modèle axisymétrique divisée par un rapport masse sur luminosité constant de 0.5. On peut noter le bon accord entre les régions les plus lumineuses en infrarouge proche et les maxima d'émission en H_α , montrant que les grandes variations en bande K' proviennent en partie de l'émission d'objets jeunes rouges, comme les supergéantes. (b): A droite: Contours du résiduel en bande K' sur l'image résiduelle en bande I. Malgré la grande différence de résolution angulaire entre les deux images, il y a un excellent accord entre les bras en bande K' et ceux en bande I.

infrarouge proche (Soida et al. 2002).

L'absence d'émission de la raie de $\text{H}_2 \text{ S}(1-0)$ est une indication supplémentaire que les mouvements non circulaires sont faibles. Cependant très peu d'observations sont disponibles pour effectuer une comparaison détaillée. Le rapport raie sur continuum R_{H_2} moyenné sur le filtre à bande étroite que nous avons utilisé est de l'ordre de 10 %, 3% et 2% pour des rayons respectifs $r \leq 40''$, $20''$, et $9''$. On peut considérer, de manière très subjective, que cela représente une limite à 3σ . Nous avons essayé de voir si ces limites sont significatives ou pas en regardant les données à fente large publiées par Harrison et al. (1998) sur le centre de NGC 253, une des rares galaxies spirales où nous avons trouvé les données pour la comparaison. Pour des rayons supérieurs à $12''$ (environ 145 pc dans NGC 253), on peut estimer R_{H_2} , moyenné sur la largeur de notre filtre, à environ 6% pour NGC 253. Si le rapport était le même que dans NGC 253,

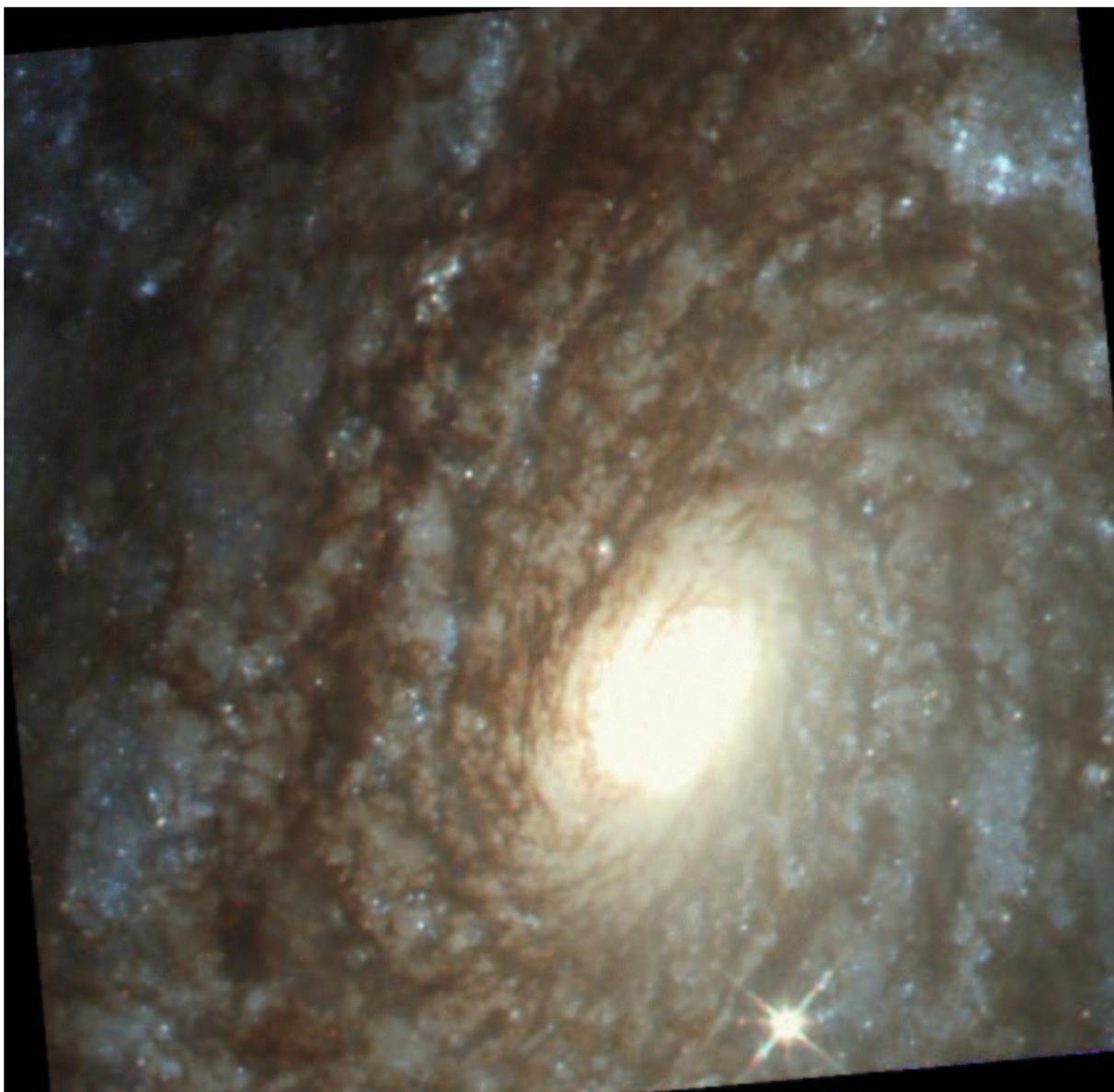


FIG. 35 – Image couleur du centre de la galaxie NGC 4414 avec la Planetary Camera. Le Nord est en haut et l'Est à gauche.

nous aurions dû détecter l'émission du H_2 dans NGC 4414. Bien que l'on ne sache que peu de choses sur les origines de l'émission du H_2 dans NGC 253, les chocs sont très peu significatifs dans NGC 4414. Par contre dans NGC 6240, système de deux galaxies en collision, des chocs sont responsables de l'émission du H_2 (van der Werf et al. 1993).

L'image couleur du centre de NGC 4414 réalisée avec le HST (voir figure 35 et Astronomy Picture Of the Day du 3 avril 2002, <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap020403.html>) montre une différence spectaculaire entre le côté proche et le côté lointain, le côté proche étant très rouge et riche en bandes de poussière. On pourrait expliquer cette observation par un processus d'organisation à grande échelle qui placerait la poussière dans NGC 4414 dans les parties externes des bras brillants de telle sorte que l'absorption serait vue du côté proche, mais pas du côté lointain. La différence n'est évidente que dans la région centrale couverte par le champ de la caméra à très haute résolution du HST (Planetary Camera). Pour M 51 c'est l'inverse que l'on observe, la poussière est située à l'intérieur des bras spiraux brillants (Scoville et al. 2001). Finalement nous pensons que cette différence s'explique simplement par une présence plus importante de poussière du côté proche, comme le montrent les images du télescope SCUBA à 450 et 860 μm où l'on voit l'émission de la poussière dans toute la galaxie (Braine et al. 2003). La différence n'est pas considérable et devrait disparaître dans les 100 prochains millions d'années.

Si les bras spiraux ne sont pas des structures persistantes, pourquoi sont-ils si grands et pourquoi la rotation différentielle ne les a-t-elle pas étalés avec un faible angle d'enroulement? Une hypothèse est la formation d'étoiles hiérarchique, proposée par Elmegreen et Efremov (1996). L'idée est que la formation d'étoiles se propage sur un voire plusieurs kiloparsecs dans les galaxies du même type que la Voie Lactée, donnant une apparence spirale même si il n'y a pas d'onde de densité. La figure 34b montre que les structures à grande échelle que nous avons identifiées en bande K' sont en fait le résultat de l'alignement de structures plus petites, dont certaines apparaissent comme étant clairement des sites de formation d'étoiles (voir figure 34a). Le scénario de formation d'étoiles stochastique s'autopropageant dans le disque (Gerola et Seiden 1978; Seiden et Gerola 1979) explique bien l'existence de structures spirales à grande échelle, même si le mécanisme de propagation n'est pas encore bien connu (Jungwiert et Palous 1994; Palous 1996).

Chapitre 3

Comparaison avec une galaxie de type "Grand Design" M 51

Dans ce chapitre nous allons nous attacher à comparer la galaxie spirale "floculente" NGC 4414 avec la spirale très étudiée de type "grand design" M 51. Les contenus en gaz et les taux de formation d'étoiles étant très similaires pour les deux galaxies, on s'attend à ce que les différences soient liées au degré de définition des bras spiraux. Dans les deux cas nous disposons de très bonnes observations rendant la comparaison significative. Les bras spiraux de M 51 sont des bras spiraux massifs résultant de vraies modulations de densité dans le disque stellaire (Rix et Rieke 1993) et parfaitement corrélés à la jeune et à la vieille population stellaire. M 51 interagit avec la galaxie NGC 5195, amplifiant certainement les ondes de densité dans le disque de M 51, alors que NGC 4414 est une galaxie isolée. Le tableau 15 donne les principales propriétés de NGC 4414 et M 51.

Les figures 36b et 37b montrent les images HST en bande I déprojetées de NGC 4414 et M 51 respectivement, la résolution étant d'environ 10 pc. Les images du haut montrent les résiduels, dans la même bande, avec la même résolution spatiale et avec la même échelle de gris, sur lesquelles on a superposé les contours de l'émission du CO(1-0) ainsi qu'un motif spiral à deux bras pour les deux galaxies. Non seulement la différence dans la structure stellaire est évidente mais on voit également que la structure spirale gazeuse de M 51, à la distance de NGC 4414, serait détectée par nos observations CO (le lobe synthétisé étant de $3'' \times 5''$ après déprojection).

3.1 Mouvements de "streaming"

Les mouvements non circulaires du gaz dans M 51 ont été sans ambiguïté associés au "streaming" d'une onde de densité spirale (Tully 1974; Rydbeck et al. 1985; Vogel et al. 1988; Tilanus

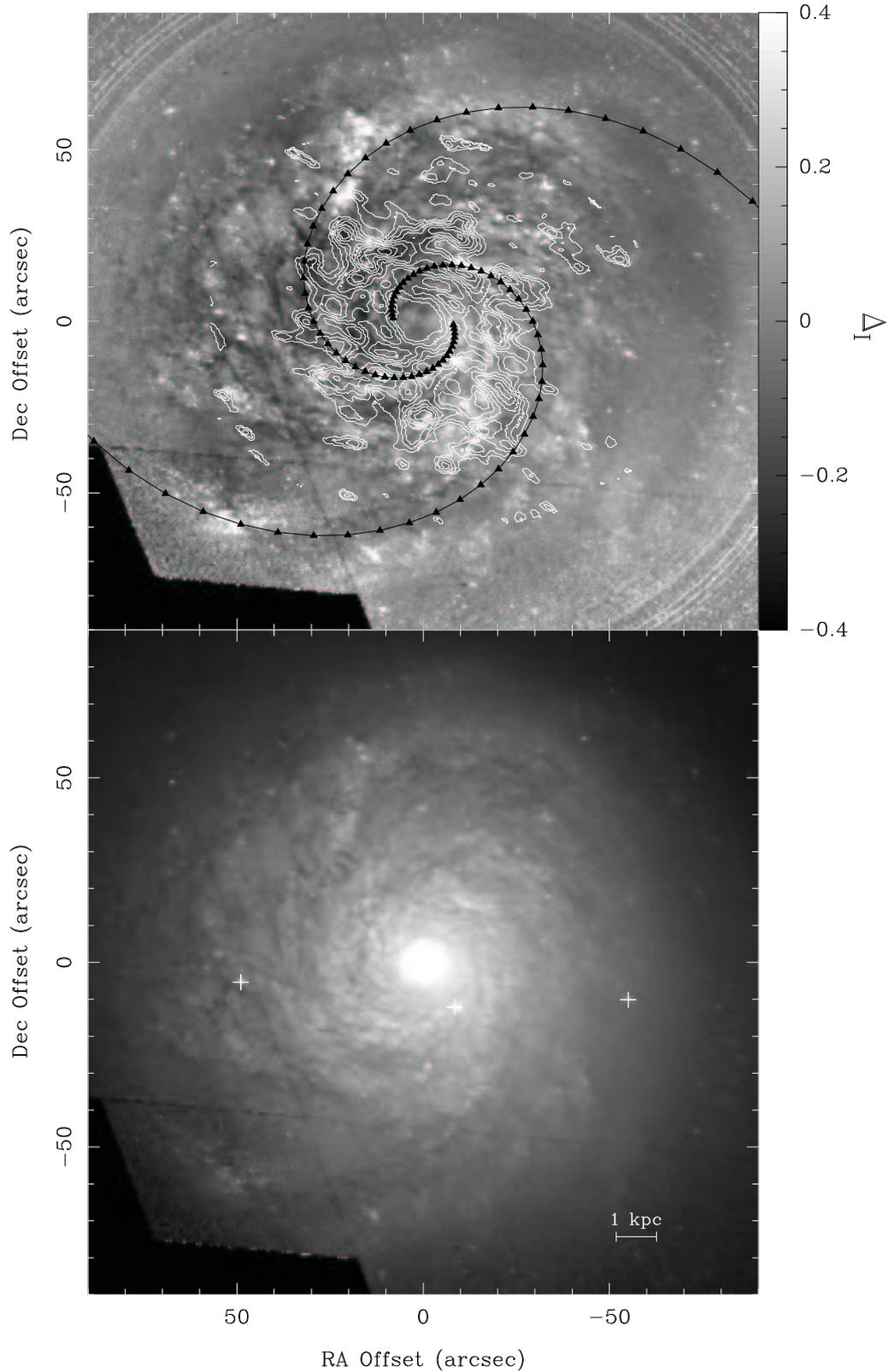


FIG. 36 – (a): En haut: Image résiduelle de la bande I du HST de NGC 4414. Pour NGC 4414 nous avons déprojeté en considérant une inclinaison de 55° et un P.A. de 157° (Vallejo et al. 2002a). Les contours CO(1-0) de nos observations du Plateau de Bure ont été superposés avec les mêmes niveaux que pour la figure 18. (b): En bas: Image HST en bande I déprojetée de NGC 4414. Les étoiles de champ sont indiquées par une croix.

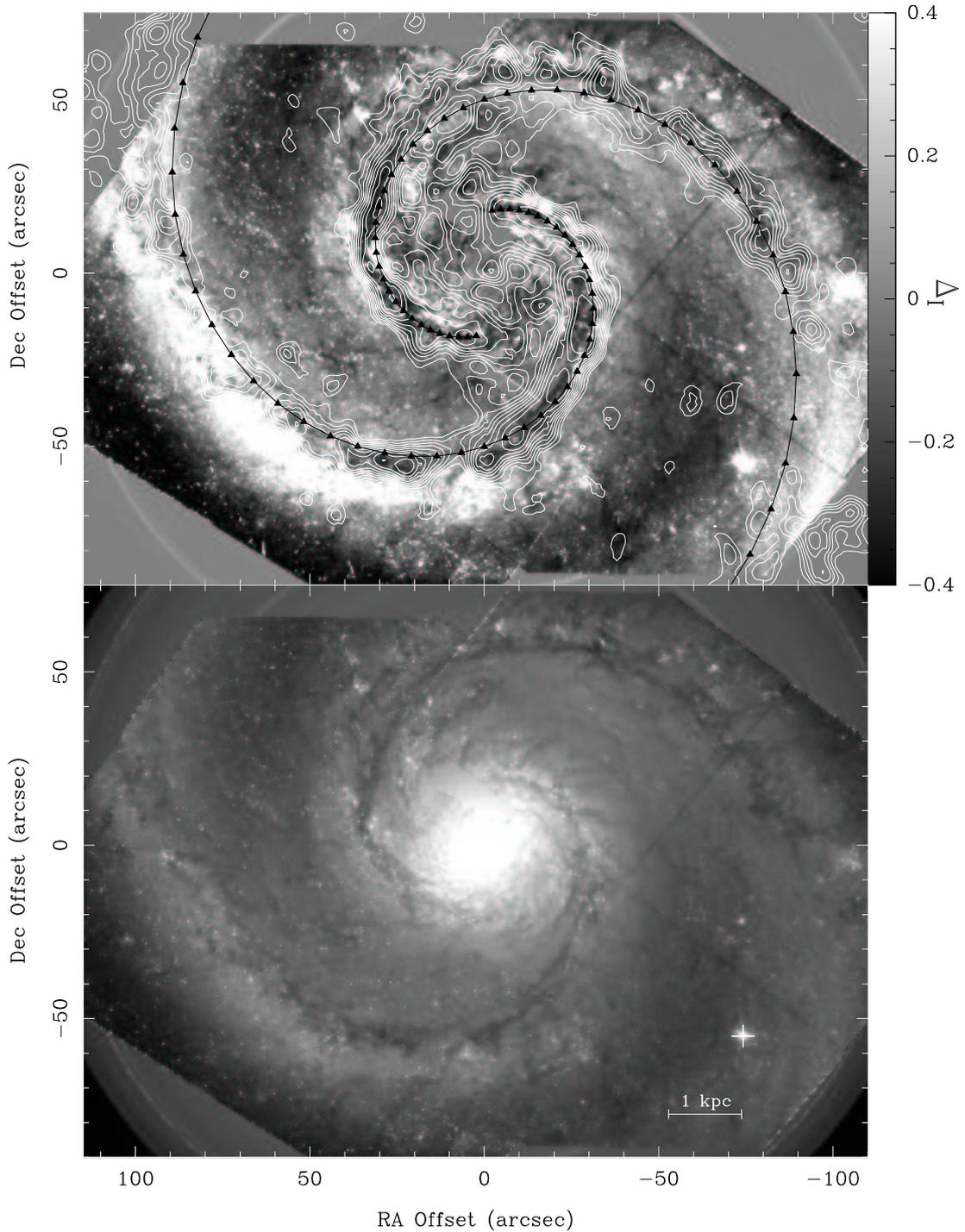


FIG. 37 – (a): En haut: Image résiduelle de la bande I du HST de M 51, lissée à la résolution de 10 pc de la figure 34. La déprojection a été effectuée en considérant une inclinaison de 20° et un P.A. de 170° (Tully 1974). Nous avons superposé un motif spiral logarithmique à deux bras avec un angle d'enroulement de 18.5° (Elmegreen et al. 1989). Les contours CO(1-0) que l'on a superposés proviennent du survey BIMA (Regan et al. 2001). (b): En bas: Image HST en bande I déprojetée de M 51. Une étoile de champ est présente et indiquée par une croix.

	NGC 4414		M51	
R.A. (J2000.0)	$12^h26^{min}27.15^s$	<i>a</i>	$13^h29^{min}52.61^s$	<i>b</i>
Dec. (J2000.0)	$+31^\circ13'24.0''$	<i>a</i>	$+47^\circ11'42.29''$	<i>b</i>
Classification	Sc		Sbc	
Distance	19.2 ± 2 Mpc	<i>a</i>	9.6 Mpc	<i>c</i>
Vitesse systématique (LSR)	716 km s^{-1}	<i>d</i>	464 km s^{-1}	<i>e</i>
Inclinaison	55°	<i>a</i>	20°	<i>e</i>
Angle de position	157°	<i>a</i>	170°	<i>e</i>
R_{25}	$109''$	<i>f</i>	$130''$	<i>g</i>

TAB. 15 – *NGC 4414 and M 51, propriétés générales.*

a: Vallejo et al. (2002a). b: Lamers et al. (2002). c: Sandage et Tammann (1975). d: Braine et al. (1993). e: Tully (1974). f: Elmegreen et al. (2002). g: Elmegreen et al. (1989)

et Allen 1991; Vogel et al. 1993; Garcia-Burillo et al. 1993; Aalto et al. 1999). Tous ces travaux sont fondés sur l'étude de la dynamique du gaz via les raies du HI, H α ou CO. En particulier grâce aux observations à haute résolution du gaz moléculaire, les mouvements de "streaming" sur le petit et le grand axe de M 51 sont très élevés, de 60 à 150 km.s $^{-1}$. En étudiant attentivement les contours d'iso-vitesse et la carte du résiduel des vitesses de NGC 4414, nous estimons que des déviations de l'ordre de 12 km.s $^{-1}$ doivent être détectables à l'échelle d'un bras spiral, notamment si il y a corrélation avec les bras spiraux. Ce qui donne des déviations de l'ordre de 15 km.s $^{-1}$ dans le plan de la galaxie, compte-tenu de l'inclinaison, bien en dessous de ce que l'on observe pour M 51.

3.2 Contraste bras-interbras

Une autre méthode de mesure de la structure spirale d'une galaxie consiste à de regarder la différence de brillance entre les régions du bras et de l'interbras. Peu de valeurs de contraste bras-interbras dans les galaxies spirales sont disponibles. Elmegreen et al. (1989) ont trouvé des contrastes bras-interbras très élevés pour les galaxies grand design M 51, M 81 et M 100, augmentant avec le rayon et atteignant des valeurs supérieures à 2 magnitudes (voir tableau 16).

La définition d'un bras spiral et de l'interbras n'est pas chose facile; dans le cas d'une galaxie aussi spectaculaire que M 51, on pourrait facilement définir "à la main" les zones que l'on considère comme faisant partie du bras et celles situées entre les bras spiraux. Mais on ne peut pas généraliser aussi facilement dès lors que la galaxie étudiée a une structure spirale moins bien définie. La méthode utilisé par Elmegreen et al. (1989) consiste à définir le rapport bras-interbras

	Contraste Bras-Interbras				
	Δm_B	Δm_V	Δm_I	Δm_J	$\Delta m_{K'}$
NGC 4414	0.73 ^a	0.57 ^a	0.42 ^a	0.40 ^c	0.20 ^a
	0.75 ^c				
M 51	2.50 ^b		2.80 ^b		
			3.50 ^a		

TAB. 16 – Comparaison du contraste bras-interbras entre la galaxie spirale "floculente" NGC 4414 et la galaxie spirale "grand design" M 51. Pour NGC 4414 les valeurs présentées dans le tableau sont des valeurs moyennes calculées de 0.5 à 7 kpc. Pour M 51 la valeur du contraste bras-interbras est mesurée à 3.5 kpc.

a: Vallejo et al. (2002b). b: Elmegreen et al. (1989). c: Elmegreen et al. (2002).

$C_{a/i}$ par le rapport entre les pixels au dessus de la moyenne pour un certain rayon et les pixels au dessous de la moyenne. Soit:

$$C_{a/i}(r) = -2.5 \times \log_{10} \left(\frac{I_{bras}(r)}{I_{interbras}(r)} \right) \quad (21)$$

Cette méthode présente l'avantage d'être simple à mettre en oeuvre mais a l'inconvénient d'inclure dans les bras les régions HII brillantes de l'interbras, et d'inclure dans l'interbras les régions très obscurcies par la poussière du bras.

Elmegreen et al. (2002) ont comparé l'intensité des bras spiraux dans une sélection de galaxies spirales dites anémiques, c'est-à-dire qui ont un faible taux de formation d'étoiles, et ont montré que le contraste bras-interbras n'était pas un critère pertinent pour connaître l'activité de formation d'étoiles d'une galaxie spirale. NGC 4414 est une galaxie spirale normale, de classe 3, avec des bras fragmentés uniformément répartis autour du centre galactique (Elmegreen et Elmegreen 1987). Nous avons utilisé la même définition pour le contraste bras-interbras, et avons calculé les valeurs de $C_{a/i}$ pour NGC 4414 dans différentes longueurs d'onde afin de comparer avec M 51 (voir tableau 16).

Dans la figure 38 nous montrons que le contraste bras-interbras décroît avec la longueur d'onde. Cette décroissance est la conséquence de la combinaison de deux effets, l'atténuation par la poussière et la forte contribution des jeunes étoiles OB.

Dans les galaxies "grand design", les bras sont plus rouges que dans les galaxies floculentes, c'est pourquoi le contraste bras-interbras est aussi plus fort en bande I qu'en bande B pour M 51 (Elmegreen et al. 1989). Les valeurs du contraste pour NGC 4414 confirment son axisymétrie.

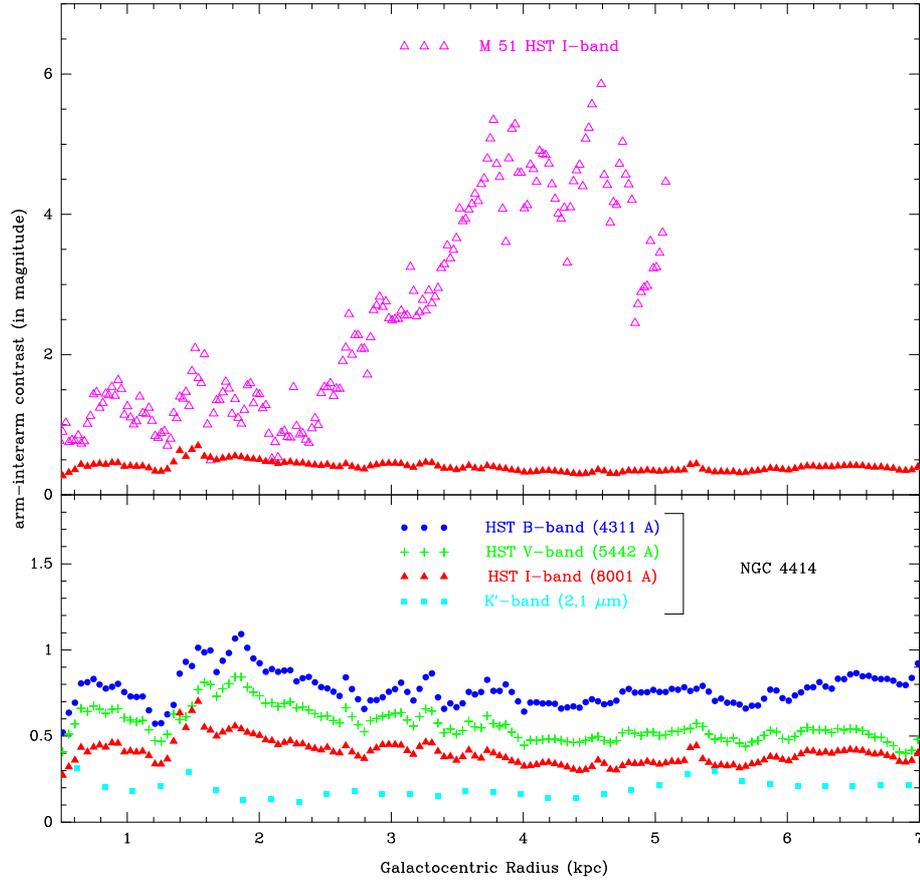


FIG. 38 – (a): En haut: Comparaison du contraste bras-interbras dans M 51 et NGC 4414 grâce aux images en bande I du HST. (b): En bas: Contraste bras-interbras dans la galaxie NGC 4414 en fonction du rayon exprimé en kpc. Les bandes optiques B, V et I proviennent des données du HST, la bande infrarouge proche K' provient de Thornley (1996). Le contraste bras-interbras est quasiment constant dans toutes les longueurs d'onde.

Contrairement aux galaxies grand design où les bras spiraux deviennent de plus en plus prononcés avec le rayon, $C_{a/i}$ reste quasi constant en fonction du rayon pour NGC 4414. Cela confirme l'absence de structure spirale de type bras spiraux persistants.

Sixième partie

Conclusions et perspectives

L'étude de NGC 4414 pendant ces trois années a permis de progresser dans notre connaissance de cette galaxie spirale normale. La structure, la dynamique, la formation d'étoiles, le milieu interstellaire sont étroitement liés dans le processus d'évolution des galaxies spirales. Il était important de bien affiner nos connaissances et nos modèles avant de comparer avec d'autres objets du même type, i.e. d'autres galaxies spirales de type flocculent. Dans cette conclusion nous verrons d'abord le bilan de ce projet de thèse, les perspectives à court et à moyen terme dans l'étude de NGC 4414, puis les perspectives dans l'étude d'autres galaxies spirales.

L'élaboration d'un modèle de potentiel gravitationnel de la galaxie NGC 4414 a été un des éléments important de ce projet. Outre la réduction des données interférométriques et optiques, indispensables à ce travail, il était important de bien modéliser la dynamique du gaz dans le disque galactique. Le rapport masse sur luminosité, l'importance des mouvements non-circulaires du gaz moléculaire, l'étude de la matière noire, dépendent fortement de la "qualité" du modèle, celui doit rendre compte de la distribution et de la masse des composantes de la galaxie. Cela nous a permis de calculer le rapport M/L stellaire dans NGC 4414, avec des valeurs intrinsèques estimées voisines de l'unité dans les trois bandes optiques observées B, V et I. Nous avons également montré que les modèles de type disque maximum ne peuvent pas marcher si on utilise les bandes optiques B ou V, voir même I, à cause de la forte obstruction de la lumière par les grains interstellaires dans le disque galactique.

L'étude des mouvements du gaz moléculaire a montré qu'il y avait une réelle différence structurelle entre NGC 4414 et une galaxie de type grand design comme M 51. Les mécanismes à l'origine de formation d'étoiles différent, il n'y a pas de couplage apparent entre les différentes composantes du disque pour NGC 4414, en particulier la composante stellaire évoluée et la composante gazeuse. Le scénario qui nous semble le plus vraisemblable est celui d'une formation d'étoiles s'autopropageant dans le disque.

La plupart des objectifs fixés en début de thèse ont été atteints, avec pour aboutissement logique deux publications scientifiques (Vallejo et al. 2002a,b) dans des revues à comité de lecture. Un pas essentiel a été franchi dans notre connaissance de la dynamique de NGC 4414. Notre connaissance du rapport masse sur luminosité stellaire va nous permettre de mieux contraindre les modèles de matière noire froide (Braine et Vallejo 2003), et ainsi de mieux comprendre l'évolution d'une galaxie spirale normale.

Dans le cadre de l'étude du milieu interstellaire de NGC 4414, j'ai observé la galaxie en spectroscopie longue fente à l'OHP¹ en avril 2002. Le but était de mesurer la métallicité dans les régions externes de la galaxie. Nous avons choisi des régions HII lointaines grâce aux observations grand champ de la raie H α . Cette étude de la métallicité est couplée à celle du gaz interstellaire,

1. Observatoire de Haute Provence

en particulier le HI. Le gaz atomique s'étend très loin dans le disque galactique, à plus de 33 kpc du centre de NGC 4414, par conséquent on peut s'attendre à une extinction du fond de rayonnement des galaxies d'arrière plan. Une des perspectives intéressante est de regarder cette extinction par comptage de galaxies d'arrière plan. Cela nécessite des images suffisamment profondes, avec un maximum de champ pour pouvoir dépasser le disque optique. De nombreuses galaxies d'arrière plan apparaissent sur nos images HST, toutes fortement rougies par le milieu interstellaire de NGC 4414 (Fig. 1) . Les observations récemment réalisées avec le CFHT², avec la caméra haute résolution très grand champ, pourraient permettre de faire ce type d'analyse, comme l'ont fait Cuillandre et al. (2001), ou encore González et al. (1998, 1999) sur un grand nombre de galaxies proches avec les observations du HST

L'extinction par la poussière sera connue plus précisément grâce aux observations à 450 et 850 microns de l'émission thermique de la poussière réalisées par SCUBA en 2001. Il faut également tenir compte de la composante moléculaire; nos observations CO(1-0) doivent permettre de calculer les effets du gaz moléculaire sur l'extinction. De plus, une connaissance de la vraie couleur du disque, i.e. tel qu'il serait s'il n'y avait pas d'extinction, est indispensable. Il s'agit d'un travail plus difficile car il faut étudier les synthèses de populations stellaires et corriger "pixel par pixel" l'image de la galaxie; le but étant d'obtenir une image de NGC 4414 telle qu'elle serait sans poussière. On pourrait très bien par la suite regarder ce que donnerait une galaxie comme NGC 4414 si elle était projetée à de plus grands redshifts, c'est pourquoi il est important de connaître la vraie couleur du disque galactique. NGC 4414 étant une galaxie isolée et ayant peu interagi gravitationnellement, on pourrait remonter suffisamment loin dans son passé pour tracer son évolution sur une grande période.

Nous avons commencé ce travail mais il doit être amélioré. Cette étude nous permettra de déterminer avec une bonne précision le rapport M/L intrinsèque dans la galaxie NGC 4414.

Par ailleurs les observations optiques ont révélé de nombreux voiles de poussières loin du centre galactique, d'où l'idée de voir si du gaz moléculaire n'est pas présent dans ces régions. Nous avons fait une demande de temps de télescope pour détecter le CO et ainsi voir si une partie de la masse manquante, i.e. la matière noire, pouvait se trouver sous forme de gaz moléculaire froid, comme l'ont proposé Pfenniger et al. (1994).

Des observations profondes du gaz atomique avec le VLA, une douzaine d'heures d'observations prévues prochainement, devraient nous permettre de détecter des nuages satellites à grande vitesse dans l'environnement proche de NGC 4414, et de connaître la courbe de rotation dans les régions les plus lointaines. Une partie de la matière noire pourrait également être sous forme stellaire. Les observations optiques de NGC 4414 semblent révéler une composante

2. Canada France Hawai Telescope

non axisymétrique stellaire de grande dimension qui pourrait être un halo stellaire, mais les données ne sont pas assez sensibles et le champ d'observation est trop petit pour quantifier cette composante. Grâce aux observations réalisées au CFHT, nous pensons pouvoir mettre en évidence l'existence de cet halo, et si c'est le cas, la contribution de la matière noire dans la galaxie devra être revue à la baisse.

Nous projetons également d'étudier d'autres galaxies possédant des propriétés analogues à NGC 4414, à savoir des galaxies isolées, avec une forte axisymétrie, une latitude galactique suffisamment élevée et une inclinaison comparable. NGC 5055 et NGC 3621 sont deux galaxies de type floclent qui répondent à ces critères. On connaît bien leur distance, puisqu'elles font également parties du Cepheid Key Project, elles ont donc été observées par le HST, comme NGC 4414. Cependant on ne possède pas encore d'observations CO avec une la même sensibilité et résolution que celles obtenues avec le Plateau de Bure. Une des perspectives est donc d'observer ces deux galaxies avec l'interféromètre de Bure pour effectuer le même type de travail que pour NGC 4414. De plus, ces deux galaxies ayant de petites, mais notables, différences structurelles avec NGC 4414; NGC 5055, une galaxie spirale proche (située 7,3 Mpc) de type floclent, possède une structure symétrique sous-jacente dans la vieille population stellaire (Thornley 1996) et NGC 3621, autre galaxie proche (située à 6,3 Mpc) de type floclent, apparaît comme plus chaotique que NGC 4414; la comparaison sera d'autant plus intéressante.

Annexe A

Publications scientifiques

A.1 Le rapport M/L dans la galaxie NGC 4414

The stellar mass to light ratio in the isolated spiral NGC 4414

O. Vallejo¹, J. Braine¹, and A. Baudry¹

Observatoire de Bordeaux, UMR 5804, CNRS/INSU, BP 89, 33270 Floirac, France

Received 20 December 2001 / Accepted 18 February 2002

Abstract. We present high resolution CO(1–0) interferometric observations and deep HST $B - V - I$ images of the flocculent isolated Sc type spiral NGC 4414. The goal is to determine the stellar mass-to-light (M/L) ratio in a galactic disk. NGC 4414 is an ideal object for this kind of study, as it is an unperturbed object at high galactic latitude with very extended atomic gas (HI). Many Cepheid light curves were measured in NGC 4414 so its distance is known to be about 19.2 Mpc. NGC 4414 is quite axisymmetric, with no bar and poorly defined spiral structure, and the center is seen unobscured (no CO, HI, $H\alpha$, or thermal dust emission near the nucleus), as in many isolated spiral galaxies. Not only does this result in minimal non-circular velocities but also, and this is a key to our success, the central light profile traces the total mass. The stars are seen without a dust screen, the central gas mass is very low (undetected), and we show that the dark matter is negligible in the central regions. We have developed an axisymmetric analytical gravitational potential model to account for the central light (mass) profile, the dynamics of the molecular gas in the highly obscured molecular ring, and the stellar light profile outside the highly obscured region. A single dominant disk component reproduces the disk dynamics and outer stellar light profile such that even if other disk components were present they would not affect our results. The contribution of dark matter is constrained by the extremely extended HI rotation curve and is small, possibly negligible, at distances less than 5–7 kpc from the center. Furthermore, the M/L ratios we derive are low, about 1.5 in I band and 0.5 in K' band. The B and V band M/L ratios vary greatly due to absorption by dust, reaching 4 in the molecular ring and decreasing to about 1.6–1.8 at larger radii. This unequivocally shows that models, like most maximum disk models, assuming constant M/L ratios in an optical waveband, simply are not appropriate. We illustrate this by making mock maximum disk models with a constant V band M/L ratio. The key is having the central light distribution unobscured such that it can be used to trace the mass. The K' band M/L ratio is virtually constant over the disk, suggesting that the intrinsic (unobscured) stellar M/L ratio is roughly constant. A primitive attempt to determine the intrinsic M/L ratio yields values close to unity in the B , V , and I bands and slightly below 0.5 in K' .

Key words. galaxies: individual: NGC 4414 – galaxies: spiral – galaxies: evolution – galaxies: ISM – galaxies: kinematics and dynamics – cosmology: dark matter

1. Introduction

The presence and nature of Dark Matter (hereafter DM) is one of if not the major problem in modern Astrophysics. There is evidence for DM at the scale of individual galaxies, in clusters, and in the universe as a whole (see reviews by Ashman 1992; Sofue & Rubin 2001, and references therein), although a cosmological constant may replace DM at the largest scale. Recent results (Alcock et al. 1998; Renault et al. 1998) make it appear unlikely today that all dark matter could be baryonic, although a large fraction if not all of the DM currently “observed” in galaxies could be baryonic. Estimating the content and distribution of DM in spiral galaxies is actually very difficult. The first essential step to understand the role of DM

in galaxies is to successfully identify the mass contributions of the visible – stellar and gaseous – components. That is the subject of this work.

To do this properly, one must measure the rotation curve in a spiral with extended atomic hydrogen (HI). The rotation curve must be observed with high spatial resolution near the center to avoid beam-smearing effects. Because the visible matter dominates the mass in the central regions of spiral galaxies (even in Cold Dark Matter, hereafter CDM, simulations), the central part of the rotation curve can be used to estimate the mass-to-light (M/L) ratio of the stellar component. To minimize stellar confusion and galactic absorption, our galaxy of interest should be as far as possible from the galactic plane. The last requirement is that the galaxy be at a well known distance. An Sc type would be ideal because they are the most numerous and the mass and luminosity of the bulge

Send offprint requests to: O. Vallejo,
e-mail: vallejo@observ.u-bordeaux.fr

Table 1. Basic properties of NGC 4414.

		reference
RA ₂₀₀₀	12 ^h 26 ^m 27.15 ^s	a
Dec ₂₀₀₀	+31°13′24.0″	a
Inclination	55°	a
Position Angle	157°	a
Morphological Type	Sc	b
Optical Diameter D_{25}	4′	c
Distance	19.2 ± 2 Mpc	d
Systemic Velocity	716 km s ⁻¹	e

a: This paper, position of nucleus determined from HST observations of northern field. b: De Vaucouleurs et al. (1991). c: This paper. d: Turner et al. (1998), Thim (2000). e: Braine et al. (1993)

are low compared to the disk, making mass-modeling in principle simpler. The galaxy presented here, NGC 4414, satisfies all of these criteria. NGC 4414 is an isolated object and its dynamics are not perturbed by gravitational encounters with other visible galaxies.

One of the most important questions to resolve is the value of the stellar mass-to-light ratio (M/L) of the galactic disk. In order to model rotation curves of spiral galaxies, the stellar light distribution in a given band is often scaled by the highest M/L ratio possible without generating higher rotation velocities than are actually observed in the inner disk – the so-called maximum disk model. This underlines the need for spatial and spectral resolution. Carbon Monoxide (CO) is an ideal tracer of the rotation curve in the disk because the CO emission comes from the cool dense gas which is naturally closer to the galactic plane and dynamically cold. The lines are much narrower than the H α (or H β etc.) lines and do not suffer from extinction. The molecular gas, traced by the CO lines, has higher column densities than the HI and can be observed at higher angular resolution. We present high resolution observations of the CO lines obtained with the IRAM interferometer. Earlier interferometric CO observations of NGC 4414 were presented by Sakamoto (1996) and Thornley & Mundy (1997b). The large scale molecular emission has been discussed in Braine et al. (1993, 1997); Braine & Hughes (1999), in which the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ ratio and its variation with galactocentric radius have been estimated. The H α emission, tracing star formation and ionized gas, was measured by Pogge (1989).

Our goal is to strongly constrain the M/L ratio in the disk of NGC 4414 using a combined interferometric CO (inner part) and HI (outer part) rotation curve. NGC 4414 was part of the Hubble Space Telescope (HST) Cepheid key project (Turner et al. 1998) and thus very deep and detailed images are available in the B , V , and I bands. In addition the distance is known to within about 10%. We have chosen the I -band ($\sim 0.8 \mu\text{m}$) as our reference stellar brightness because the longer wavelength should better

Table 2. Dates and total observing times per filter for the northern and southern parts of NGC 4414.

	Optical	Obs.	Total Observing
	Band	Date	Time
North	$F439W$ (4311.85 Å)	Ap. 1996	5000 s
North	$F555W$ (5442.23 Å)	Ap. 1996	32 430 s
North	$F814W$ (8001.59 Å)	Ap. 1996	10 230 s
South	$F439W$ (4311.85 Å)	Ap. 1999	2080 s
South	$F555W$ (5442.23 Å)	Ap. 1999	1600 s
South	$F814W$ (8001.59 Å)	Ap. 1999	1600 s

trace the stellar mass and is less affected by extinction than the B or V bands.

An absolute distance D is a necessary parameter to estimate the M/L ratio. The luminosity is determined as $L = S \times 4\pi \times D^2$, where S represents a flux, whereas the mass M is proportional to the galactocentric distance: $M \propto R \times V^2 \propto \theta D \times V^2$ where θ is the angular distance to the point whose rotation velocity is V . Thus, $\frac{M}{L} \propto D^{-1}$ so D must be known.

In Sect. 2 we present the new observational data – the HST $B - V - I$ data and the CO(1–0) Plateau de Bure observations. In Sect. 3 we describe our gravitational potential model, based on the interferometric CO observations and the HST light profiles, to calculate (Sect. 4) the M/L ratio in the B , V , and I bands after subtraction of the gaseous mass. Our results are compared to the rather rare literature estimates of stellar M/L values and to the so-called “maximum disk” method.

In a companion paper we discuss the dark matter distribution in NGC 4414 based on our knowledge of the underlying visible mass and on various spherical and disk DM distributions, particularly those proposed by Navarro et al. (1996) and Moore et al. (1998, 1999) derived from simulations of galaxy formation in a CDM (or Λ CDM) universe. Whether Modified Newtonian Dynamics (MOND, Milgrom 1983) can explain the rotation curve of NGC 4414 without DM is also addressed in the companion paper.

2. Observations and data reduction

2.1. HST BVI observations

2.1.1. Data reduction

The optical observations presented in this paper have been retrieved from the HST public archive (see Table 2 and Turner et al. 1998).

We used WFPC2 automatic calibrated data corrected for ADC errors, bias and superbias levels, superdarks, ob-
turation and pixel surface. The classical reduction procedure was applied using the IRAF software. We first corrected all the images for hot pixels, then cosmic rays were eliminated by combining consecutive exposures of a same field.

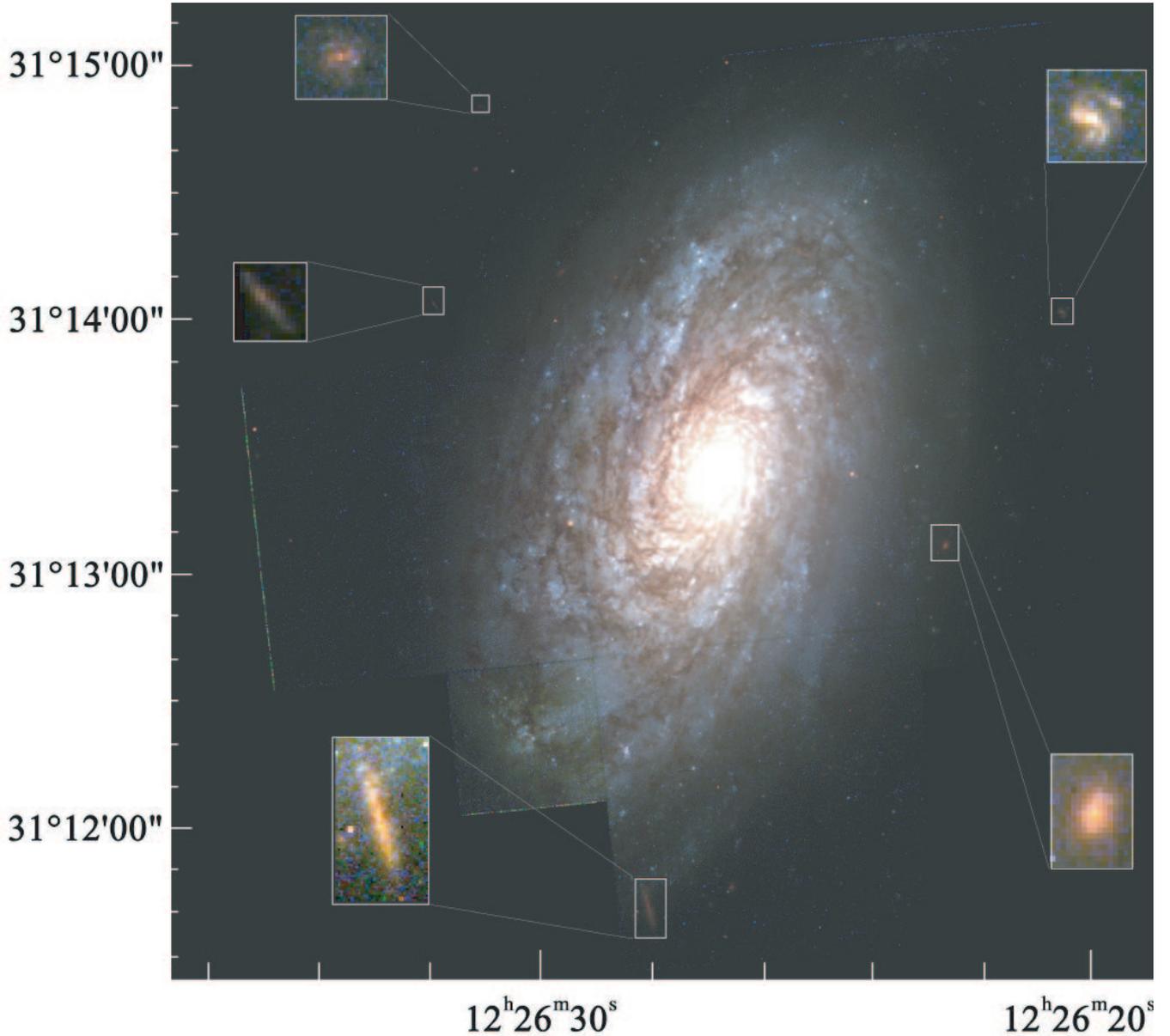


Fig. 1. True color image of the flocculent spiral galaxy NGC 4414 derived from HST *B*, *V*, and *I* band images. Coordinates are J2000. The dynamic range in the image is slightly over 10^4 , making the faint emission covering the entire field difficult to see. Some of the individual background galaxies seen through the disk of NGC 4414 are highlighted. They are generally quite red due to the interstellar medium in NGC 4414.

After this corrective stage, a mosaic of the 4 fields could be retrieved, or we could treat each field separately. Our goal was to obtain a complete mosaic of the galaxy, with the North (1996 HST Key Project) and South (1999 Hubble Heritage Project) part processed independently.

The next step was to estimate the shift between each image before adding them. The procedure is quite simple, only requiring selection of a few stars in each band. Because we calculate the shift and the rotation simultaneously, the stars must be sufficiently bright and homogeneously spread over the whole image. This calculation was made using the GEOMAP procedure which models a polynomial transfer function between the reference image and

each of the other images. All images in each band were then combined and rotated to obtain the *B* – *V* – *I* mosaics (see Fig. 1).

2.1.2. Luminosity in the outer part of the galaxy

A bias problem appeared in the HST photometry data as the surface brightness observed far away from the center of the galaxy was abnormally strong. Such a luminosity could not have a physical meaning as it was more than an order of magnitude higher than expected. Because of the size of the galaxy it was not possible to calculate the sky background directly from the HST images.

Table 3. Surface brightness corrections. Zero points are given in the Johnson-Morgan photometric system, the value corresponds to average of the corrections from all the spectral types, even if the difference between F2 and M0 are small.

	True brightness mag sec ⁻²	Biased brightness mag sec ⁻²	Zero point Johnson
$B - F439W$	24.15	22.88	+0.55
$V - F555W$	23.59	22.27	+0.00
$I - F814W$	22.58	21.28	-1.30

Optical observations of numerous spiral galaxies, including NGC 4414, were made by Héraudeau & Simien (1996) in order to determine reliable luminosity profiles. Conveniently, they deduced luminosity profiles in the B , V and I bands. We chose to calculate the surface brightness μ (in mag s⁻²) 100 arcsec from the center on the major axis of the galaxy. We subtracted a constant value to set the brightness in each band of the HST data at 100'' to the surface brightness given by Héraudeau & Simien (1996). The uncertainties for their photometry are quite low and the HST brightness profile after subtraction shows no odd bumps nor negative values. At higher brightness this problem becomes irrelevant and the agreement between the Héraudeau & Simien (1996) and the uncorrected HST data is good.

The conversion of instrumental magnitude to physical magnitude in the V band is immediate because it corresponds to the Johnson-Morgan photometric system (Holtzman et al. 1995). In the other bands we have to take into account the galaxy colors, presented as the colors of specific stellar populations. To identify the most representative spectral type of stars in the galaxy we compared the $B - V$ and $U - B$ colors of NGC 4414, $B - V \approx 0.8$ and $U - B \approx 0.1$, to the colors of the stellar populations given in Table 3–3 of Mihalas & Binney (1981). Around these values, the corrections remain small for stars of spectral types between roughly F2 and M0; it is only for the spectral types O5 and M6 that the corrections can reach 0.1 or 0.2 mag. For G0 and K0 the corrections remain nearly constant and we adopt these values (Table 3).

2.1.3. Solar luminosity

To determine the solar luminosity in each WFPC2 optical band we integrated a synthetic solar spectrum (Hauschildt et al. 1999) over the bandpass of each HST filter. The results are given in Table 4. We can now express the surface brightness for each band from the flux per unit wavelength or per unit frequency.

2.2. IRAM Plateau de Bure interferometer CO(1–0) observations

We observed the $J = 1 \rightarrow 0$ emission line of the ¹²CO in NGC 4414 using the IRAM Plateau de Bure interferometer between May 1996 and April 1997. The five

Table 4. Solar luminosity in each HST band.

Filter	Pivot Wavelength	Bandwidth	Solar Luminosity
F	λ_c	$\Delta\lambda$	L_\odot (erg s ⁻¹)
439W	4311.85 Å	404.60 Å	1.97592×10^{32}
555W	5442.23 Å	1044.65 Å	5.66221×10^{32}
814W	8001.59 Å	1297.07 Å	4.27211×10^{32}

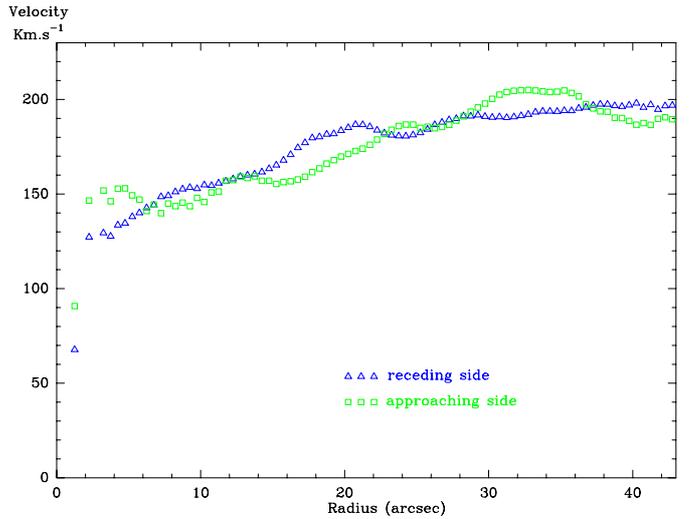


Fig. 2. CO(1–0) rotation curve near the major axis as derived from the interferometer data and excluding points further than 5° from the major axis. The observed velocities shown here are not corrected for inclination.

antennas of the array were equipped with dual-band SIS receivers yielding SSB receiver temperatures around 40 K at the observing frequency. The spectral correlator back-end was centered at 114.996 GHz with a total bandwidth of 360 MHz. The system temperature varied from about 300 K to 400 K (Table 5).

The phase and amplitude calibrations were done in the antenna based mode using the strong quasars 3C273 and 1156+295 (Table 5). The data were corrected for residual atmospheric phase fluctuations. The flux density of the calibrators was determined from IRAM measurements and used to derive the absolute flux density scale in our map. The accuracy of the flux density scale was around 10%.

A mosaic map was made from our observations of six fields separated by 21'' and covering the CO-bright disk of the galaxy. The image reconstruction was done using the GILDAS software. Several visibility tables were created each 2.5 MHz wide; the channel separation was thus 6.5 km s⁻¹. Natural weighting was used with no taper to Fourier transform the visibilities into images.

The six maps were combined to a single dirty mosaic (256 × 256 pixels with 0.45'' sampling), then deconvolved and corrected from primary beam attenuation. The final dirty mosaic was cleaned with the CLARK method and restored with a 3.28'' × 3.0'' Gaussian beam (PA = 35°). To reduce contamination of adjacent fields in the cleaning

Table 5. CO(1–0) observing parameters with the IRAM Interferometer.

Obs. Date	1996 May 5	1996 Oct. 27	1996 Nov. 15	1996 Dec. 15	1997 Apr. 6
Hour Angle	−0.9 to 2.9	−1.0 to 4.9	−0.6 to 3.8	−3.8 to 0.6	−5.0 to −0.8
Configuration	D	D	C	C	D
Calibrator Flux density (Jy)	3C273, 23.7	1156+295, 1.6	3C273, 24.4	3C273, 22.0	3C273, 23.0
Primary Beam	43.8''				
Restoring Beam	3.28'' × 3.00''				
Velocity Resolution	6.5 km s ^{−1}				
Total Bandwidth	360 MHz				
Typical T_{SYS}	300–400 K				

Table 6. Pointing centers of each of the six fields observed as part of the CO(1–0) mosaic with respect to 12^h26^m27.09^s, +31°13′22.0'' (J2000).

Cardinal Position	RA Offset	Dec Offset
North	−11.8''	25.4''
North-East	−13.6''	5.0''
North-West	5.0''	13.6''
South-East	−5.0''	−13.6''
South-West	13.6''	−5.0''
South	11.8''	−25.4''

phase due to border effects, each field was truncated where the primary beam power reaches a level of 10%.

2.2.1. Rotation curve

The rotation velocity of the molecular gas was calculated from the first moment of the Plateau de Bure interferometer CO(1–0) data cube (Fig. 2). Rather than using all channels in our calculations of the velocity at each position, a process which brings in noise because the signal is typically only present in a few channels at any given position, we used the fact that the rotation velocities were roughly known in advance.

The circular velocity V_m given by our initial mass model gives us the approximate central velocity at each position and we have integrated the data over a total of 21 channels (136 km s^{−1}) surrounding the model velocity.

$$V(x, y) = \frac{\sum_{\substack{i=V_m+10 \\ S_i \geq S_0}}^{i=V_m-10} V_i S_i}{\sum_{\substack{i=V_m+10 \\ S_i \geq S_0}}^{i=V_m-10} S_i} \quad (1)$$

The validity of this method was checked by looking at a very large number of spectra “by hand”. The linewidths are much smaller than 21 channels so we are sure that we have included all possible velocities where emission could be present and thus that our moment calculation is not biased towards the model. In the central regions where the line widths are broad we have integrated over a much larger range.

2.3. The large-scale gaseous component

Before comparing the model mass density with the stellar luminosity profiles, we should subtract all of the visible non-stellar mass; namely the gas. In Paper II, we presented CO(1–0) and CO(2–1) observations over almost the entire optical disk of NGC 4414. ¹³CO observations were also made over a large part of the disk in both lines. Using the CO($\frac{2-1}{1-0}$) line ratio to estimate the gas excitation temperature, we used the Virial theorem to estimate the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ factor to convert CO intensities into H₂ mass densities. As explained in detail in Braine et al. (1997), our estimates were also supported by the ¹³CO and 1.2 mm thermal dust emission maps. We use these results, corrected slightly by the results of our ISO LWS observations (Braine & Hughes 1999), to derive the molecular gas surface density. The total molecular gas mass (including the He in the molecular clouds) is about $6.5 \times 10^9 M_\odot$.

To determine the atomic gas surface density, we have re-reduced the Thornley & Mundy (1997b) HI observations made with the VLA in the C and D configurations. Using uniform weighting the C configuration data were Fourier transformed and CLEANED retaining high angular resolution, $\theta_{\text{fwhp}} = 13.1'' \times 12.5''$. The D configuration data were naturally weighted to obtain high surface brightness sensitivity. The C and D configuration data were combined in the image plane in a flux-conserving way to maintain high angular resolution where the signal is strong and retain the sensitivity to low surface brightness features in the outer regions where angular resolution is not as important. A very simple method was used: when the brightness of the *low* resolution map exceeded a certain value, the output map was a linear combination

$$S = (1 - \eta) \times C + \eta \times D \quad (2)$$

for each pixel where $\eta = 1$ below the threshold and $\eta = \exp^{-aN_D}$ where C and D are the C and D array maps and N_D is the HI column density of the pixel in the D configuration map and a is a constant chosen such that the C array dominates ($\eta \sim 0.1$) in the highest brightness regions. The maximum HI column density in the C array map is $3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ and the total mass of the atomic gas (HI plus associated He) is $8.4 \times 10^9 M_\odot$. The total neutral gas mass (HI + H₂ and associated He)

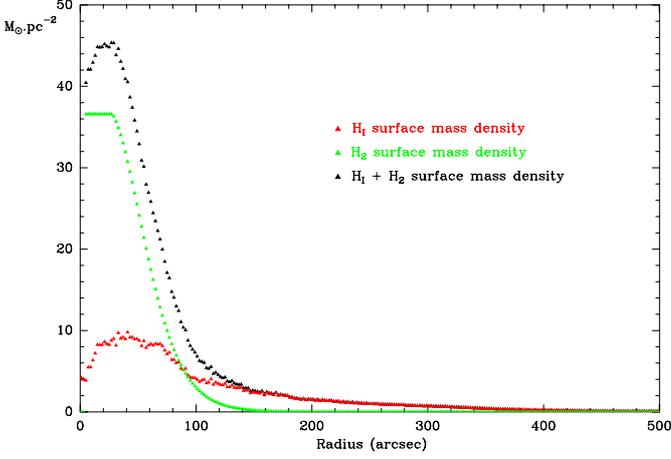


Fig. 3. HI, H₂, and HI + H₂ gaseous surface mass densities corrected to face-on. He is not included in the figure to make it more easily comparable to previously published data.

is then $1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$, which we have taken to be the total gaseous mass, neglecting the likely insignificant mass of ionized gas.

The HI and H₂ column density maps were then used to construct the radial surface density profile shown in Fig. 3. With the gaseous surface density known at each radius, we could easily subtract its contribution to the total mass. The high-resolution Plateau de Bure data are not used here because such high angular resolution is not necessary for azimuthally averaged surface densities while it is important not to resolve out flux as is the case for interferometric CO maps of galaxies.

3. Gravitational potential model

In this section we describe the axisymmetric part of the gravitational potential of the flocculent galaxy NGC 4414. Axisymmetry is a good approximation given the morphology of NGC 4414. The asymmetries are relatively small, reaching 20% in the K' band image of Thornley & Mundy (1997a) over only a very small fraction of the disk; this justifies our approach.

To characterize the gravitational potential, we have used the Miyamoto & Nagai (1975) potential which is a particularly flexible and simple *analytic* potential-density pair. We compared with an exponential disk which allows us to retrieve the rotation curve as well as our model, but not better. However the exponential disk model has two dimensions, whereas our model is in three dimensions and can mimic an exponential disk or more spherical forms.

The Miyamoto-Nagai (hereafter M-N) gravitational potential is:

$$\Phi(R, z) = \frac{-GM}{\sqrt{R^2 + (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2}}. \quad (3)$$

The M-N potential is free from any singularities and composed of elementary functions. The linearity of Poisson's

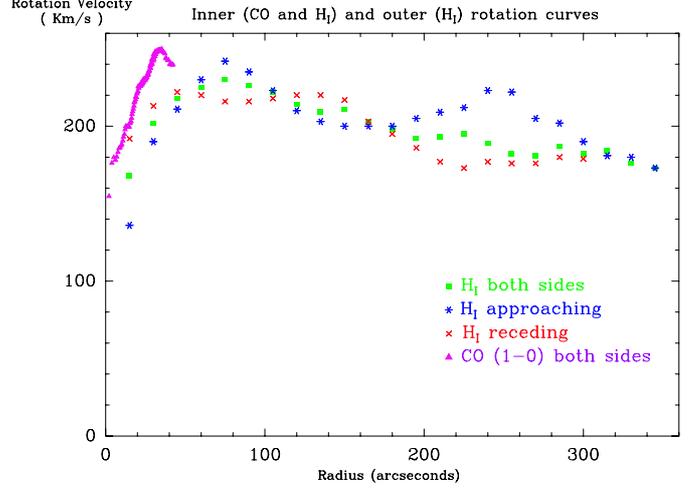


Fig. 4. CO(1–0) interferometric rotation curve as above but corrected for inclination shown with low-resolution HI rotation curve from Thornley & Mundy (1997b).

equation allows us to sum several components corresponding to different regions of the galaxy, such as the nucleus and disk.

$$\begin{aligned} \Phi(R, z) &= \Phi_1(R, z) + \Phi_2(R, z) + \dots \\ &= \Sigma \frac{-GM_i}{\sqrt{R^2 + (a_i + \sqrt{z^2 + b_i^2})^2}} \end{aligned} \quad (4)$$

$a = 0$ and $b = 0$ correspond to the spherical Plummer potential and the thin-disk Kuzmin potential cases, respectively. To estimate the mass M and to calculate the density $\rho(R, z)$, the Laplace equation has to be solved:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi G \rho(R, z). \quad (5)$$

Yielding

$$\rho(R, z) = \frac{b^2 M a R^2 + (a + 3\sqrt{z^2 + b^2}) (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2}{4\pi (z^2 + b^2)^{\frac{3}{2}} (R^2 + (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2)^{\frac{5}{2}}}. \quad (6)$$

The parameters for this kind of model are a , b and M , where a is the dimension of the galaxy (or given component of the galaxy), b the thickness, and M the mass of the galaxy or component described by a and b . The ratio $\frac{a}{b}$ is a measure of the flatness of the component which becomes a sphere for $\frac{a}{b} = 0$.

The in-plane circular velocity $v_c(R)$ of a single component is then given by:

$$v_c(R, z = 0) = \frac{R\sqrt{GM}}{(R^2 + (a + b)^2)^{\frac{3}{4}}} \quad (7)$$

or, for several components Φ_i as in all real cases:

$$v_c^2(R) = \sum_i \left(R \frac{\partial \Phi_i}{\partial R} \right)_{z=0} = \sum_i \left[\frac{R^2 G M_i}{(R^2 + (a_i + b_i)^2)^{\frac{3}{2}}} \right]. \quad (8)$$

Table 7. NGC 4414 components according to the gravitational potential model of Miyamoto & Nagai (1975). The factor $\frac{a}{b}$ indicates the flatness of the component. The total visible mass is about $7.65 \times 10^{10} M_{\odot}$. The thickness (b) of the negative component is not well constrained.

Component	a (pc)	b (pc)	M ($10^9 M_{\odot}$)
Nucleus	70	20	2.5
Nucleus	380	30	4.0
Stellar+Gaseous Disk	2500	150	86
Negative component	11 000	500	16

If the disk is now inclined by an angle α from the line of sight, we could integrate the volumic density ρ along the line of sight, to obtain the surface density. As the volumic density is proportional to the mass of the component under consideration, the surface density is too.

Our choice of components was guided by the CO(1–0) high-resolution rotation curve and by the fact that the mass profile should follow the HST I -band light in the center, which is relatively unobscured by gas and dust. In the outer regions, beyond the interferometer observations, we have been guided by the fact that the lower resolution observations show a much lower amount of gas and dust. We chose the I -band ($F814W$) surface brightness because: (a) the light is less biased to the young stellar population, which represents a small fraction of the mass in a spiral galaxy, and (b) the absorption of light by dust is less than in the B or V -bands ($F439W$ and $F555W$).

Initially, two components were chosen to represent the dynamics of the galaxy, a small bulge component and a thin disk component for the rest. The very high central peak brightness required us to have two central components in the end, even if we could not constrain this region dynamically because no molecular gas is present in the nucleus. We would like to stress that the decomposition into M-N components provide mainly convenient *analytic* expressions for the potential and density following the rotation curve and light profiles in the appropriate regions. The components adopted for the “best” model are given in Table 7. The central components occupy the region with little or no gas and dust and follow the stellar brightness. Virtually all of the visible mass is in a single component which represents the disk, essentially stellar but including the gas as well. A “negative” component with obviously no physical meaning was added in order to make the model fit to the stellar luminosity better in the outer disk; the effect of this component on the velocities within the visible disk is negligible (less than 5%) and is of course included in the calculations.

All of the components are disk-like although the light distribution is slightly “thicker” in the inner few arcseconds. The shape of the smallest component is influenced only by the light because it is so small ($a = 0.7''$) that at radii $r \gtrsim$ few arcseconds the rotation velocity is affected only by its mass and not shape. The two inner components ($a = 0.7''$ and $a = 4''$) enable us to fit the steep rise of the

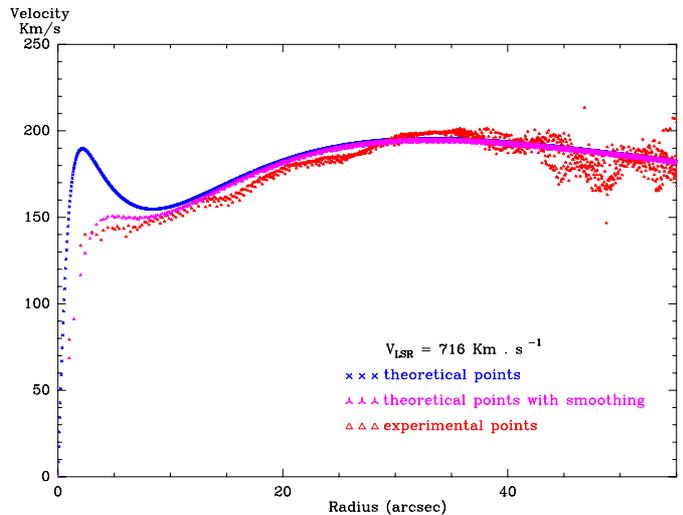


Fig. 5. Variation of the circular velocity in the galaxy NGC 4414 with respect to radius and comparison with interferometric CO(1–0) observational data. The velocities are sky velocities not corrected for inclination.

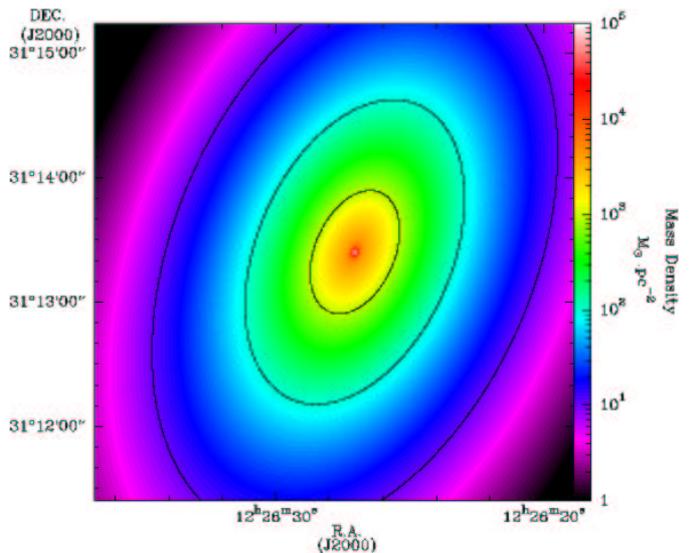


Fig. 6. Projected surface density of the Miyamoto-Nagai model after projection to the same inclination and position angle as NGC 4414. The ellipses represent circles inclined by 55° .

rotation curve. Two M-N components are used to model the stellar + gaseous disk but this should really be viewed as a single structure of mass $7 \times 10^{10} M_{\odot}$ whose mass density drops off more quickly with radius than a single M-N component ($a = 2500$ pc). This disk simultaneously reproduces the inner rotation curve and the luminosity profile at larger radii, where the dust obscuration is known to be lower. It also reproduces the observed disk thickness and inclination. While other, probably more complicated, mathematical formulations could certainly be used, they would have to yield the same result.

To better compare our model to the CO data, we smoothed the model rotation curve using the CO synthesized beam parameters, a $3.28'' \times 3.0''$ Gaussian beam with

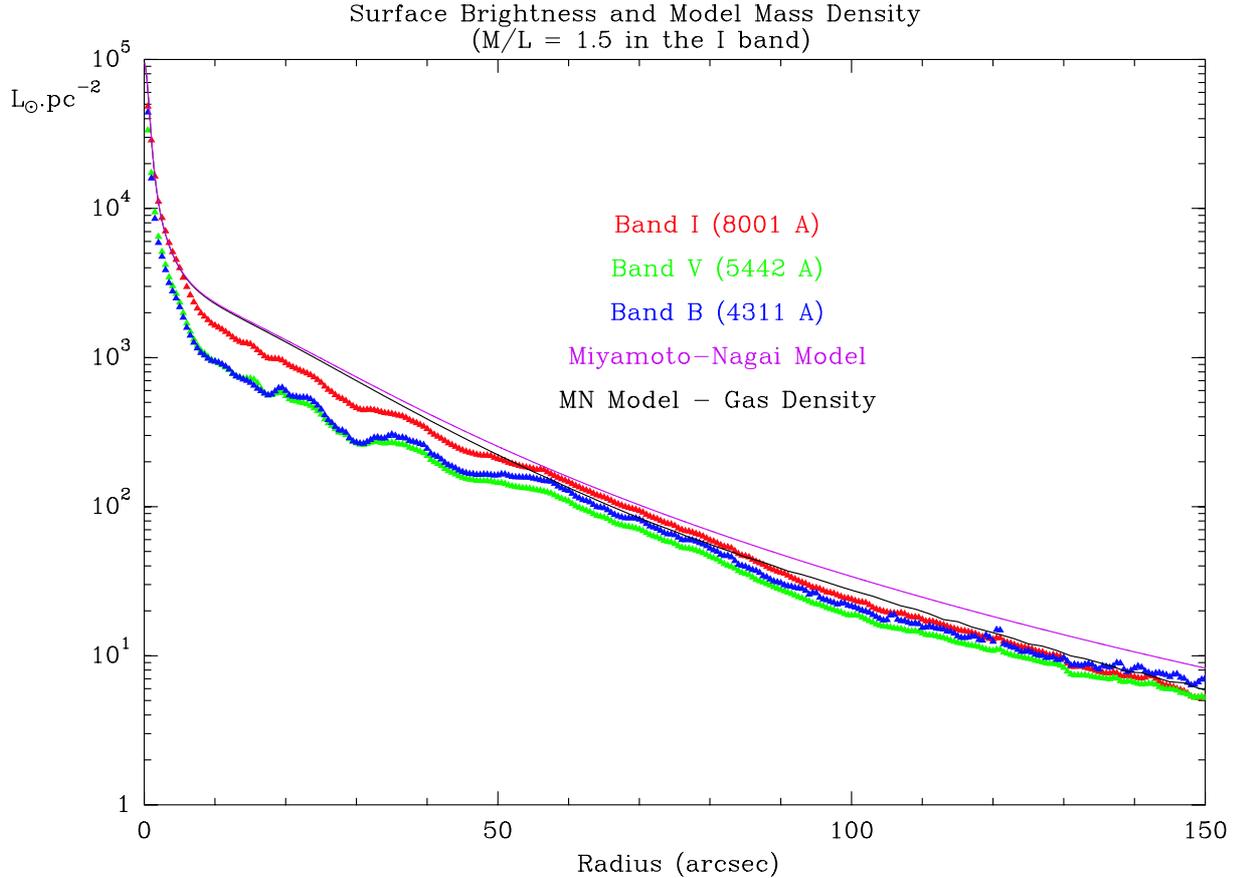


Fig. 7. *B*, *V*, and *I* band HST luminosity profiles of NGC 4414 with projected model mass density superposed as a function of radius. Ordinate is in $L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ where L_{\odot} is the solar luminosity in each of the *B*, *V*, and *I* bands respectively. Solid line is the mass model after subtraction of the gas mass as described in Sect. 2.3, including helium, and scaled assuming $M/L_{\odot} = 1.5$. Note how insignificant the gas mass is at small radii.

a position angle of 35° . The observed and model rotation curves are shown in Fig. 5. An image of the projected surface density of the mass model we have adopted is shown in Fig. 6. Comparison with the observed HST light profiles is shown in Fig. 7.

At this stage, our model only contains visible mass components and these are shown to dominate at radii less than about 10 kpc ($100''$). This enables us to determine the mass-to-light ratio within the optical disk (next section).

4. The M/L ratio

The mass in the central regions of a spiral galaxy is completely dominated by the stellar mass. For NGC 4414 this can be readily seen by taking the dark mass necessary to fit the outer point in the HI rotation curve – roughly $1.5 \times 10^{11} M_{\odot}$ within the last radius and for a spherical distribution – and assuming a shape for the halo. For a rather concentrated “CDM” $\rho \propto r^{-1}$ halo (Navarro et al. 1996), $\rho(R) = M_{\text{tot}}/2\pi R^3 \sim 6 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ where R is the outer radius of the rotation curve (Fig. 4). At a radius of 10 pc, the density is then about $2 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ and the mass at $r < 10$ pc is about $10^4 M_{\odot}$. The stellar luminosity is about $10^5 L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$, yielding a luminosity in the same

region of $3 \times 10^7 L_{\odot}$. Even for an M/L of unity, the dark matter provides less than 0.1% of the mass in the nucleus. For $\rho \propto r^{-1.5}$ in the halo (Moore et al. 1998, 1999), the dark mass is still only a few percent of the luminous mass. Clearly, with less centrally concentrated haloes, as is typically suggested by observations (Côté et al. 2000; Salucci 2001; de Blok et al. 2001), the central contribution of the dark matter will be even less.

All the conditions are therefore met to derive the stellar M/L ratio in NGC 4414: (a) the distance is known to within $\sim 10\%$; (b) the central stellar luminosity is well known and not greatly obscured (we know this from the CO, HI, and SCUBA observations); (c) all of the other mass components – dark matter, neutral gas, ionized gas, have been shown to be negligible compared to the stellar mass. For all halo profiles yielding the observed outer rotation curve, the luminous mass dominates out to beyond 10 kpc (about $100''$), enabling the stellar M/L ratio to be determined as for the center, the gaseous component being sufficiently well quantified. Following the same calculation as in the previous paragraph, $\rho \propto r^{-1}$ and $r^{-1.5}$ dark matter profiles yield dark masses of $3\text{--}4 \times 10^9 M_{\odot}$ and $6\text{--}8 \times 10^9 M_{\odot}$ within radii of 5 and 7 kpc respectively.

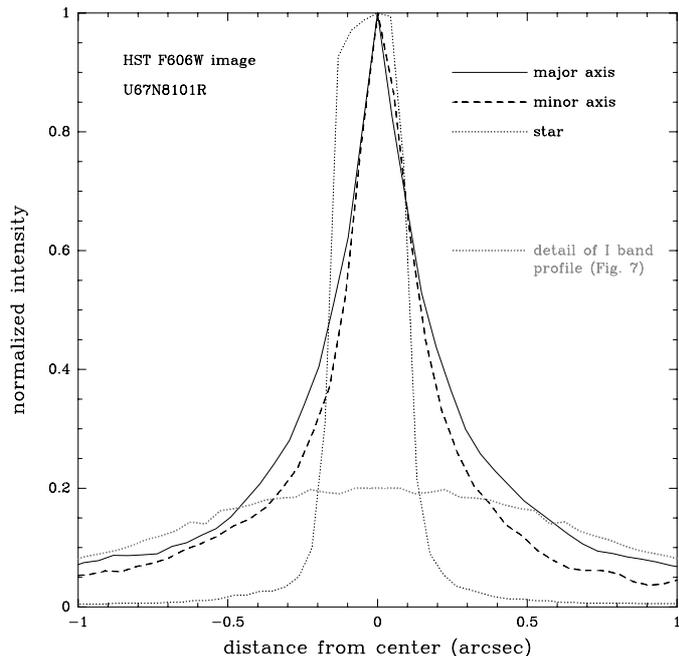


Fig. 8. Cuts across the major and minor axes of the center of NGC 4414 as seen in a 160 s exposure with the HST PC in the F606W filter. For comparison, a cut across a nearby star and the radial *I*-band profile used in the mass model are shown.

This is much less than the stellar mass and thus can not significantly affect our estimates of M/L .

The stellar M/L ratio is then the mass model (after subtraction of the small gaseous component – Sect. 2.3), which is dominated by a single component of scale length 2.5 kpc, divided by the stellar luminosity and is shown in Fig. 9. In the *B* and *V* bands the M/L ratio is between 1.5 and 2 except for radii $5'' < r < 50''$ where it reaches about 4 in solar units. The same structure is seen in the *I* band but with lower amplitudes – M/L is about 1.5 reaching slightly over 2. It is immediately apparent that the high M/L ratios in the *B* and *V* bands at radii $5'' < r < 50''$ are due to extinction by the very abundant dust (Papers I, II, III and Braine et al. in prep.). The intrinsic M/L ratio is about or over unity in each of these bands. The gas mass has been subtracted from the mass model before calculating the M/L . This has no effect in the central regions but becomes important at larger radii (compare gas-subtracted and total mass model curves in Fig. 7 for $M/L=1.5$ in the *I* band).

The increase in M/L at very small radii is not significant. The HST images of the nucleus of NGC 4414 are all, or nearly all, saturated. When combined and reduced to a common $0.1''$ pixel size, the central flux is underestimated. To illustrate this, we compare the central portion of the *I*-band profile shown in Fig. 7 with a cut across the nucleus in a single relatively short *F606W* filter image where the nucleus falls in the PC portion (Fig. 8). For similar fluxes at $1''$ from the center, the short exposure has 5 times the central flux. Even in this 160 second image, the two central pixels are identical and only 8% below the

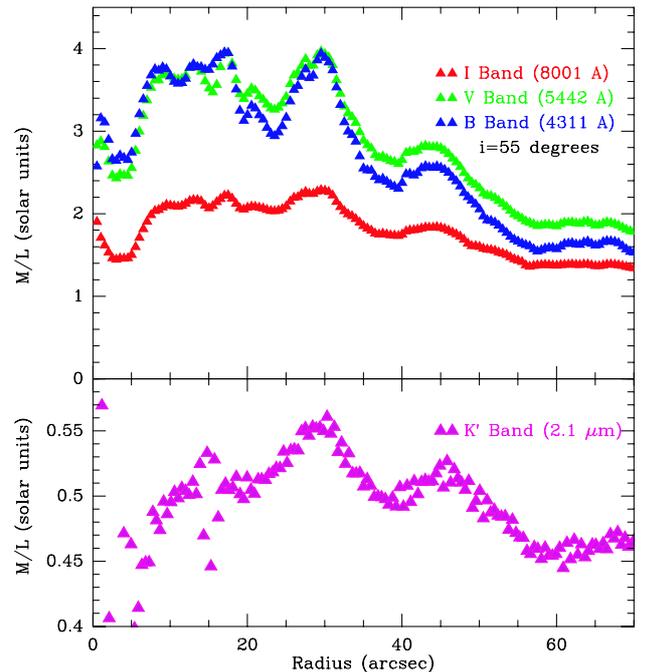


Fig. 9. The variation of the stellar mass to light ratio ($M_{\text{model}} - M_{\text{gas}}/L_*$) in NGC 4414 as a function of radius. Note the much greater variation in the *B* and *V* bands due to the extinction by dust. In the lower panel we show the variation of the mass to light ratio in the *K'* band (observations by Thornley & Mundy 1997b) with a very small range in M/L in order to show the variations which are much smaller than in the shorter wavelength bands. The central region cannot be fairly compared as the *K'* band resolution is much lower than the HST images.

saturated flux of the star about $11''$ away so this image may be slightly saturated as well.

The fact that we see the nucleus of NGC 4414 is an important aid because one is then not tempted to invoke an unknown bulge component which, although only a small contributor over the whole disk could well change the shape of the rotation curve in the inner few kpc. The inner region is crucial because it is where we are sure that the stellar mass dominates the dark mass and where our new high-resolution data provide the necessary information. If the center were covered by dust, it would be very difficult to estimate the bulge component because beyond the central region the bulge light would have to be separated from disk light, introducing serious uncertainties. Seeing the rapid decline in the central luminosity allows us to determine the central light profile.

4.1. Comparison with other estimates of M/L

Few reliable M/L values are available. Pryor & Meylan (1993) studied the mass-to-light ratios for 56 Galactic globular clusters using King-Michie dynamical models. They found a median value of the M/L_V ratio of 2.3. Dubath & Grillmair (1997) derived a similar medium value for 9 globular clusters in M 31. This value is slightly higher

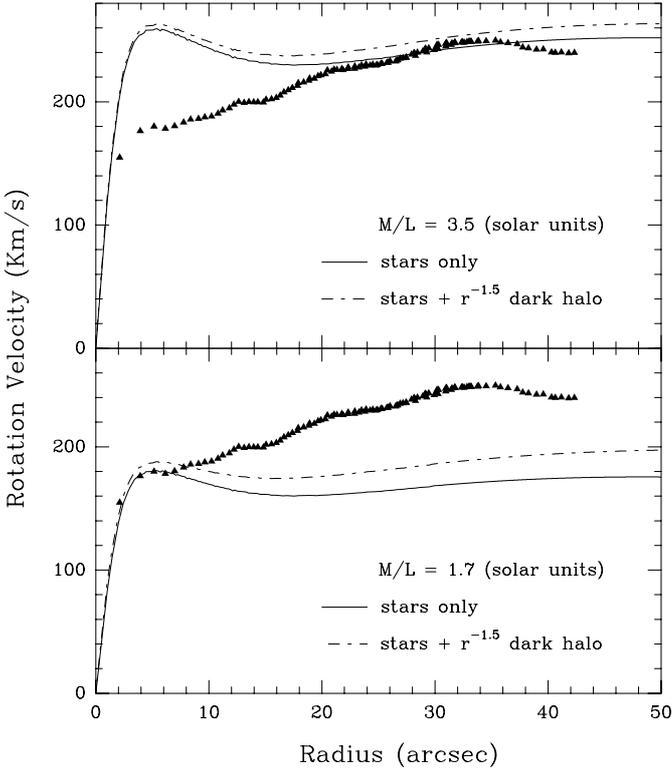


Fig. 10. Model rotation curve for a maximum disk model compared with the high resolution CO(1-0) interferometric data (*full triangle*). We present here a maximum disk model with two possible values of the stellar mass-to-light ratio to account the rotation velocity curve in the first 10'' ($M/L_V = 1.7$) and farther than 20'' ($M/L_V = 3.5$). The gas mass is negligible in this zone as can be seen in Fig. 7. We include a $\rho \propto r^{-1.5}$ DM spherical halo which accounts for the HI rotation velocity in the outer part of the galaxy but has no effect on our conclusions here (*dashed lines*).

than ours ($M/L_V \approx 2$) in the region where dust is less obstructing, and clearly consistent with ours because the stellar population of globular clusters is older than that of the galactic disk.

In Fig. 9 we show K' band mass to light ratio variations in the galactic disk. The value is nearly constant, $M/L_{K'} \approx 0.5$, and close to the near infrared mass to light ratio given by Olling & Merrifield (2001) for the Milky Way disk, $0.3 < M/L_K < 0.7$ in solar units, and well within the range found by Bell & de Jong (2001) through population syntheses. The K' band M/L ratio is low because of the contribution of giants which have a particularly strong effect due to intrinsically low M/L and their very red colors. The K' band variations are the same as in the optical bands, but with weaker amplitudes, about 10% in the K' band, 40% in the I band and reaching factors of 2–2.5 in the V and B bands. These variations result from absorption of the starlight by dust so fluctuations appear in the same regions of the galaxy for each band. The longer wavelength emission suffers less from the extinction so the variations decrease with wavelength.

The mass to light ratio we show in Fig. 9 can be compared with estimates for other spiral disks, typically obtained through mass modeling with a constant M/L (usually B band) and yielding results equivalent to maximum disk (next subsection). Hoekstra et al. (2001) find B band M/L ratios from 1.2 to 5.8, with an average of 3.5 for full-sized spirals. The extreme values are not outliers but the whole range is covered, which intrinsically would not be expected for spiral disks. We suspect that the large range mostly reflects the different coverage by dust.

4.2. Comparison with maximum-disk model

In a maximum disk model (van Albada & Sancisi 1986; Palunas & Williams 2000) the mass distribution follows the light distribution, the M/L ratio being constant along the luminous disk. The disks are called maximum because as much mass as possible is attributed to the stellar disk without generating circular velocities greater than observed. Typically, the band used is either B or V . To compare with our gravitational model we made a maximum disk model by fitting the HST V -band luminosity curve. We used four Miyamoto-Nagai components to fit the V -band luminosity curve. A very similar fit is obtained in B band. We tested two different values of M/L_V . $M/L_V = 1.7$ fits the inner part of the rotation curve at about 5'' (a true maximum disk model) and $M/L_V = 3.5$ fits the peak of the rotation curve at about 35''. To correctly compare model and observations, we smoothed the velocity field with the same parameters as described in Sect. 3, i.e. a $3.28'' \times 3.0''$ Gaussian beam with a position angle of 35° . To complete this study of the maximum disk we included a $\rho \propto r^{-1.5}$ spherical halo of Dark Matter. The mass of the halo was calculated from the HI data taking a $1.6 \times 10^{11} M_\odot$ ($M/L = 1.7$) or $1.1 \times 10^{11} M_\odot$ ($M/L = 3.5$) sphere with an outer radius of 33.5 kpc (i.e. $360''$). A $\rho \propto r^{-1}$ provides a worse fit but the results in this section are quite independent of the dark matter halo.

It appears clearly that the velocities generated by a maximum disk ($M/L = 3.5$) are too high from about 5'' to 15'' (500 to 1500 pc) and that the dark matter halo provides no solution to the problem. The difference is much greater than the observational uncertainties. Lowering the M/L ratio to fit the velocities at small radii ($M/L = 1.7$), say 500 pc, requires a very unphysical dark halo shape.

This shows that a constant M/L ratio, particularly in a short wavelength band such as B or V , is inappropriate. Were the nucleus covered or partially covered by dust, and thus less luminous, we might not have been able to show that M/L cannot be constant.

4.3. The intrinsic M/L ratio

The near constancy of M/L at $2.1 \mu\text{m}$ suggests that the underlying M/L ratio is single-valued over the disk. This is supported by the fact that the increases in K' band M/L occur at the same positions as in the B and V bands,

Table 8. Intrinsic stellar mass to light ratios, corrected for extinction by dust. First column specifies the band, where *B* refers to the 439W filter, *V* the 555W, and *I* the 814W as given in Table 4. Second column is *M/L* before correction; third column is extinction expressed as optical depth and in mag. in Col. 4. Last column gives our estimate of the intrinsic *M/L*.

Band	Observed <i>M/L</i> 55'' \gtrsim <i>r</i> \gtrsim 70''	τ_{ext}	<i>A</i>	corrected <i>M/L</i>
<i>B</i>	1.7	0.7	0.76	0.85
<i>V</i>	1.9	0.54	0.58	1.1
<i>I</i>	1.4	0.3	0.33	1.0
<i>K'</i>	0.46	0.05	0.05	0.42

with a much lower amplitude as expected for extinction, so the overall *K'* band *M/L* is very close to its value where less extinction is present, about $[M/L]_{K'} \approx 0.5$. Below we attempt to estimate the intrinsic *M/L* ratio of the stellar population of the disk of NGC 4414.

The *M/L* ratios in all bands reach roughly constant levels at radii $r \gtrsim 50''$, outside of the star-forming molecular ring. Without prior knowledge of the intrinsic (unreddened) colors, the best way to estimate the extinction is through the atomic gas column density. The HI column density at these radii is about $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Thornley & Mundy 1997b), such that on average the stellar light will be extinguished by about 10^{21} cm^{-2} . From Fig. 8 of Draine & Lee (1984), we estimate $\tau_{\text{ext}} \approx 2.3 \times 10^{-26} N_{\text{H}}/\lambda$ at the wavelength of the F814 filter and with λ expressed in cm, N_{H} in cm^{-2} . This leads to an *I* band (F814) extinction of about 0.3 in the regions where the *I* band *M/L* reaches a plateau at 1.4.

From Draine & Lee (1984) we estimate the extinction ratio between the HST *I* and *V* bands to be about 0.56, between the values given by Rieke & Lebofsky (1985) and Cohen et al. (1981). Similarly, the HST *B* to *V* band extinction ratio should be about 1.3, again between the values given by Rieke & Lebofsky (1985) and Cohen et al. (1981). We estimate the ratio between *K'* and *V* band extinctions to be about 0.09, slightly lower than in Rieke & Lebofsky (1985) and in agreement with Cohen et al. (1981). Using these extinctions to correct the observed mass to light ratios leads to *M/L* ratios of roughly unity in the *B*, *V*, and *I* bands. The results are summarized in Table 8.

These values should be viewed as upper limits, although they are likely quite close to the reality, because extinction due to molecular gas has not been included. Molecular clouds are smaller denser objects than HI clouds and are closer to the galactic plane. Thus, they may very strongly obscure a small fraction of the starlight, causing a minor overestimate of the mass to light ratio. At smaller radii the covering fraction of the clouds is certainly significantly higher.

In the molecular ring, the extinction is roughly 1.6 mag in *B*, 1.3 in *V*, 0.9 in *I*, and 0.2 in *K'*, assuming that the corrected *M/L* ratios given above are accurate.

In upcoming papers we plan to determine the extinction more accurately by avoiding the azimuthal symmetry hypothesis and studying the whole galaxy point by point. Population syntheses may also help to constrain the intrinsic colors and *M/L* ratios, using the values here as a starting point. These issues are beyond the scope of this paper.

5. Conclusion

This work leads to the following conclusions:

- The mass model is constrained by the light distribution in the central few hundred parsecs ($r \lesssim 4''$) and at large radii ($r \gtrsim 50''$) and by the high-resolution rotation curve at intermediate radii. A single component dominates the mass over the whole disk so the agreement between the outer light distribution and rotation curve at smaller radii is natural.

- Because the central few hundred parsecs are not covered by dust, we are able to unambiguously show that a constant *M/L* ratio in the *B* or *V* bands is highly incorrect due to extinction at radii of $5'' \lesssim r \lesssim 50''$. A low *M/L* (1 or 2) requires an enormous, unphysical, DM contribution at radii greater than $15''$ (1.5 kpc). A higher *M/L* (e.g. 3) gives far too much mass to the bright central region such that the calculated rotation velocities are far greater than observed at $5'' \lesssim r \lesssim 20''$.

- The *M/L* ratio, shown in Fig. 9, reaches about 4 in the highly obscured radii $5'' \lesssim r \lesssim 50''$ in the *B* and *V* bands but is below 2 in the center and the less obscured outer regions. The *I* band *M/L* ratio shows the same structure as in *B* and *V* but only varies between 1.4 and 2. At the longer *K'* (2.1 μm) wavelength, the *M/L* ratio is almost constant at about $0.5 M_{\odot}/L_{\odot,K'}$ but again shows the same absorption regions as in *B*, *V* and *I*.

- The *intrinsic* stellar *M/L* ratio, corrected for extinction, is close to unity in the *B*, *V*, and *I* bands, and only 0.4 or so in *K'* band (Table 8). If the recent Freedman et al. (2001) distance is correct, then the *M/L* given here should be raised by 8.5%, well within the uncertainty of this work.

All of our conclusions deal with the optical disk of NGC 4414 where the visible matter dominates the rotation velocities, such that the uncertainties linked to the DM distribution have no effect on these conclusions. In a companion paper we use our knowledge of the visible mass distribution to constrain the shape of the dark matter envelope.

Acknowledgements. We would like to thank Michele Thornley for providing us with her *K'* band image. We would also like to thank the referee, G. D. Bothun, for his helpful remarks.

References

- Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., et al. 1998, *ApJ*, 499, L9
- Ashman, K. M. 1992, *PASP*, 104, 1109
- Bell, E. F., & de Jong, R. S. 2001, *ApJ*, 550, 212
- Braine, J., Brouillet, N., & Baudry, A. 1997, *A&A*, 318, 19
- Braine, J., Combes, F., & van Driel, W. 1993, *A&A*, 280, 451
- Braine, J., & Hughes, D. H. 1999, *A&A*, 344, 779
- Cohen, J. G., Persson, S. E., Elias, J. H., & Frogel, J. A. 1981, *ApJ*, 249, 481
- Côté, S., Carignan, C., & Freeman, K. C. 2000, *AJ*, 120, 3027
- de Blok, W. J. G., McGaugh, S. S., Bosma, A., & Rubin, V. C. 2001, *ApJ*, 552, L23
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, J. R., et al. 1991, in *Third reference catalogue of bright galaxies (1991)*
- Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
- Dubath, P., & Grillmair, C. J. 1997, *A&A*, 321, 379
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., et al. 2001, *ApJ*, 553, 47
- Hauschildt, P. H., Allard, F., & Baron, E. 1999, *ApJ*, 512, 377
- Héraudeau, P., & Simien, F. 1996, *A&AS*, 118, 111
- Hoekstra, H., van Albada, T. S., & Sancisi, R. 2001, *MNRAS*, 323, 453
- Holtzman, J. A., Hester, J. J., Casertano, S., et al. 1995, *PASP*, 107, 156
- Mihalas, D., & Binney, J. 1981, *Galactic astronomy: Structure and kinematics*, 2nd edition (San Francisco, CA, W. H. Freeman and Co., 1981. 608 p.)
- Milgrom, M. 1983, *ApJ*, 270, 365
- Miyamoto, M., & Nagai, R. 1975, *PASJ*, 27, 533
- Moore, B., Governato, F., Quinn, T., Stadel, J., & Lake, G. 1998, *ApJ*, 499, L5
- Moore, B., Quinn, T., Governato, F., Stadel, J., & Lake, G. 1999, *MNRAS*, 310, 1147
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *ApJ*, 462, 563
- Olling, R. P., & Merrifield, M. R. 2001, *MNRAS*, 326, 164
- Palunas, P., & Williams, T. B. 2000, *AJ*, 120, 2884
- Pogge, R. W. 1989, *ApJS*, 71, 433
- Pryor, C., & Meylan, G. 1993, in *Structure and Dynamics of Globular Clusters*, ASP Conf. Ser., 50, 357
- Renault, C., Aubourg, E., Bareyre, P., et al. 1998, *A&A*, 329, 522
- Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 288, 618
- Sakamoto, K. 1996, *ApJ*, 471, 173
- Salucci, P. 2001, *MNRAS*, 320, L1
- Sofue, Y., & Rubin, V. 2001, *ARA&A*, 37, 137
- Thim, F. 2000, in *The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research*, ASP Conf. Ser. 203, IAU Colloq., 176, 231
- Thornley, M. D., & Mundy, L. G. 1997a, *ApJ*, 484, 202
- Thornley, M. D., & Mundy, L. G. 1997b, *ApJ*, 490, 682
- Turner, A., Ferrarese, L., Saha, A., et al. 1998, *ApJ*, 505, 207
- van Albada, T. S., & Sancisi, R. 1986, *Royal Society of London Philosophical Trans. Ser.*, 320, 447

A.2 Le CO dans les galaxies naines de marée

Abundant molecular gas in tidal dwarf galaxies: On-going galaxy formation

J. Braine¹, P.-A. Duc², U. Lisenfeld³, V. Charmandaris⁴, O. Vallejo¹, S. Leon⁵, and E. Brinks⁶

¹ Observatoire de Bordeaux, UMR 5804, CNRS/INSU, BP 89, 33270 Floirac, France

² CNRS URA 2052 and CEA/DSM/DAPNIA, Service d'astrophysique, Saclay, 91191 Gif sur Yvette Cedex, France

³ Institut de Radioastronomie Millimétrique, Avenida Divina Pastora 7, NC 18012 Granada, Spain

⁴ Cornell University, Astronomy Department, Ithaca, NY 14853, USA

⁵ ASIAA, Academia Sinica, PO Box 1-87, Nanking, Taipei 115, Taiwan

⁶ Departamento de Astronomía, Universidad de Guanajuato, Apdo. Postal 144, Guanajuato, Mexico

Received 15 February 2001 / Accepted 6 August 2001

Abstract. We investigate the process of galaxy formation as can be observed in the only currently forming galaxies – the so-called Tidal Dwarf Galaxies, hereafter TDGs – through observations of the molecular gas detected via its CO (Carbon Monoxide) emission. These objects are formed of material torn off of the outer parts of a spiral disk due to tidal forces in a collision between two massive galaxies. Molecular gas is a key element in the galaxy formation process, providing the link between a cloud of gas and a bona fide galaxy. We have detected CO in 8 TDGs (two of them have already been published in Braine et al. 2000, hereafter Paper I), with an overall detection rate of 80%, showing that molecular gas is abundant in TDGs, up to a few $10^8 M_{\odot}$. The CO emission coincides both spatially and kinematically with the HI emission, indicating that the molecular gas forms from the atomic hydrogen where the HI column density is high. A possible trend of more evolved TDGs having greater molecular gas masses is observed, in accord with the transformation of HI into H₂. Although TDGs share many of the properties of small irregulars, their CO luminosity is much greater (factor ~ 100) than that of standard dwarf galaxies of comparable luminosity. This is most likely a consequence of the higher metallicity ($\gtrsim 1/3$ solar) of TDGs which makes CO a good tracer of molecular gas. This allows us to study star formation in environments ordinarily inaccessible due to the extreme difficulty of measuring the molecular gas mass. The star formation efficiency, measured by the CO luminosity per H α flux, is the same in TDGs and full-sized spirals. CO is likely the best tracer of the dynamics of these objects because some fraction of the HI near the TDGs may be part of the tidal tail and not bound to the TDG. Although uncertainties are large for individual objects, as the geometry is unknown, our sample is now of eight detected objects and we find that the “dynamical” masses of TDGs, estimated from the CO line widths, seem not to be greater than the “visible” masses (HI + H₂ + a stellar component). Although higher spatial resolution CO (and HI) observations would help reduce the uncertainties, we find that TDGs require no dark matter, which would make them the only galaxy-sized systems where this is the case. Dark matter in spirals should then be in a halo and not a rotating disk. Most dwarf galaxies are dark matter-rich, implying that they are *not* of tidal origin. We provide strong evidence that TDGs are self-gravitating entities, implying that we are witnessing the ensemble of processes in galaxy formation: concentration of large amounts of gas in a bound object, condensation of the gas, which is atomic at this point, to form molecular gas and the subsequent star formation from the dense molecular component.

Key words. stars: formation – galaxies: evolution – galaxies: formation – galaxies: interactions – galaxies: ISM – cosmology: dark matter

1. Introduction

Tidal Dwarf Galaxies (TDGs) are small galaxies which are currently forming from material ejected from the disks of spiral galaxies through collisions. They allow us to ob-

serve processes – galaxy formation and evolution – similar to what occurred in the very early universe but in very local objects. As a consequence, they can be studied with a sensitivity and a resolution unimaginable for high-redshift sources. Because galactic collisions can be well reproduced through numerical simulations, it is possible to obtain good age estimates for the individual systems (e.g.

Duc et al. 2000). The formation of TDGs is not exactly the same as what happened during the major episode of galaxy formation in that the material which TDGs are made from is “recycled”, as it was already part of a galaxy. In particular, the presence of metals, both in gas and as dust, facilitates the cooling of the gas and the formation of H_2 molecules. Nevertheless, both for TDGs and in the early universe, the galaxy formation process involves clouds of atomic hydrogen (HI) gas gradually condensing through their own gravity, becoming progressively denser, fragmenting, forming molecular gas from the atomic material, and then forming stars. How this occurs in detail at high redshift is unknown and is one reason for studying TDGs.

Perhaps the least well known of these processes is the transformation of atomic into molecular gas because of the difficulty of observing molecular gas in very low-metallicity environments (e.g. Taylor et al. 1998). Because TDGs condense from matter taken from the outer disks of spiral galaxies, the metallicity of the gas they contain is typically only slightly subsolar as opposed to highly subsolar for small dwarf galaxies (Duc et al. 2000). The metallicity dependent CO lines can thus be used as a probe of the molecular gas content as in spiral galaxies.

Using the word “Galaxy” implies belief that they are kinematically distinct self-gravitating entities (Duc et al. 2000) and indeed this has remained one of the major questions about these small systems. The detection of large quantities of molecular gas, formed in all likelihood from the conversion of HI into H_2 , indicates that the central regions are gravitationally bound entities, dynamically distinct from the tidal tails (Duc & Mirabel 1998). Not all of the material in the vicinity is necessarily bound to the condensing region, however, nor are we sure that TDGs will not fall back onto the parent merger at some time. The CO belongs to the bound regions and as such could be an excellent tracer of total (dynamical) mass, either through a rotation curve or through the size and linewidth. TDGs form at the ends of tidal tails and as such are made of the parts of spiral disks with the most angular momentum – the exterior. This is also where the need for dark matter in spirals is greatest. If dark matter in spirals is in a halo, then little of it should be projected out, and into TDGs, due to the lack of angular momentum (Barnes & Hernquist 1992). This should make TDGs the only known galaxies without significant quantities of dark matter. On the other hand, if TDGs are shown to contain dark matter as other dwarf galaxies, then the unseen material presumably lies in the outer disks of spirals, not following conventional cold dark matter (CDM) wisdom (e.g. Peebles 1982; Blumenthal et al. 1984).

TDGs, and dwarf galaxies in general, contain lots of gas, a highly varying amount of star formation, and usually an older stellar component (Weilbacher et al. 2000). They are found at the ends of tidal tails which can reach 100 kpc from the nuclei of the parent galaxies. $H\alpha$ emission, showing that young stars are present, is typically found at or very near the peak HI column density. The

first detections of molecular gas in TDGs (Braine et al. 2000, hereafter Paper I) showed that there was a tight link between the CO and the HI. In this paper, we present further detections of molecular gas, via the CO lines, in tidal dwarf galaxies. Table 1 lists the systems we have observed along with the TDG coordinates.

The study of TDGs influences three areas of astronomy: star formation, dark matter, and galaxy formation. We adopt this as the layout for this article. After presenting the observations (Sect. 2), we explore the unique possibility provided by TDGs to study star formation in the dwarf galaxy environment, due to the metallicity which allows us to detect molecular lines as in spirals (Sect. 3). The following section describes the phase of collapse and the ensuing transformation of atomic into molecular gas. The link between dynamical and “visible” masses, the need for dark matter, and the consequences are dealt with in Sect. 5. TDGs are not the only systems where molecular gas is detected in unusual places and we present these cases briefly in Appendix A. Appendix B provides new data for the central galaxies.

2. Observations and results

Our sample consists of interacting systems for which an extensive set of optical and radio (HI) data already exist in the literature. They are listed in Table 1 and their properties presented in Table 2. Further optical observations, some of which are still unpublished, are described in Table 3.

During observing runs in June and November 1999, and March and September 2000 we observed the CO(1–0) and CO(2–1) lines at 115 and 230 GHz with the 30 meter antenna on Pico Veleta (Spain) run by the Institut de Radio Astronomie Millimétrique (IRAM). Dual polarization receivers were used at both frequencies with, typically, the 512×1 MHz filter backends on the CO(1–0) line and the autocorrelator for the CO(2–1). Pointing was monitored on nearby quasars every 60–90 min and found to be accurate to $\approx 3''$ rms. Before observing each source of interest (the TDG), we checked the frequency tuning by observing the Orion RC2 or Sagittarius B2 for which observations and line identifications are available (Turner 1989; Sutton et al. 1985) over the entire frequency range. System temperatures were typically quite good, 150–200 K and 200–300 K at 115 and 230 GHz respectively on the T_a^* scale. IRAM forward (main beam) efficiencies are 0.9 (0.72) and 0.84 (0.48) at 115 and 230 GHz respectively. IRAM half-power beamsizes are $21''$ and $11''$ at 115 and 230 GHz respectively. All CO spectra and intensities are given using the main beam temperature scale.

In observations performed in a very similar way, NGC 5291 and the associated TDGs were observed at the SEST¹ 15 m telescope in July 1998; NGC 2992/3

¹ Based on observations collected at the ESO, La Silla, Chile. Num 61.A-0602; 64.N-0163.

Table 1. Coordinates, velocities, and distances ($H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) of observed systems. The 4th column gives the velocity as $v_{\text{opt}} = cz$ where z is the redshift. The Arp 105 and Arp 245 systems were presented in Braine et al. (2000). Stephan’s Quintet is Hickson Compact Group 92 (Hickson 1982).

Source	RA J2000	Dec J2000	V_{opt} $cz, \text{ km s}^{-1}$	Dist. Mpc	Short description
NGC 7252W	22 20 33.6	−24 37 24	4822	64	advanced merger, spiral + spiral
NGC 4038S	12 01 25.6	−19 00 34	1660	22	early stage merger, spiral + spiral
NGC 4676N	12 46 10.5	+30 45 37	6700	90	early stage merger, spiral + spiral
NGC 5291N	13 47 20.5	−30 20 51	4128	58	collision of spiral + lenticular
NGC 5291S	13 47 23.0	−30 27 30	4660	58	
NGC 7319E	22 36 10.3	+33 57 17	6600	90	Stephan’s Quintet: tail from spiral NGC 7319
NGC 2782W	09 13 48.5	+40 10 11	2553	33	advanced merger?
IC 1182E	16 05 42.0	+17 48 02	10090	135	advanced merger, spiral + spiral?
UGC 957	01 24 24.4	+03 52 57	2145	28	NGC 520 system, spiral + spiral

Table 2. Sample of Tidal Dwarf Galaxies and related objects. CO observations (and thus molecular gas masses) are from this paper except for Arp 245N and Arp 105S which were presented in Paper I. Except where noted, the CO data are in the CO(1–0) line. We have attempted to estimate the HI column density (Col. 6) over an area similar to that of the CO beam. Data for NGC 4676N includes both positions observed (I_{CO} and N_{HI} are averages, S_{CO} and M_{mol} are total).

System	TDG	I_{CO} K km s^{-1}	S_{CO} Jy km s^{-1}	M_{mol} $10^8 M_{\odot}$	N_{HI} 10^{20} cm^{-2}	$L_{\text{H}\alpha}$ $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$	metallicity 12+log(O/H)
Arp 245	Arp 245N	$1.3 \pm 0.1, 2.0 \pm 0.5^a$	6.2^b	$\sim 1.5^{(1)}$	$23^{(2)}$	$7.4^{(2)}$	$8.6^{(2)}$
Arp 105	Arp 105S	0.3 ± 0.05	1.5	$2.2^{(1)}$	$3.2^{(3)}$	$10\text{--}20^{(4)}$	$8.4^{(4)}$
NGC 4676	NGC 4676N	0.13 ± 0.02	1.2	1.1	$9.5^{(5)}$	$10\text{--}20^{(6)}$	
NGC 7252	NGC 7252W	0.27 ± 0.05^a	1.3	0.2	$\gtrsim 5^{(7)}$	$1.0^{(8)}$	$8.6^{(8)}$
NGC 4038	NGC 4038W	0.2 ± 0.06^a	1.0	0.02	$\sim 10^{(9)}$	$1.7^{(10)}$	$8.4^{(10)}$
NGC 2782	NGC 2782W	$\lesssim 0.1$	$\lesssim 0.5$	$\lesssim 0.06$	$\gtrsim 10^{(11)}$		
IC 1182	IC 1182E	$\lesssim 0.06$	$\lesssim 0.27$	$\lesssim 0.5$	$\sim 9^{(12)}$		$8.4^{(13)}$
NGC 5291	NGC 5291N	0.3 ± 0.07	5	1.9	$13^{(14)}$	$8.9^{(15)}$	$8.4^{(15)}$
NGC 5291	NGC 5291S	0.4 ± 0.1	8	2.9	$7^{(14)}$	$4.4^{(15)}$	$8.5^{(15)}$
Stephan’s Quintet	NGC 7319E	1.1 ± 0.06	5.2	4.5	$\gtrsim 7^{(16)}$	$13.6^{(17)}$	
NGC 520	UGC 957	$\lesssim 0.07$	$\lesssim 0.33$	$\lesssim 0.03$	$2.5^{(18)}$		

^a CO(2–1) measurement.

^b Extended source, central flux only.

In addition to this paper, references are: 1 = Paper I; 2 = Duc et al. (2000); 3 = Duc et al. (1997); 4 = Duc & Mirabel (1994), H α flux is estimated from the long slit data; 5 = Hibbard, priv. comm.; 6 = estimated from Hibbard & van Gorkom (1996); 7 = measured from Hibbard et al. (1994) HI observations, expressed as lower limit because CO beam is smaller; 8 = Duc (1995); 9 = van der Hulst (1979), Hibbard, priv. comm.; 10 = Mirabel et al. (1992); 11 = Smith (1994), expressed as lower limit because CO beam is smaller than the rectangle for which the average column density is given; 12 = Dickey (1997), where IC 1182E is called ce-061; 13 = estimated from spectrum in Bothun et al. (1981); 14 = Malphrus et al. (1997), estimated for SEST CO(1–0) resolution; 15 = Duc & Mirabel (1998); 16 = Shostak et al. (1984), expressed as lower limit because CO beam is much smaller; 17 = Xu et al. (1999), corrected for NII contamination but not extinction; 18 = estimated from Hibbard & van Gorkom (1996) Fig. 16.

(Arp 245) was observed at the SEST in Nov. 1999. Acousto-optical spectrometers were used as backends for both the CO(2–1) and CO(1–0) transitions. SEST beamsizes are respectively $43''$ and $22''$ at 115 and 230 GHz. Pointing was found to be reliable to $\approx 4''$ rms and beam efficiencies are similar to those at IRAM.

The data reduction was simple. Spectra were summed and a very small continuum level, corresponding to the av-

erage difference between the atmospheric emission in the ON and OFF positions, was subtracted. For NGC 5291N and NGC 4676N CO(2–1) a first order (i.e. linear) baseline was subtracted.

CO detections were obtained for the NGC 7252 West (hereafter NGC 7252W), NGC 4676 North (hereafter NGC 4676N), NGC 5291 North and NGC 5291 South (hereafter NGC 5291N and NGC 5291S), Stephan’s

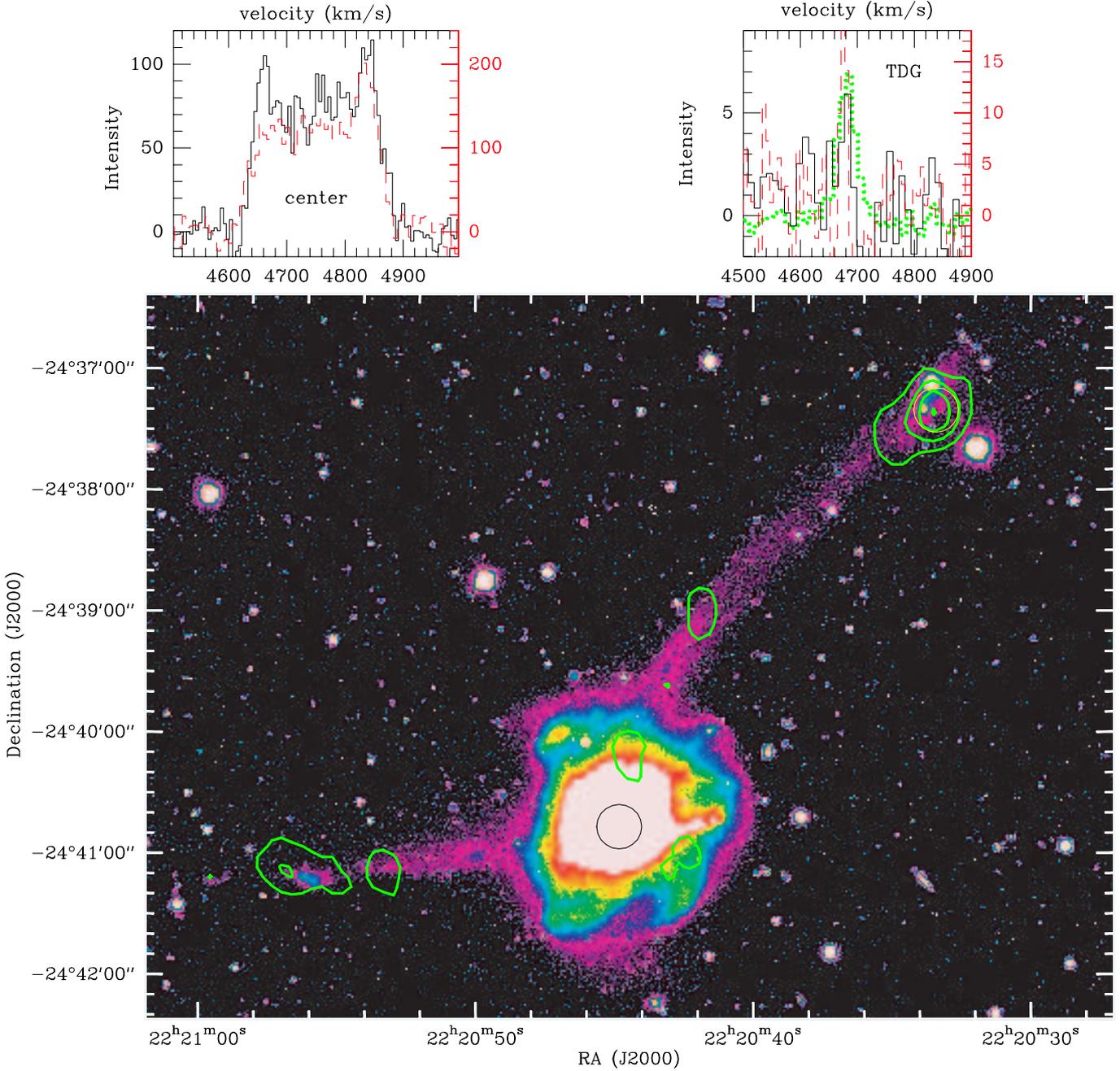


Fig. 1. V-band image of the NGC 7252 “Atoms For Peace” system with two tidal dwarfs, NGC 7252W and NGC 7252E, the latter of which was not observed in CO. The image is saturated to show the stars in the tidal tails. The green contours represent HI column densities (Hibbard & van Gorkom 1996) of $2, 3, 4, 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ at $27'' \times 16''$ resolution. Circles show the positions observed in CO; the size of the circle is that of the CO(1-0) beam. Above the image the spectra of the Western TDG, NGC 7252W, and the center of the merger are shown and color coded as follows: HI as thick dotted green, CO(1-0) as black and CO(2-1) as dashed red. The velocities are in km s^{-1} and the left vertical scale gives the intensity in mJy per beam for the HI and mK for the CO(1-0). The right vertical scale indicates the CO(2-1) line strength in mK. CO observations are presented on the main beam temperature scale.

Quintet source “B” (hereafter NGC 7319E), and very probably the NGC 4038/9 South (“The Antennae”, hereafter NGC4038S) TDGs. Figures 1–7 show optical images of these galaxies with contours showing the HI emission. All coordinates are given in the J2000 coordinate system. No detection was obtained of the tidal dwarf associated with the IC 1182 system. The western

tail of the NGC 2782 (Arp 215) system was also observed with no CO detection, confirming the Smith et al. (1999) non-detection. The western HI tail of NGC 2782 has presumably not had time to condense into H_2 and for star formation to begin (see below). UGC 957, possibly a TDG linked to the NGC 520 merger (Arp 157), was not detected in CO. The compact tidal dwarf associated with

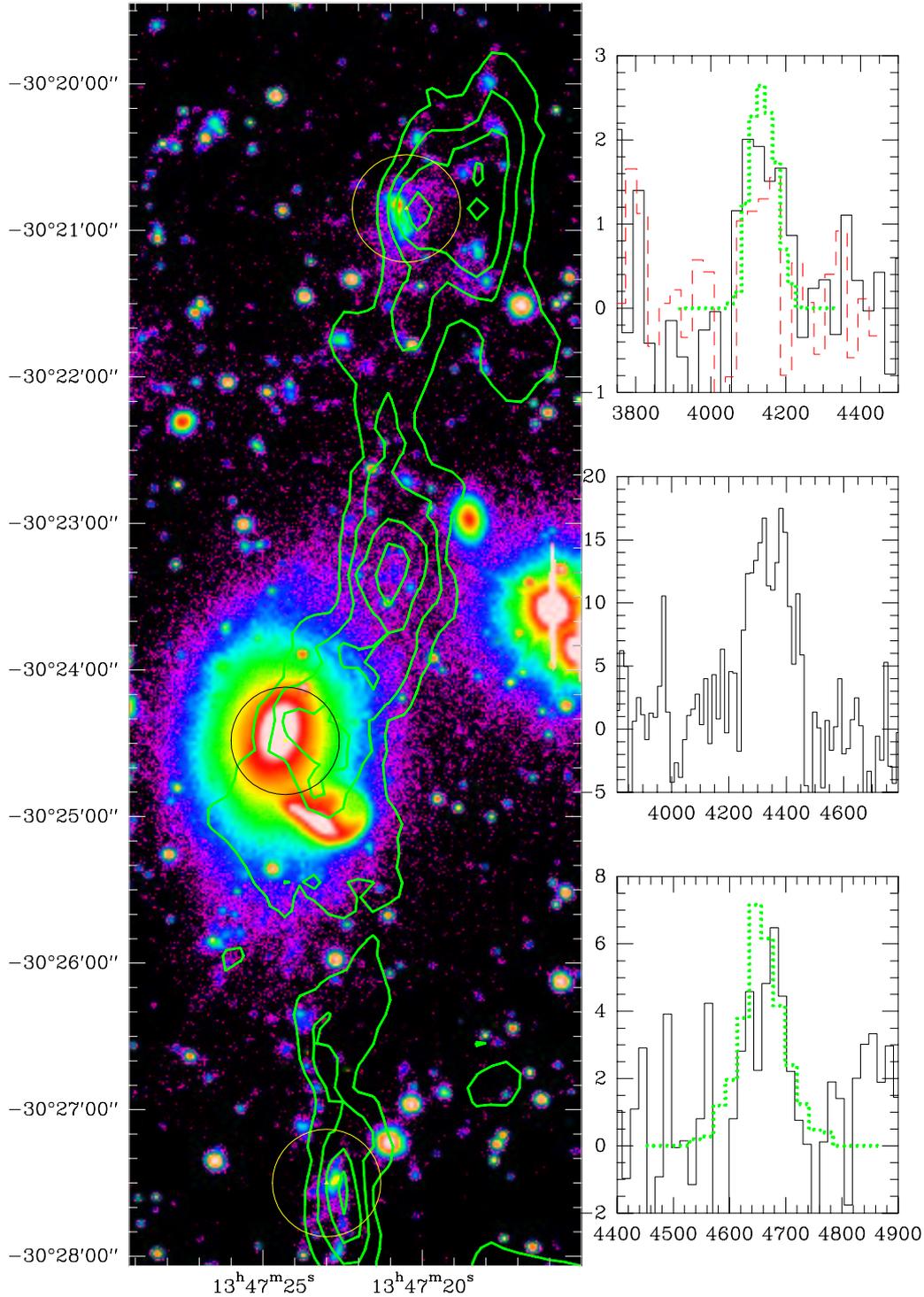


Fig. 2. The NGC 5291 system: R band image (Duc & Mirabel 1998) with HI contours (Malphrus et al. 1997) superimposed. First HI contour and contour spacing is $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$; the spatial resolution is $26'' \times 15''$. Spectrum is color coded as in Fig. 1; for the top spectrum, the left scale indicates both CO(1-0) and CO(2-1) intensity in mK. HI spectra are in arbitrary units. The circles mark the positions observed in CO and their spectra are adjacent.

the NGC 3561 (Arp 105) system, Arp105S, and the tidal dwarf of the NGC 2992/3 (Arp 245) system, Arp245N, were detected in the first run and described in Paper I. The immediate result is that almost all sources were detected in CO.

In Figs. 1–7 we present the CO spectra of the detected TDGs with the HI spectrum, when available, superimposed in order to illustrate the great similarity. The figures are color-coded such that HI, when present, is always a full green contour on the optical images and a

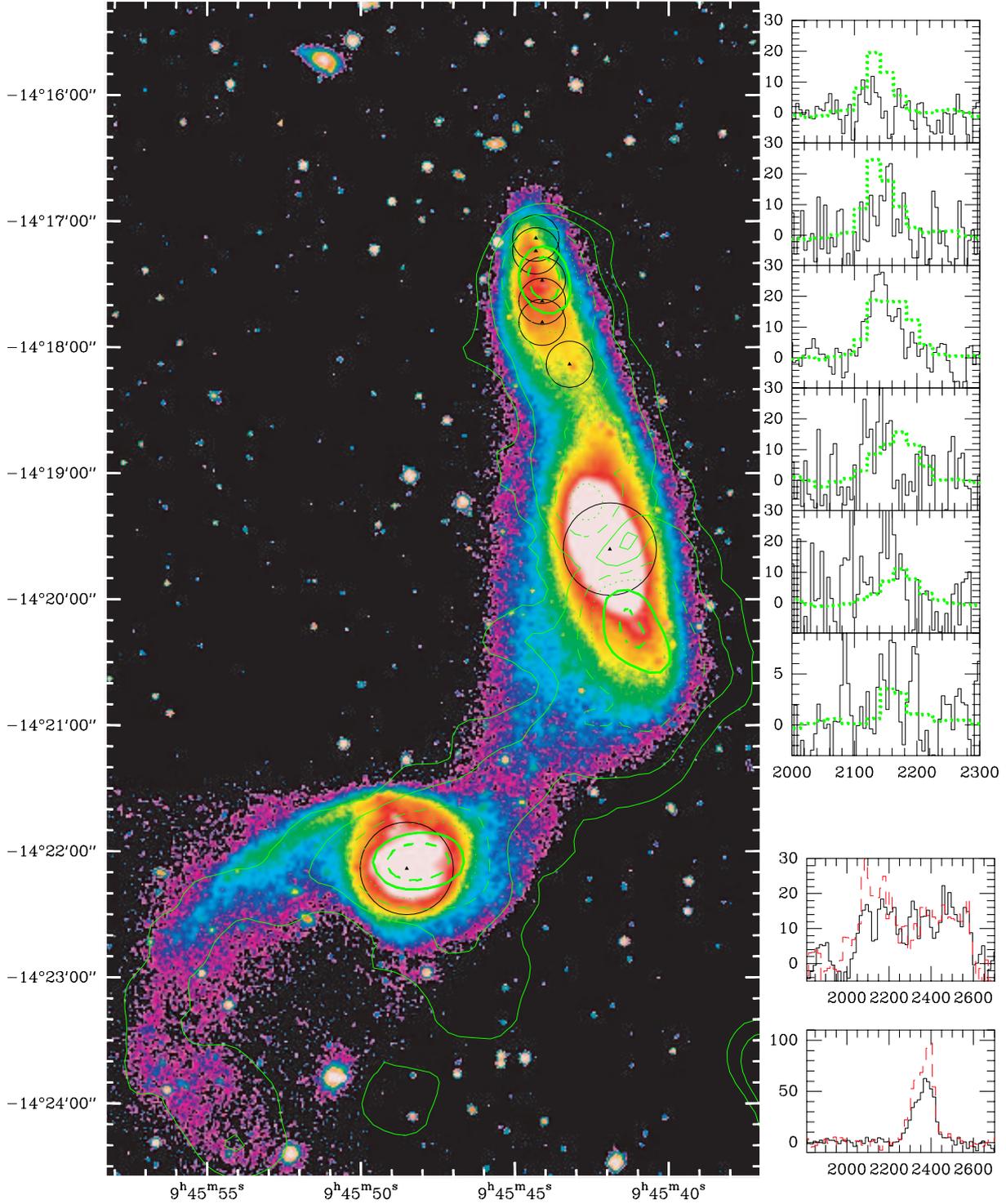


Fig. 3. The Arp 245 (NGC 2992/3) system: V band image with HI contours (Duc et al. 2000) superimposed in green. HI contours are 2, 4 (full), 8 (dashed), 12 (dotted), 16 (thick), and 20 (thick dashed) $\times 10^{20}$ cm^{-2} . The black circles show the CO(1-0) beamwidth, small for IRAM and large for SEST, and mark the positions observed in CO. The top six spectra are of the TDG at the positions of the circles from North to South and below are the spectra of the centers of NGC 2992 and 2993 (bottom), where the scale indicates CO(1-0) intensity in mK; HI spectra are in arbitrary units. The new CO spectra have been added to the data presented in Paper I.

thick dotted green line on the spectra, in arbitrary flux units except when specified otherwise in the figure caption. CO spectra are in milliKelvins (mK), take a full black

line, and follow the left y -axis scale. When both CO(2-1) and CO(1-0) are present, the CO(1-0) takes a full black line and follows the left y -axis scale while the CO(2-1)

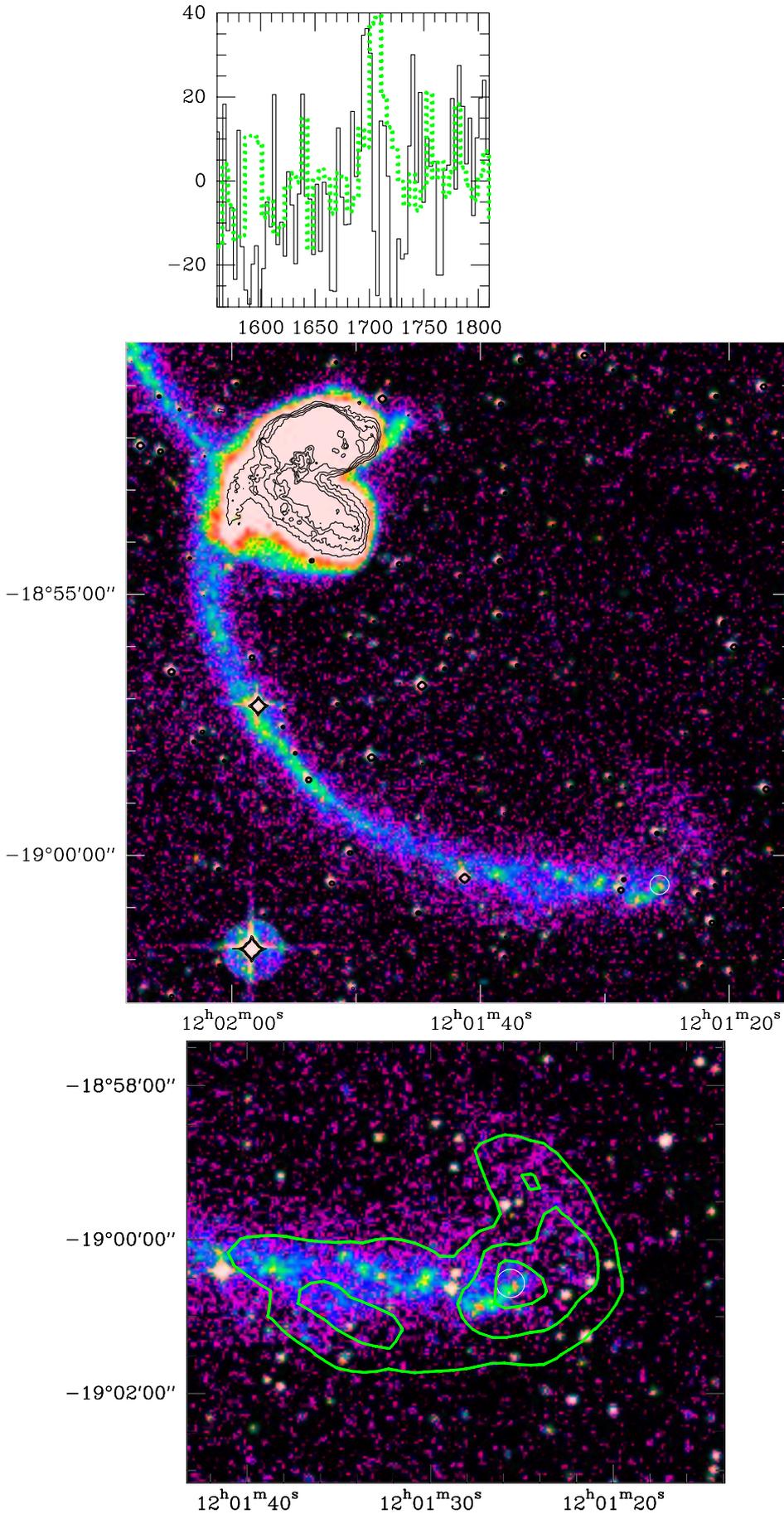


Fig. 4. UK Schmidt Digital Sky Survey image of The Antennae (NGC 4038/9). Middle panel shows overall optical view and lower panel shows a close-up of the TDG with HI (green) contours of 2 , 4 , and $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ at $46 \times 33''$ resolution on optical. All HI here is from Hibbard et al. (in prep); see also published HI observations by van der Hulst (1979). The circle marks the position observed in CO. The CO(2-1) spectrum (black line, left scale) and high resolution HI spectrum (dotted green, arbitrary units) are shown in the top panel. The tentative detection of a wide CO line in the TDG with a peak at $v \approx 1600 \text{ km s}^{-1}$ by Gao et al. (2001) is not confirmed.

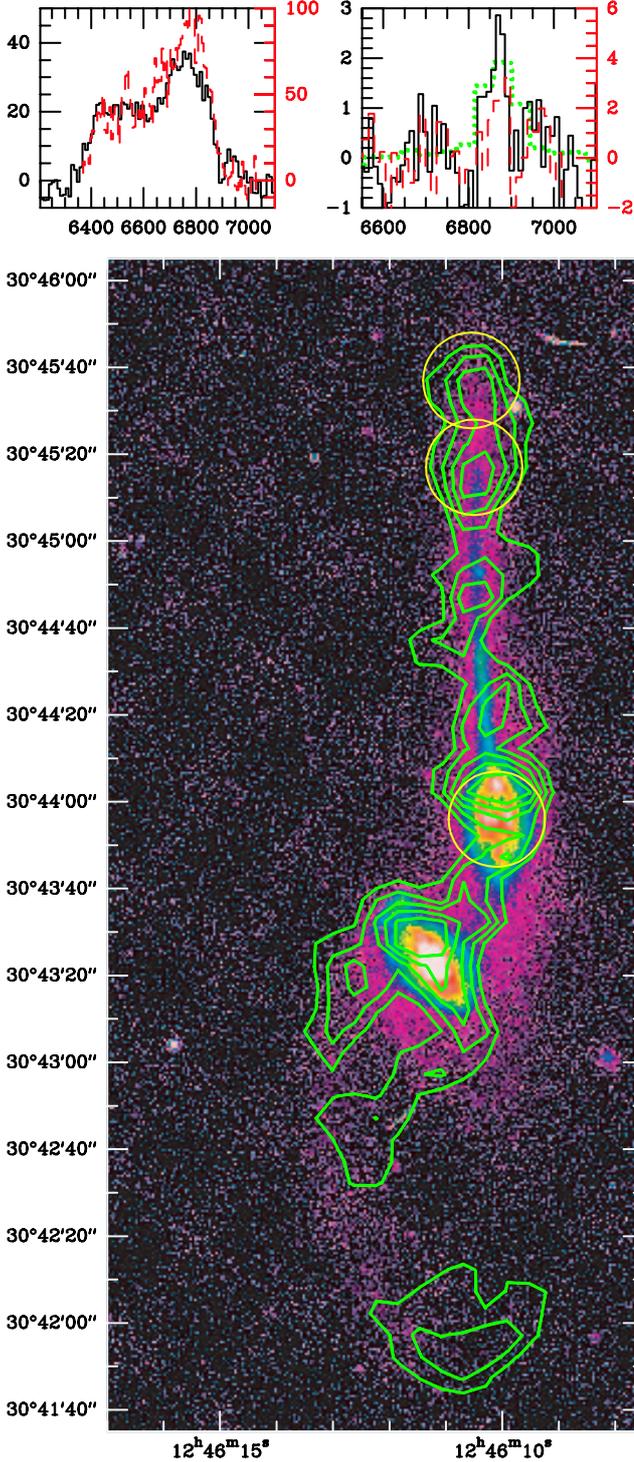


Fig. 5. The NGC 4676 “The Mice” system: R band image with green HI contours (Hibbard & van Gorkom 1996) superimposed. First HI contour and contour spacing is $2.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$; the spatial resolution is $12''$. The circles mark the positions observed in CO and the TDG spectra are at the top right and the spectra of the center of NGC 4676a (Northern spiral) at the top left. The TDG CO spectra are the sum of the two positions towards the end of the tidal tail. The CO(2–1) spectra (red, dashed) follow the red right scale and the HI spectrum is in arbitrary units.

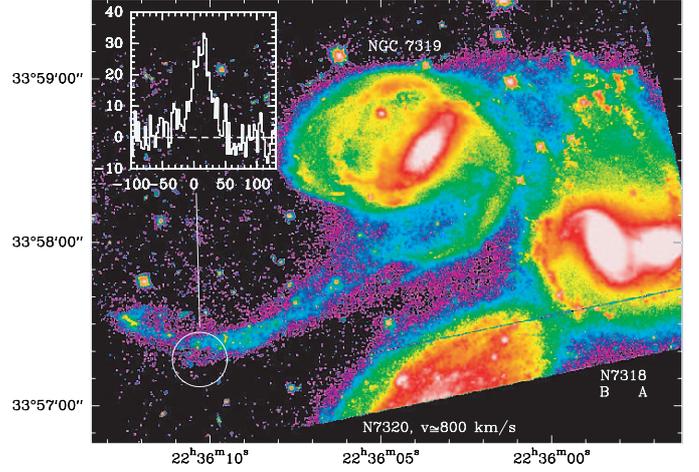


Fig. 6. Hubble Space Telescope V -band mosaic of Stephan’s Quintet. Spectrum is CO(1–0) emission and the circle marks the position observed in CO, which is the HI column density peak as observed by Shostak (1984). The zero velocity corresponds to $cz = 6600 \text{ km s}^{-1}$. NGC 7320 is a foreground galaxy.

Table 3. Optical observations of TDGs.

System	Date	Tel./Instr.	Reference
Arp 245	Mar. 95	NTT/EMMI	Duc et al. (2000)
NGC 4038/9		DSS	
NGC 4676	Feb. 94	CFHT/MOS	this paper
NGC 5291	Jul. 94	NTT/EMMI	Duc & Mirabel (1998)
NGC 7252	Jul. 94	NTT/EMMI	Duc (1995)
IC 1182	Jun. 99	INT/WFC	this paper
Steph. Quint.	Jun. 99	HST/WFPC	Gallagher et al. (2001)

takes a red dashed line and follows the right y -axis scale if different from the CO(1–0). For the CO non-detections, the resulting (1σ) limits to the molecular gas mass have been calculated assuming that the CO line is as wide as the HI line and for detections and non-detections alike we used a $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ factor of $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ (e.g., Dickman et al. 1986).

Thus

$$M_{\text{H}_2} = I_{\text{co}} N(\text{H}_2) / I_{\text{CO}} D^2 \Omega 2m_p \quad (1)$$

where I_{co} is the average CO line intensity expressed in K km s^{-1} , D the distance, m_p the proton mass, and Ω the solid angle over which the source emission is averaged. In order to obtain the total mass within the molecular gas clouds, Helium must be included such that $M_{\text{mol}} = M_{\text{H}_2} / f_{\text{H}}$ where f_{H} is the hydrogen fraction by mass, $f_{\text{H}} \sim 0.73$. For a single pointing with a Gaussian beam of full width at half power θ_{FWHM} , $\Omega = 1.13\theta_{\text{FWHM}}^2$. This is generally sufficient for our observations but becomes quite complex when attempting a comparison with data on nearby dwarf galaxies given the variety of sizes, telescopes, sampling intervals, and even temperature scales.

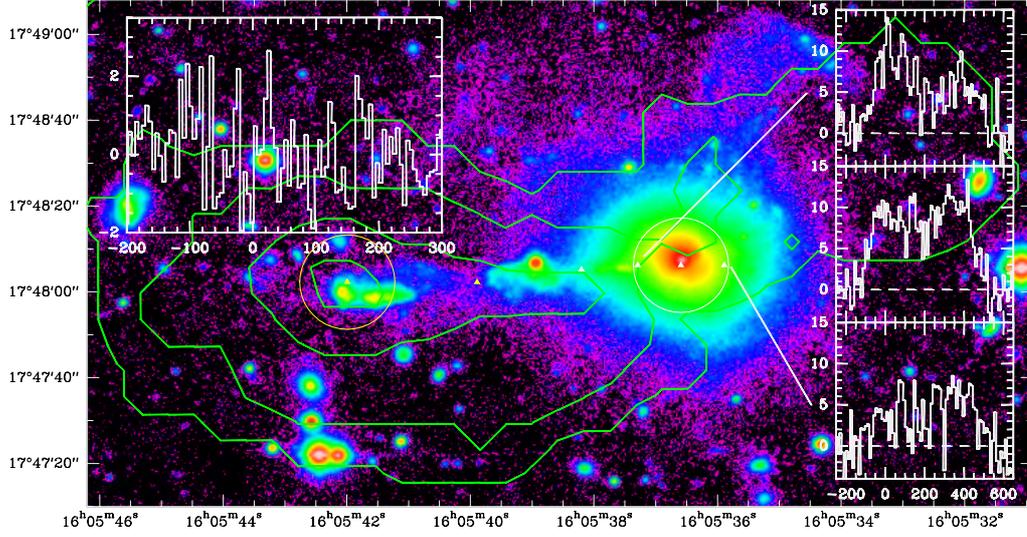


Fig. 7. *R* band image of the IC 1182 system. Triangles mark the positions observed and the circles show the CO(1–0) beamsize on the TDG (yellow) and merger remnant (white). Green contours indicate the HI column density (Dickey 1997) and are at $3, 4, 6,$ and $8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. The zero velocity corresponds to $cz = 10\,090 \text{ km s}^{-1}$ which is the HI velocity of the TDG. The TDG spectrum (left) is a sum of the CO(2–1) and CO(1–0) in order to get the best sensitivity possible. We treat this as a non-detection whose integrated intensity, or upper limit, is that of the vague “line”, real or not, at the $1.5\text{--}2\sigma$ level at a velocity of about 20 km s^{-1} . The spectra seen to the right show the large quantity of molecular gas in the merger remnant, $M_{\text{mol}} \gtrsim 5 \times 10^9 M_{\odot}$ with the CO–H₂ factor as used throughout this work. The gas is in rotation with the approaching (Eastern) side at the HI velocity of the TDG.

Therefore we translate all tabular data into line fluxes expressed in Jy km s^{-1} , as opposed to K km s^{-1} . In this way, one need not worry about telescope, beamsize, etc.

$$S_{\text{co}} = I_{\text{co}} \Omega 2k\nu^2 c^{-2} \text{Jy}^{-1} \quad (2)$$

where S_{co} is in Jy km s^{-1} . $\text{Jy}^{-1} = 10^{23} \text{ erg}^{-1} \text{ s cm}^2 \text{ Hz}$ serves only to convert flux to Jy km s^{-1} . Then

$$M_{\text{mol}} = D^2 S_{\text{co}} \frac{2m_{\text{p}}}{f_{\text{H}}} N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}} \frac{c^2 \text{Jy}(1+z)^2}{2k\nu_0^2}. \quad (3)$$

For D in Mpc, $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$, $\nu_0 = 115.273 \text{ GHz}$ (the CO(1–0) transition), and $z \approx 0$, this becomes

$$M_{\text{mol}} = 1.073 \times 10^4 D_{\text{Mpc}}^2 S_{\text{co}} M_{\odot}. \quad (4)$$

For NGC 7252W and NGC 4038S, only the CO(2–1) line was detected and so this was used to estimate the H₂ mass via Eq. (3) but with $\nu_0 = 230 \text{ GHz}$ instead of 115 GHz and assuming an intrinsic CO($\frac{2-1}{1-0}$) line ratio of 0.75. In these two sources the CO emission may well be optically thin so the molecular gas mass should be viewed as an upper limit. In NGC 4676N, the two areas (see Fig. 5) were added together, so the molecular gas mass refers to the sum of the two positions. All derived molecular gas masses are given in Table 2; they range from $2 \times 10^6 M_{\odot}$ to $4.5 \times 10^8 M_{\odot}$ with an average value of $1.8 \times 10^8 M_{\odot}$.

3. Star formation in TDGs and other dwarf galaxies

The most striking difference between TDGs and dwarf galaxies not identified as tidal is their high CO luminosities (see Fig. 8), roughly a factor 100 higher than for other dwarf galaxies of similar luminosity and star formation rate. The most important factor responsible for this difference is certainly the metallicity. As the metallicity increases, the CO lines become optically thick over a larger area and larger velocity range. Furthermore, the shielding against UV radiation due to both CO molecules and dust increases as well. For this reason, a change in metallicity is expected to have a stronger effect in a UV-bright environment (e.g. Wolfire et al. 1993; Braine et al. 1997, Sect. 7.3).

The metallicities of TDGs are (from [OIII]/H β line ratios) clustered around $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.5$ independent of luminosity (Duc et al. 2000) whereas non-TDGs obey a luminosity-metallicity relation (Skillman et al. 1989). Inspection of the available CO data on dwarf galaxies (see Table 4 and Taylor et al. 1998 and references therein), reveals that up to now, there are probably no real CO detections at $12 + \log(\text{O}/\text{H}) < 8$, corresponding to $M_B \gtrsim -15$ (the reported detection of CO in I Zw 36 was not confirmed by Arnault et al. 1988). The detection of several TDGs at $M_B > -15$ confirms that metallicity is indeed a key element and that luminosity is not a problem for the detection of molecular gas in TDGs as long as sufficient HI is present.

We illustrate some of the differences between TDGs, standard dwarf galaxies, and normal spirals in Fig. 8, where we show the molecular gas content derived from the CO luminosity, normalized by the star formation rate (from H α flux) or the HI mass, as a function of luminosity and metallicity. Assuming that star formation can be traced via the H α line, we estimate the star formation rate (*SFR*) as

$$SFR = 5 \times 10^{-8} L_{H\alpha} / L_{\odot} M_{\odot} \text{yr}^{-1}. \quad (5)$$

(Hunter & Gallagher 1986). The CO/H α flux ratio, expressed as a gas reservoir divided by star formation rate (*SFR*) is thus equivalent to a gas consumption time. We have assumed that close to half of the ionizing photons are lost to dust. Note that these calculations are for a Salpeter (1955) IMF ($N(m) \propto m^{-2.35}$) from 0.1 to 100 M_{\odot} . For an “average” spiral we have assumed $L_B \sim 2 \times 10^{10} L_{B,\odot}$ and taken the Kennicutt (1998) sample for which the average $M_{\text{mol}}/SFR = 1.5 \times 10^9$ yrs with a dispersion of a factor three. In this calculation, we have converted Kennicutt’s values back to the observables (CO, H α fluxes) and then used the $SFR/H\alpha$ and $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ values used in this paper.

The top panel of Fig. 8 shows that while the luminosity range of TDGs is indeed typical of dwarf galaxies, their M_{mol}/SFR ratio (equivalent to CO/H α) is rather typical of spirals and much higher (about a factor of 100) than in dwarf galaxies. The middle panel of Fig. 8 presents the M_{mol}/SFR ratio as a function of oxygen abundance and the lower panel the $M_{\text{mol}}/M_{\text{HI}}$ ratio. TDGs appear to have more molecular gas than other dwarf galaxies even if they are of the same metallicity – the reason for this is unclear and might indicate that metallicity is not the only parameter. A higher HI surface density in TDGs that would enable molecular gas to form more easily can be excluded as a possible reason: The dwarf galaxies of Table 4 for which HI observations with sufficient resolution exist (NGC 1569, NGC 4449 and NGC 6822) show HI surface densities above 10^{21} cm^{-2} in the CO emitting region – values that are of the same order as found in the TDGs (Table 2). Some lower metallicity dwarf galaxies with no detected CO emission (Taylor et al. 1998) have very high HI column densities – e.g. DDO 210 and DDO 187 (Lo et al. 1993), Sextans A (Skillman et al. 1988), or UGC 4483 (Lo et al. 1993).

The current observations show that in TDGs, as in spiral galaxies, CO is likely a good tracer of H $_2$ and the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ conversion factor does not seem to be radically different in TDGs and in spirals. The similar gas consumption times also indicate that star formation proceeds in a similar way in both spiral disks and small irregular systems as TDGs.

What can we learn about star formation from the apparent similarity of TDGs and spirals? Star formation in spiral disks can be well described by a Schmidt (1959) law ($SFR \propto (M_{\text{gas}}/\text{surface area})^n$), with a constant exponent n , when including a threshold for the onset of star formation (Kennicutt 1989). The similarity of the

SFE in TDGs and spirals provides evidence that a similar description might be valid in TDGs. From our data we cannot say anything about the threshold for the onset of star formation because we lack spatial resolution. Kennicutt (1989) derived coherent results when applying the Toomre (1964) “Q” criterion $Q = \frac{v_{\text{gas}} \kappa}{\pi G \Sigma_{\text{gas}}}$ – where κ is the epicyclic frequency, v_{gas} the velocity dispersion of the gas, and Σ_{gas} the gas surface density – to a sample of spirals. This is, however, no definite proof that the large-scale elements in “Q” are indeed those that determine whether the star formation, which is small-scale physics, occurs. The Toomre criterion as it stands is by definition not appropriate in systems which are not clearly rotating. If the threshold for the onset of star formation would be found to be similar in spirals and in TDGs, then the “Q” criterion is likely not the appropriate controlling factor in spirals. It is, however, remarkable that the gas consumption time, the inverse of the SFE, appears not very different in spiral disks, dominated by the stellar mass, and dwarf galaxies which are dominated by the gaseous mass.

4. TDG Formation and the transformation of HI into H $_2$

We argue here that it is now possible to follow the TDG formation process from ejection to gravitational collapse to the conversion of HI into H $_2$ and the subsequent star formation.

4.1. Ejection and collapse

The formation of tidal tails from disk galaxies has been studied in detail through numerical simulations (e.g. Barnes & Hernquist 1992; Hibbard & Mihos 1995; Springel & White 1999). Every collision is unique because of the number of important parameters of the collision – spin and orbit directions, angle of disks with respect to orbit plane – as well as the unknown initial properties of the galaxies involved in the collision, which greatly vary from one system to another judging from the variety seen in non-interacting galaxies. Relatively thin tidal tails, as are typically observed in systems where TDGs are present, can be readily reproduced (Hibbard & Mihos 1995) by simulations. A fairly typical tail width is of the order of 3 kpc, or 10^{22} cm (see figures in Mihos 2001). Typical collision ages are $1\text{--}5 \times 10^8$ yrs, setting an upper limit to the age of the forming galaxy. We must then have

$$\text{age} > t_{\text{free-fall}} = \sqrt{R^3/GM} \approx 5 \times 10^7 n^{-1/2} \text{ yrs} \quad (6)$$

where n is the gas density in cm^{-3} . We have not included the mass of stars ejected from the spiral disk, which may reduce the free-fall time slightly in some cases, but the

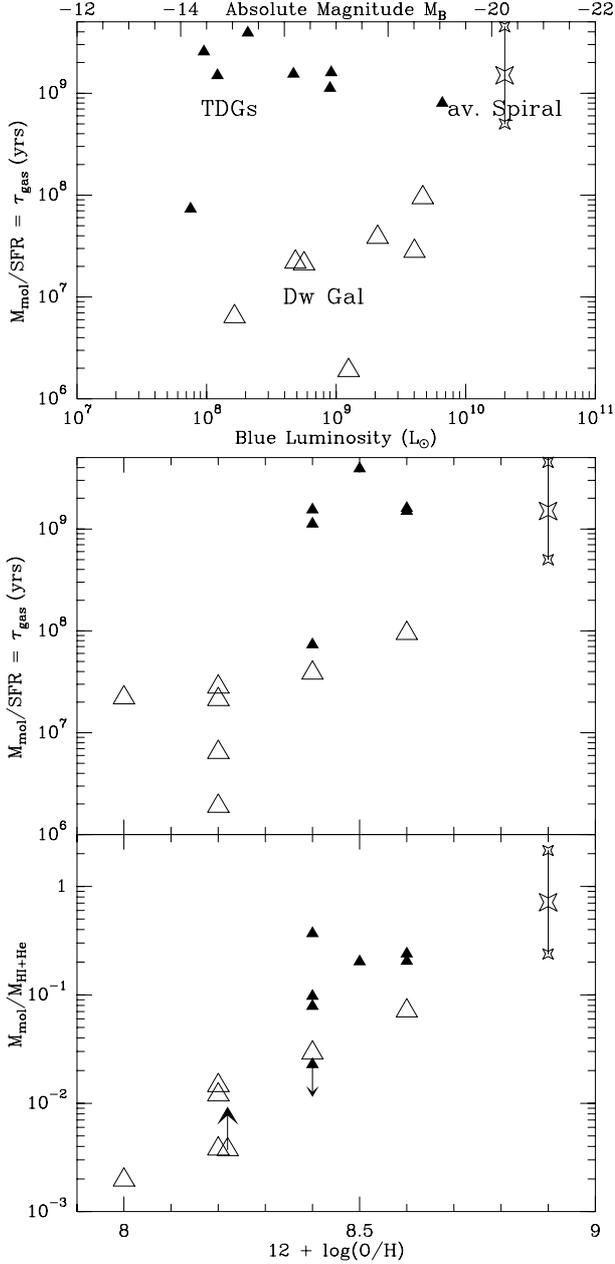


Fig. 8. (Top): comparison of gas consumption time, $M_{\text{mol}}/\text{SFR}$, which is the inverse of the frequently used Star Formation Efficiency (SFE), as a function of blue luminosity for the different categories of galaxies. Small filled triangles represent the TDGs (data from Tables 2 and 5), open triangles the regular dwarf galaxies (data from Table 4), and the star an average spiral as taken from Kennicutt (1998), similar in position on the diagram to the Milky Way. For Arp 245N values are for the CO-detected area, not just the center. The smaller stars give the range for “average” spirals. (Middle): as above but as a function of oxygen abundance. (Bottom): molecular to atomic gas mass ratios as a function of oxygen abundance. NGC 4214 has been moved slightly to the right to make it visible and the up arrow is because the HI mass is for a substantially greater area than covered by the CO observations. The same $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ value has been used for all galaxies, irrespective of metallicity or other influences, so M_{mol} is likely underestimated by a varying factor for the non-TDG dwarf galaxies.

current stellar luminosity from TDGs is generally dominated by the new (formed in situ) population (Weilbacher et al. 2000). Although the ratio differs greatly from one TDG to another (e.g. Fig. 10), the gas masses are frequently greater than the stellar masses. Furthermore, only the gaseous component will contract and cool.

In order to form a galaxy, the relevant part of the tidal arm must then have a density of $n \gtrsim 0.1 \text{ cm}^{-3}$. This coincides very well with typical column densities towards tidal dwarf galaxies, $N(\text{HI}) \sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, whereas most tidal arm material has substantially lower gas column densities. Such a column density criterion could also explain why, such as is perhaps the case for the NGC 4038/9 TDG, several “hotspots” are present but the future galaxy is not yet well-defined.

4.2. CO emission and H_2 formation

In our paper presenting the first CO detections in TDGs (Braine et al. 2000), Arp 105S and Arp 245N, we ascribed the CO emission to the formation of molecular gas from the HI. Below we give a more detailed justification and show problems with other possibilities.

The transformation of HI into H_2 occurs on dust grains at a rate of

$$R = 1/2 \gamma n_{\text{d}} n_{\text{HI}} \langle v_{\text{H}} \rangle \langle \sigma_{\text{d}} \rangle \text{H}_2 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (7)$$

where γ represents the fraction of hydrogen atoms landing on dust grains which form H_2 molecules, n_{d} and n_{HI} refer to the number densities in cm^{-3} of dust and atomic hydrogen, $\langle v_{\text{H}} \rangle$ is the average relative dust-gas velocity (thus roughly thermal), and $\langle \sigma_{\text{d}} \rangle$ is the dust cross-section. The factor 1/2 is introduced because it takes 2 hydrogen atoms to form H_2 . $\gamma \langle v_{\text{H}} \rangle$ is expected to be about $5 \times 10^4 \text{ cm s}^{-3}$ (see Hollenbach et al. 1971, and references therein). Assuming a standard distribution of dust grain sizes (Mathis et al. 1977) from 100 \AA to $0.3 \mu\text{m}$ with $\frac{dN(a)}{da} \propto a^{-3.5}$ where a is the grain radius and grains are assumed spherical, a gas-to-dust mass ratio of 140 (equivalent to 100 when He is disregarded), and a grain density of 2 g cm^{-3} , we obtain $n_{\text{d}} \langle \sigma_{\text{d}} \rangle \approx 1.4 \times 10^{-20} n_{\text{H}} \text{ cm}^2$ where $n_{\text{H}} = n_{\text{HI}} + 2n_{\text{H}_2}$. The value is sensitive to the lower limit in dust size; allowing smaller dust grains results in even higher cross-sections or, put differently, increasing the lower bound on the grain size spectrum decreases the effective dust cross-section such that the rate is lower. Since we are interested in the start of the $\text{HI} \rightarrow \text{H}_2$ conversion process, the gas can be considered to be atomic such that $n_{\text{H}} \approx n_{\text{HI}}$. Substituting into the above equation, one finds $R \approx 3.5 \times 10^{-16} n_{\text{HI}}^2 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ where n is in cm^{-3} . The corresponding time to transform 20% of the atomic hydrogen into H_2 is $t_{20\%} \approx \frac{10^7}{n_{\text{HI}}}$ years. In the outer regions of spiral galaxies the gas-to-dust mass ratio may be somewhat lower, reducing the number of H-grain collisions, but calculations with non-spherical grains will

Table 4. From our assessment of the literature, this is the entire sample of dwarf galaxies with reliable published detections both in CO and H α . Distances are from Mateo (1998) for local group galaxies, from Israel (1988) for NGC 1569, and from Hunter et al. (1993) for NGC 4214 and NGC 4449. Except for the LMC and SMC, H α data are from Hunter et al. (1993) and blue luminosities are from RC3 (de Vaucouleurs et al. 1991). The H α data from Hunter et al. (1993) has been corrected for Galactic extinction. We have looked through the ensemble of CO observations of these systems. In general, IRAM 30 meter data were preferred, followed by SEST 15 m and then the NRAO 12 m. The total fluxes (or H $_2$ masses, taking into account the $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ factor used by the authors) were converted into Jy km s $^{-1}$ and then H $_2$ mass as explained in Sect. 2. The HI masses refer – where such an estimate was possible – to roughly the areas for which CO was measured. All values have been recalculated when necessary using the distances in Col. 2.

Galaxy	Dist. Mpc	metallicity log(O/H)+12	S_{CO} Jy km s $^{-1}$	$L_{\text{H}\alpha}$ 10 39 erg s $^{-1}$	M_{mol} 10 $^6 M_{\odot}$	L_{B} 10 $^8 L_{\text{B},\odot}$	M_{HI} 10 $^8 M_{\odot}$
LMC	0.049	8.4 ⁽²⁾		26 ⁽¹¹⁾	13 ⁽¹⁾	21 ⁽³⁾	3.3 ⁽¹⁾
SMC	0.058	8.0 ⁽²⁾		4.0 ⁽¹¹⁾	1.2 ⁽⁴⁾	4.9 ⁽⁵⁾	4.3 ⁽⁴⁾
IC 10	0.825	8.2 ⁽¹⁶⁾		11	3 ⁽⁶⁾	5.7	1.5 ⁽¹²⁾
NGC 6822	0.49	8.2 ⁽¹⁶⁾	121 ⁽⁷⁾	3.7	0.3	1.6	0.6 ⁽¹³⁾
NGC 1569	2.2	8.2 ⁽¹⁷⁾	23 ⁽⁸⁾	48	1.2	12	0.7 ⁽¹⁴⁾
NGC 4214	5.4	8.2 ^(18, 19)	31 ⁽⁹⁾	26	9.7	40	19 ⁽¹⁵⁾
NGC 4449	5.4	8.6 ^(19, 20)	280 ⁽¹⁰⁾	71	88	47	9 ⁽¹⁰⁾

References are: 1 = Cohen et al. (1988) find $1.4 \times 10^8 M_{\odot}$ of molecular gas assuming $M(\text{He}) = 0.4 M(\text{H}_2)$, $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}} = 1.68 \times 10^{21}$ and $D = 55$ kpc, such that $M(\text{H}_2)$ with our distance and conversion factor is $10^8 \times (49/55)^2 \times 2/16.8 = 9.45 \times 10^6 M_{\odot}$. With our He fraction, this becomes $M_{\text{mol}} = 1.3 \times 10^7 M_{\odot}$. M_{HI} derived by taking the rough H $_2$ /HI ratio of 30% given by Cohen et al. (1988) and their H $_2$ mass of $10^8 M_{\odot}$; 2 = Dufour et al. (1982); 3 = de Vaucouleurs & Freeman (1972); 4 = Rubio et al. (1991) find $M(\text{H}_2) = 3 \times 10^7 M_{\odot}$ with $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}} = 6 \times 10^{21}$ and $D = 63$ kpc. Working backwards, $M_{\text{mol}} = 0.73^{-1} (58/63)^2 2/60 \times 3 \times 10^7 M_{\odot} = 1.16 \times 10^6 M_{\odot}$. M_{HI} derived by taking the rough H $_2$ /HI ratio of 7% given by Rubio et al. (1991) and their H $_2$ mass of $3 \times 10^7 M_{\odot}$; 5 = Bothun & Thompson (1988); 6 = Becker (1990); 7 = Israel (1997a) sum 15 positions observed with the SEST and find $I_{\text{CO}} = 6.4 \pm 1.2$ K km s $^{-1}$ on the main beam scale, yielding 121 Jy km s $^{-1}$. They note that the total CO emission of NGC 6822 may be about twice this; 8 = Taylor et al. (1998) find $I_{\text{CO}} = 0.655$ K km s $^{-1}$ on the T_{R}^* scale or 23 Jy km s $^{-1}$ for the cited 34 Jy/K efficiency; 9 = Taylor et al. (1998) find $I_{\text{CO}} = 0.9$ K km s $^{-1}$ on the T_{R}^* scale, yielding 31 Jy km s $^{-1}$; 10 = We estimate that the sum of the CO emission observed by Hunter et al. 2000 and Hunter & Thronson (1996) corresponds to about 280 K km s $^{-1}$ (4.2 K km s $^{-1}$ by summing the eight positions in Table 1 of Hunter & Thronson 1996 at 34 Jy/K and about the same for the non-redundant positions in Hunter et al. 2000). The HI mass was determined for the same area, such that the CO/HI ratio is an upper limit because HI was detected in several positions where CO was not; 11 = Kennicutt et al. (1995), who take distances of 50 and 60 kpc for the LMC and SMC respectively; data not corrected for galactic extinction; 12 = Huchtmeier & Richter (1986). 13 = estimated from Gottesman & Weliachew (1977), for a region about 6' by 6'; 14 = Stil & Israel (priv. comm.). 15 = Melisse & Israel (1994), their source 71 of Sm sample, corrected for our assumed distance but covers a much larger area than the CO observations; 16 = Mateo (1998); 17 = Kobulnicky & Skillman (1997); 18 = Kobulnicky & Skillman (1996); 19 = Hunter et al. (1982), who find $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.6$ for NGC 4214 and NGC 4449; 20 = Talent (thesis in 1980), cited by Hunter & Thronson (1996), finds $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.3$ for NGC 4449.

tend to produce higher dust cross-sections. The most sensitive parameter is the size of small dust grains.

$t_{20\%}$ is an appropriate indicator because most of the HI gas is still in atomic form, with 20% being a typical H $_2$ fraction. The HI will become molecular in the densest parts, staying atomic in less dense regions. The timescale for the HI \rightarrow H $_2$ conversion is thus much shorter than the other galaxy interaction and formation timescales, of order Myr for typical densities (after some contraction) of $n_{\text{H}} \gtrsim 10$ cm $^{-3}$. The HI \rightarrow H $_2$ conversion is thus not able to slow down the gravitational collapse.

The average HI column density is probably not very relevant in and of itself. Rather, once the surrounding material is gravitationally contracting, the HI clouds come closer together and provoke the transformation of HI

into H $_2$, which is what allows star formation to proceed. This is what we see in the TDGs. An interesting counterexample is the western tidal arm (or tail) of NGC 2782. It clearly stems from NGC 2782 and is very HI-rich with many condensations with average column densities of $N_{\text{HI}} \sim 10^{21}$ cm $^{-2}$ over regions several kpc in size (Table 4 of Smith 1994). The HI is accompanied by a weak cospatial stellar plume of surface brightness about $\mu_{\text{B}} \sim 25$ (Smith 1991) or perhaps slightly weaker (from comparison with Jogee et al. 1998). Neither we nor Smith et al. (1999) detected CO despite the high HI column densities and the presence of disk stars.

NGC 2782 has no single big (TDG-sized) HI condensation at the end of the western tidal tail and indeed the lack of CO provides a coherent picture: the HI here is not

condensing because the tail is not gravitationally bound and thus H_2 is not forming so star formation has not started. In fact, the interaction has certainly added some energy to the tail so we expect that the clouds may separate further. In the cases where CO is detected, the large (TDG) scale is gravitationally bound and even though large amounts of H_2 do not form in the outer disks of spirals, H_2 forms here because the HI clouds become closer to each other with time, pushing them to form H_2 . At any rate, the western tail of NGC 2782 is straightforward observational evidence that CO is *not* brought out of spiral disks.

4.3. Evolution and morphology

Assuming TDGs are not short-lived objects, they condense from the tidal tail, the unbound parts of which slowly separate from the TDG. TDGs can then be arranged in a morphological evolutionary sequence which follows (a) their degree of detachment from the tidal tail, which can be roughly defined as the density enhancement with respect to the tidal tail, and (b) the compactness of the object, which is a measure of the degree of condensation of the gas (stars are non-dissipative so the old stellar population, if present, will not “condense”). The classification (evolved, intermediate, young) is simple for a number of objects. Arp 105S is clearly very compact and, at the opposite end, NGC 4038S and NGC 4676N are only just condensing from the tidal tail, being non-compact and with only a small density (light or HI) enhancement with respect to the tail. NGC 7252W is clearly more enhanced and compact than either NGC 4038S or NGC 4676N but nothing like Arp 105S. The same is true for the much more massive Arp 245N. For the NGC 5291 TDGs the stellar enhancement is total and the HI enhanced by a factor of a few, although it is still extended; they are clearly more evolved by these criteria than Arp 245N. NGC 7319E is not currently classifiable because we do not know whether it belongs to an extended optical structure or not. The sequence represents evolution, not necessarily age; simulations show, for example, that the NGC 7252 merger is much older than the Arp 245 interaction (Hibbard & Mihos 1995; Duc et al. 2000).

The conversion of HI into H_2 during contraction suggests that the H_2 to HI mass ratio may also be a tracer of evolutionary state. While a real starburst may blow the gas out of a small galaxy, the $H\alpha$ luminosities do not suggest that this is the case for the TDGs here. In Fig. 9 we plot the molecular-to-atomic gas mass ratio as a function of class, where increasing class indicates less evolved objects. Within the criteria defined in the preceding paragraph, objects can be moved around somewhat but the main subjectivity is where the NGC 5291 TDGs are placed between Arp 105S and Arp 245N, showing in all cases that the two evolutionary tracers behave in a similar fashion. That no known objects occupy the up-

per right part of the figure is further evidence that the H_2 (or CO) does not come from pre-existing clouds in spiral disks but rather formed in a contracting object. New high-resolution VLA HI and Fabry-Perot $H\alpha$ data should allow subtraction of the tail contribution and enable dynamical, and not purely morphological, criteria to be taken into account (work in progress). We will then be able to check and quantify the qualitative evolutionary sequence proposed here.

4.4. Other scenarios

In the disks of spiral galaxies, the HI emission is typically very extended, reaching 1.5–3 times the optical radius, whereas the CO emission is from well within the optical disk. At the scales sampled by the CO and HI observations, 1–10 kpc, the CO is detected at the HI column density peak and shares (see spectra) the same kinematics in terms of observed line velocity and width. In this context, given the greatly differing CO and HI emission distributions in spiral galaxies, the molecular gas which we detect has not come from the CO-rich inner parts of the parent spiral disks. The other possibilities are that (1) diffuse molecular gas containing CO but not detected in emission in spirals is present in the outer disk and that this gas is projected out of the spiral with the HI and some stars and becomes denser as the TDG forms, becoming visible in CO; or (2) that very low-metallicity H_2 is present in the outer disks of spirals (Pfenniger et al. 1994) in large quantities (Pfenniger & Combes 1994) and, once in the TDG, forms stars and the CO is detected only after sufficient enrichment of the gas.

4.4.1. Diffuse molecular gas from parent spirals

The CO brightness of galaxies decreases strongly at large galactocentric radii to the point that CO emission is not detected at or beyond the optical radii of external galaxies (García-Burillo et al. 1992; Neininger et al. 1996; Braine et al. 1997). Could there be a substantial reservoir of diffuse molecular gas present at large radii but nearly undetectable in emission?

At CO column densities of a few 10^{14} cm^{-2} , CO becomes self-shielding and starts to approach its normal abundance in molecular clouds (Liszt & Lucas 1998). This corresponds to typical H_2 column densities of several 10^{20} cm^{-2} . Depending on the size (i.e. density) of the cloud, this is close to the atomic – molecular gas transition. From absorption measurements toward stars, when the total hydrogen column density ($N_H + 2N_{H_2}$) is of order a few 10^{20} cm^{-2} or less, the molecular hydrogen fraction is very small (Federman et al. 1979). This means that if the gas is dense enough to form molecular clouds, it is also dense enough to have a normal CO content. *The molecular*

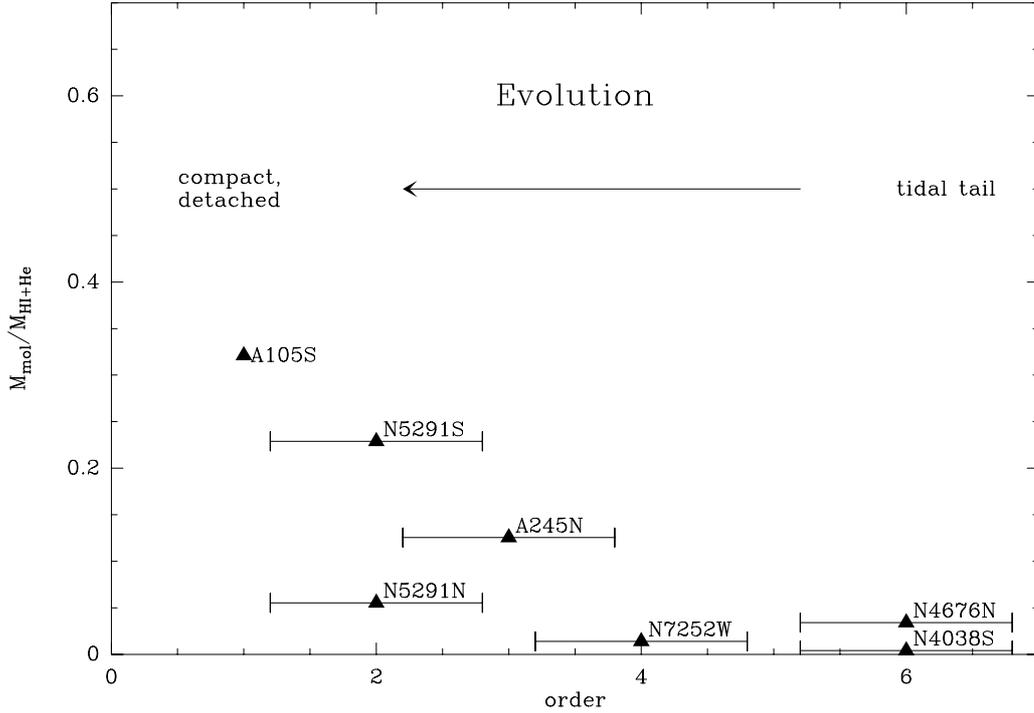


Fig. 9. Comparison of the H_2/HI mass ratio with the evolutionary order of the TDGs. NGC 7319E was not included due to its unclear morphology (see Fig. 6). The single non-detection, IC 1182E, was also left out. The errorbars indicate the uncertainty in the evolutionary order based on the criteria described in the text. The source names are to the right of their positions.

gas we observe in TDGs is not drawn from pre-collision diffuse molecular gas.

The observations of molecules, particularly CO, in emission and absorption towards quasars by Liszt & Lucas (1998 and earlier) have shown that CO is detected in emission in virtually all cases. This shows that there is not a substantial population of molecular clouds in the Galaxy where the CO is present but too cold ($T \lesssim 6$ K) to be detected in emission. The CO emission in TDGs therefore does not come from cold molecular clouds heated through the collision. We have no cases of clouds capable of hiding a substantial molecular gas mass through low CO emission.

Molecular gas detected by UV absorption in the Galactic thick disk (or lower halo) at roughly the solar circle has extremely low column densities and high ionization fractions (e.g. Richter et al. 2001). It clearly cannot play a role here.

It has been suggested that in low-metallicity environments like the LMC diffuse H_2 could be present without CO (in emission or absorption), which would be photodissociated (Israel 1997b). The lower metallicity would allow H_2 to become self-shielding at lower column densities than the CO. A similar picture was proposed by Madden et al. (1997) to explain the CII intensities observed in IC 10. Such schemes may be realistic in strong radiation fields, where small dense CO-emitting clumps are surrounded by larger masses of diffuse molecular gas

in which CO is photodissociated, but certainly not in the outer parts of a spiral galaxy. In the low ambient radiation fields in the outer parts of spirals there is no indication that CO emission is from a reduced portion of the molecular cloud. This can be simply seen as the competition between the metallicity gradient in spiral disks, of order 0.2 dex per disk scale length (see Table 3 of Zaritsky et al. 1994) and the brightness gradient, 0.43 dex per disk scale length. Only when the metallicity decreases by close to an order of magnitude such that the CO(1-0) line becomes optically thin will H_2 be efficiently hidden from CO observations in spiral disks (Wolfire et al. 1993; Braine et al. 1997).

4.4.2. Rapid enrichment of molecular gas through star formation

Star formation is occurring in many dwarf galaxies of sizes comparable to TDGs (Taylor et al. 1998; Hunter et al. 1993) at rates at least as high as in our TDG sample. Were star formation capable of enriching gas sufficiently to render the CO emission as strong as in TDGs, many blue dwarf galaxies would emit very strong CO lines. As examples, NGC 1569 and NGC 4449 have star formation rates of about 0.6 and 0.9 $M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (Table 4, Eq. (5)) and have presumably been forming stars for a period at

least as long as in the TDGs yet their metallicities and CO luminosities are substantially lower than in TDGs.

CO is detected in the M 81 group tidal debris (in IMC, Brouillet et al. 1992), where no star formation nor detected old stellar population is present so clearly no post-interaction enrichment has taken place. This is confirmed by the presence of detectable ^{13}CO in IMC1 (work in progress) which is chiefly synthesized in evolved stars of intermediate masses (Wheeler et al. 1989). That TDGs share a roughly common metallicity (Duc et al. 2000) regardless of luminosity suggests that the material is globally enriched such that as the post-interaction star formation is inefficient at increasing the metallicity, the metallicity stays at its original spiral-disk level.

5. CO linewidths and Tidal Dwarf Galaxy masses

While data are still sparse, we believe there is a correlation between CO line widths and mass indicators. Because CO is found in the condensed parts of TDGs, it is a better mass indicator than the HI linewidth, for which the contribution of the tidal tails or other unbound material (not TDG) cannot be easily assessed. Clearly, a regular HI (or CO) rotation curve would be extremely useful and convincing as a measure of mass. So far, regular rotation curves have not been observed in TDGs although velocity gradients, possibly rotation, in the ionized gas have been detected (Duc & Mirabel 1998).

In order to trace the mass of a system, the material used as a tracer must be (a) gravitationally bound and (b) roughly as extended (or more) as the mass distribution. We believe that CO fulfills these conditions for TDGs. The fact that the CO is found where the HI column density is high, and that it formed from the condensation of the HI, is good evidence for condition *a*. The second condition is more problematic given the large distance and small angular size of most of our sources but nonetheless several considerations lead us to think it is justified. The only extended TDGs, with respect to the resolution of our observations, are NGC 4038S and Arp 245N. Arp 245N is roughly as extended in CO as at other wavelengths; NGC 4038S was only observed at one position. No abundance gradient has been detected or is expected in current TDGs so one may reasonably expect CO to be visible wherever HI has condensed into H_2 . Many dwarf galaxies have very extended HI distributions, up to several times the size of their optical extent. In TDGs, the evidence points to relatively co-spatial dense gas and old stellar populations although the relative distributions in the parent disk and collision parameters condition the mass ratio. The diffuse, unbound, HI in tidal tails is unlikely to form H_2 so the molecular component should yield a complete but less confused picture of the dynamics. Possibly for the reason suggested in Sect. 6, dwarf galaxies have rather dense dark matter (DM) haloes, such that they have a discernible dynamical influence even within the

Table 5. CO linewidths of detected TDGs. ΔV is full width at half maximum. R (Col. 4) is half the CO beamsize except for Arp 245N where R is estimated to be $27''$ and NGC 4676N where R is taken to be $21''$ (half the extent of the observed region). NGC 4676N is still a tidal tail and the L_B and $M(\text{HI})$ values are for the whole North tail. The : indicates an uncertain value – both the CO(2–1) and HI line widths are lower than the CO(1–0) width for NGC 5291N.

TDG	ΔV_{CO} km s $^{-1}$	Luminosity $10^8 L_{B,\odot}$	$R\Delta V^2/G$ $10^8 M_\odot$	M_{HI} $10^8 M_\odot$
Arp 105S	35	9.0 ^a	17	5 ^b
Arp 245N	49	9.2 ^c	22.6	9 ^c
NGC 7252W	12	1.2 ^d	0.6	10: ^e
NGC 4038S	8	0.8 ^f	0.1	3 ^g
NGC 5291N	130:	4.7 ^h	243	25 ⁱ
NGC 5291S	70	2.2 ^h	70	9 ⁱ
NGC 7319E	30	1.0 ^j	10	9 ^k
NGC 4676N	45	66 ^l	43	22 ^m

References: *a*: Duc & Mirabel (1994); *b*: Duc et al. (1997); *c*: Duc et al. (2000); *d*: Duc (1995); *e*: estimated from Hibbard et al. (1994); *f*: estimated from Mirabel et al. (1992) using $B - V = 0.2$ as for both NGC 7252 TDGs; *g*: estimated from van der Hulst (1979); *h*: Duc & Mirabel (1998); *i*: Duc & Mirabel (1998); estimated from Malphrus et al. (1997); *j*: Xu et al. (1999); *k*: estimated from Shostak et al. (1984); *l*: this paper; *m*: estimated from Hibbard & van Gorkom (1996).

optically bright regions (Côté et al. 2000). The old stellar population of TDGs varies greatly but is in general quite dim, furthering the expectation that were DM present in TDGs, we would see it in the gas dynamics.

In Table 5 we give the line widths of the detected TDGs, their blue luminosities, the so-called “Virial masses” $M_{\text{vir}} \approx R\Delta V^2/G$, and HI masses and the same are plotted in Fig. 10. The apparent, although very rough, correlation is an indication that the line widths are indeed related to mass, analogous to the Tully-Fisher relation for spirals. We infer this principally from the unpopulated lower right (high mass, low linewidth) and upper left (low mass, high linewidth) corners of the panels. In turn, this implies that (a) the objects are kinematically distinct from the parent galaxies and (b) the linewidths can be used as an indicator of mass. We say indicator of mass as opposed to measure of mass because of the great uncertainties, factor 2 or more, in the geometry as well as in the degree of relaxation of the objects. The uncertainty is not symmetric, however, as lines can be widened more easily than narrowed. Low values of $R\Delta V^2/M_\odot G$ are thus significant.

Figure 10 shows the variation of the “Virial mass” with total gas mass, molecular gas mass, Blue luminosity, and our best estimate of the total mass. Tidal features are not a homogeneous class – some have virtually no pre-existing stellar component (e.g. NGC 5291N) while others (e.g.

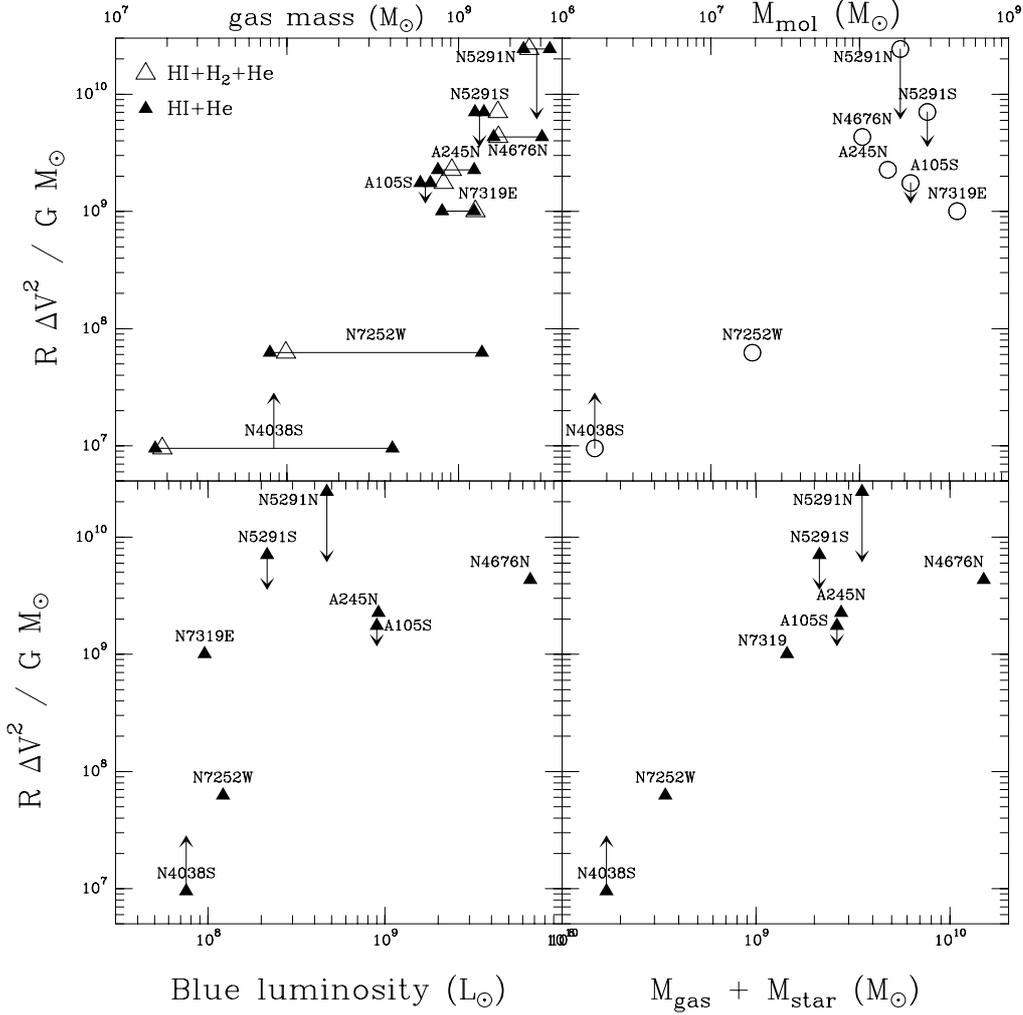


Fig. 10. Virial masses derived from CO line widths as a function of HI and total gas mass (top left), H₂ mass (top right), Blue luminosity (lower left), and a combination of all of the above. Ordinate axis expresses the Virial masses as $R\Delta V^2/G$. In the first panel the dark triangles joined by a line represent the HI masses within the area observed in CO and total HI masses. Open triangles give total gas masses within the CO beam(s) – these are dominated by the HI. An idea of the uncertainty and whether the value is an overestimate or underestimate is given by the presence of arrow. A downward arrow is caused by a beam which is large compared to the source size – such that $R_{\text{TDG}} < R_{\text{beam}}$ (Arp 105S, NGC 5291S, NGC 5291N) – or that ΔV is likely an overestimate (NGC 5291N). NGC 4038S is larger than the beam but only one position was measured – hence the up arrow. The position of the end of the arrow is our best estimate, based on source size or line widths in other lines, of where the point should really be placed in the figure.

Arp 245N) have a significant contribution from disk stars. To take this into account, we tried to sum the masses of the gaseous and stellar components in the last panel and indeed the trend shows a smaller dispersion. Although the mass to light ratio, M/L_B , certainly varies within the sample we chose a ratio of $M/L_B = 2M/L_{B,\odot}$, midway between that of young and evolved stellar populations.

The “Virial masses” of the sample span a larger range than the gas + star masses. Some of this may be due to the uncertain line width of NGC 5291N. Given the uncertainties in line widths and geometry it is too early to make definite statements but so far no dark matter is required to explain the observed CO line widths. It will

be interesting to see whether this remains true when more objects and more precise measurements are available.

If indeed TDGs do not contain DM, then

- they are the only DM-free galaxies identified so far;
- DM is found in the haloes of spiral galaxies;
- TDGs are not representative of the population of Dwarf Galaxies with measured rotation curves as these are quite DM-rich.

6. Conclusions

We report the second series of CO detections in Tidal Dwarf Galaxies, raising the number of detections from two to eight and showing that molecular gas is abundant in

these objects. The molecular gas is formed from the condensing atomic gas, which in turn condenses to form stars, responsible for the $H\alpha$ emission observed. The CO/ $H\alpha$ flux ratio, akin to a gas consumption time, is much higher than in “standard” dwarf galaxies and about the same as what is found in spiral galaxies despite the very different environments.

A correlation is present between the dynamical masses, determined from the sizes and CO line widths, and mass estimators like HI mass and optical luminosity. In addition to the fact that CO is found where the HI column density is high, and thus most likely to be gravitationally bound, the mass-linewidth correlation reinforces the idea that the CO emission comes from a gravitationally bound entity. Comparing the dynamical masses with estimates of the gas+stellar mass reveals no need for dark matter. The uncertainties linked to the small sizes of the objects, observational noise, and particularly the unknown geometry, do not enable us to firmly exclude the presence of dark matter, although with the current sample of eight objects it appears increasingly unlikely that large quantities of DM are present. Large quantities of DM are not expected to be present in TDGs if the DM in spiral galaxies is found in haloes.

Our tentative conclusion that TDGs contain little or no dark matter strongly implies that most dwarf galaxies are *not* old TDGs. This can be understood in the CDM hierarchical structure formation framework (e.g., White & Rees 1978; Kauffmann et al. 1993) where concentrations merge to form larger and larger systems, becoming full-fledged galaxies. This process continues to the present but collisions become much less frequent with time due to the decreasing galaxy density (expansion of the universe). Non-tidal dwarf galaxies formed on average at higher redshift in this picture and thus have more concentrated dark matter haloes than spirals. Hierarchical clustering thus reproduces an important observation: that larger galaxies require less dark matter within the optically visible part (Casertano & van Gorkom 1991). Our results fit into this picture.

Acknowledgements. We would like to thank John Hibbard for providing HI column density maps and individual spectra for the NGC 4676, NGC 4038S, and NGC 7252 systems and Caroline Simpson for the NGC 5291 HI data cube. We thank Jorge Iglesias-Páramo and Jose Vilchez for providing the optical images of IC 1182 before their publication. E. B. gratefully acknowledges financial support from CONACyT (project 27606-E). Thanks are also due to the referee, Christine Wilson, for the time she spent going over the paper, spotting some errors and pushing us to sharpen our arguments.

This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

Appendix A: other cases of molecular gas outside of spiral disks

Several examples of molecular gas being detected in “non-traditional” places have been reported in the literature. We describe them briefly below.

M 81 – IMC 1 & 2: The first intergalactic molecular clouds (hence the name IMC) were discovered by Brouillet et al. (1992) as part of the M 81 group tidal material. So far, no stellar emission has been detected from this object (Henkel et al. 1993). A similar object was recently found by Walter & Heithausen (1999) near NGC 3077 in the same group, again with no sign of a stellar component. These objects may well be small “future TDGs”, using the definition of a TDG as containing a stellar component. Like our sources, the molecular gas is found at the HI column density peak and must have formed from the atomic gas.

NGC 4438: In this HI poor galaxy near the center of the Virgo cluster Combes et al. (1988) detected large quantities of molecular gas significantly out of the plane of the spiral disk. They suggest the material was torn out of the disk in molecular form, along with some stars, through an interaction with nearby NGC 4435. Little HI is present so $HI \rightarrow H_2$ conversion appears very unlikely.

NGC 660: Combes et al. (1992) detected CO in the polar ring near the HI maxima. Given the size of the ring, the CO is likely to have been formed from the HI. Nonetheless, the result of a major fusion, producing a polar ring, is a rather confused object so we chose not to include it in our sample.

NGC 2782 (Arp 215): Smith et al. (1999) detected CO in what appears to be the base of the eastern tidal tail. The tail seems dynamically separate from the main galaxy but interpretation of the CO emission requires much higher angular resolution.

NGC 5128 (Centaurus A): Molecular gas was recently detected by Charmandaris et al. (2000) in the gaseous shells of Centaurus A, a galaxy which also contains several stellar shells. It is widely accepted that the formation mechanism for stellar shells can result from a minor merger (Quinn 1984; Dupraz & Combes 1987) while the details of the dynamical behavior of the gaseous component in minor mergers is still an open issue. Since TDGs seem to form as a result of major interactions/mergers and Centaurus A is a rather unique object so far, we do not include it in our sample.

UGC 12914/5: We have mapped CO(1–0) and CO(2–1) in the bridge linking the two spirals (work in progress). Given the collision (Condon et al. 1993; Jarrett et al. 1999), it is quite possible the molecular gas was taken out of the inner parts of the spiral(s) in molecular form, closer to the situation in NGC 4438 than in TDGs.

Table B.1. CO(1–0) fluxes and estimated molecular gas masses in the centers of the observed systems. The actual spectra are shown in the figures given in Col. 5. The galaxy classification (morphological type in Col. 2) is only a rough indication of their properties given the changes induced by the tidal forces. The first type given comes from the RC3 catalog (de Vaucouleurs et al. 1991) and the others from the references below. NGC 7252 was also observed at lower resolution by Dupraz et al. (1990). For IC 1182, as this object is resolved, we give first the central flux and M_{mol} followed by our estimate of the total based on the CO spectra shown in the figure.

Galaxy	type	S_{CO} Jy km s ⁻¹	M_{mol} 10 ⁹ M_{\odot}	Fig.
NGC 2992	Sa, Sa? ^a	137	1.4	3
NGC 2993	Sa, Sa? ^a	132	1.4	3
NGC 5291	E, E? ^a	48	1.7	2
NGC 4676a	S0, Sa ^b	59	5.1	5
NGC 7252	S0, E-S0 ^a	82	3.6	3
IC 1182	S0-a	25, 35	5, 7	7

^a Prugniel & Héraudeau (1998); ^b Karachentsev (1987).

Appendix B: Molecular gas in the galactic centers

To our knowledge no CO observations of the main galaxies in several of these systems has been published and in others only lower resolution data is available. The same fairly standard factor $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}(1-0)} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ has been used as for the TDGs. We give CO(1–0) fluxes and estimated molecular gas masses for the central 22'' of these galaxies in Table B.1. All spectra are shown in the figures whose numbers are in Col. 5.

References

Arnault, P., Kunth, D., Casoli, F., & Combes, F. 1988, *A&A*, 205, 41
 Barnes, J. E., & Hernquist, L. 1992, *Nature*, 360, 715
 Becker, R. 1990, Ph.D. Thesis, University of Bonn, Germany
 Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Primack, J. R., & Rees, M. J. 1984, *Nature*, 311, 517
 Bothun, G. D., Stauffer, J. R., & Schommer, R. A. 1981, *ApJ*, 247, 42
 Bothun, G. D., & Thompson, I. B. 1988, *AJ*, 96, 877
 Braine, J., Brouillet, N., & Baudry, A. 1997, *A&A*, 318, 19
 Braine, J., Lisenfeld, U., Duc, P.-A., & Leon, S. 2000, *Nature*, 403, 867
 Brouillet, N., Henkel, C., & Baudry, A. 1992, *A&A*, 262, L5
 Casertano, S., & van Gorkom, J. H. 1991, *AJ*, 101, 1231
 Charmandaris, V., Combes, F., & van der Hulst, J. M. 2000, *A&A*, 356, L1
 Cohen, R. S., Dame, T. M., Garay, G., Rubio, M., & Montani, J. 1988, *ApJ*, 331, L95
 Combes, F., Braine, J., Casoli, F., Gerin, M., & van Driel, W. 1992, *A&A*, 259, L65

Combes, F., Dupraz, C., Casoli, F., & Pagani, L. 1988, *A&A*, 203, 9
 Condon, J. J., Helou, G., Sanders, D. B., & Soifer, B. T. 1993, *AJ*, 105, 1730
 Côté, S., Carignan, C., & Freeman, K. C. 2000, *AJ*, 120, 3027
 de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, J. R., et al. 1991, in *Third reference catalogue of bright galaxies*
 de Vaucouleurs, G., & Freeman, K. C. 1972, *Vistas Astron.*, 14, 163
 Dickey, J. M. 1997, *AJ*, 113, 1939
 Dickman, R. L., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1986, *ApJ*, 309, 326
 Duc, P.-A. 1995, Ph.D. Thesis, Université Paris VI
 Duc, P.-A., Brinks, E., Springel, V., et al. 2000, *AJ*, 120, 1238
 Duc, P.-A., Brinks, E., Wink, J. E., & Mirabel, I. F. 1997, *A&A*, 326, 537
 Duc, P.-A., & Mirabel, I. F. 1994, *A&A*, 289, 83
 Duc, P.-A., & Mirabel, I. F. 1998, *A&A*, 333, 813
 Dufour, R. J., Shields, G. A., & Talbot, R. J. 1982, *ApJ*, 252, 461
 Dupraz, C., Casoli, F., Combes, F., & Kazes, I. 1990, *A&A*, 228, L5
 Dupraz, C., & Combes, F. 1987, *A&A*, 185, L1
 Federman, S. R., Glassgold, A. E., & Kwan, J. 1979, *ApJ*, 227, 466
 Gallagher, S. C., Charlton, J. C., Hunsberger, S. D., Zaritsky, D., & Whitmore, B. C. 2001, *AJ*, 122, 163
 Gao, Y., Lo, K., Lee, S.-W., & Lee, T.-H. 2001, *ApJ*, 548, 172
 García-Burillo, S., Guélin, M., Cernicharo, J., & Dahlem, M. 1992, *A&A*, 266, 21
 Gottesman, S. T., & Weliachew, L. 1977, *A&A*, 61, 523
 Henkel, C., Stickel, M., Salzer, J. J., et al. 1993, *A&A*, 273, L15
 Hibbard, J. E., Guhathakurta, P., van Gorkom, J. H., & Schweizer, F. 1994, *AJ*, 107, 67
 Hibbard, J. E., & Mihos, J. C. 1995, *AJ*, 110, 140
 Hibbard, J. E., & van Gorkom, J. H. 1996, *AJ*, 111, 655
 Hickson, P. 1982, *ApJ*, 255, 382
 Hollenbach, D. J., Werner, M. W., & Salpeter, E. E. 1971, *ApJ*, 163, 165
 Huchtmeier, W. K., & Richter, O. G. 1986, *A&AS*, 63, 323
 Hunter, D. A., & Gallagher, J. S. 1986, *PASP*, 98, 5
 Hunter, D. A., Gallagher, J. S., & Rautenkranz, D. 1982, *ApJS*, 49, 53
 Hunter, D. A., Hawley, W. N., & Gallagher, J. S. 1993, *AJ*, 106, 1797
 Hunter, D. A., & Thronson, H. A. 1996, *ApJ*, 461, 202
 Hunter, D. A., Walker, C. E., & Wilcots, E. M. 2000, *AJ*, 119, 668
 Israel, F. P. 1988, *A&A*, 194, 24
 Israel, F. P. 1997a, *A&A*, 317, 65
 Israel, F. P. 1997b, *A&A*, 328, 471
 Jarrett, T. H., Helou, G., Van Buren, D., Valjavec, E., & Condon, J. J. 1999, *AJ*, 118, 2132
 Jøgee, S., Kenney, J. D. P., & Smith, B. J. 1998, *ApJL*, 494, L185
 Karachentsev, I. 1987, Moscow Izdatel Nauka
 Kauffmann, G., White, S. D. M., & Guiderdoni, B. 1993, *MNRAS*, 264, 201
 Kennicutt, R. C. 1989, *ApJ*, 344, 685
 Kennicutt, R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
 Kennicutt, R. C., Bresolin, F., Bomans, D. J., Bothun, G. D., & Thompson, I. B. 1995, *AJ*, 109, 594

- Kobulnicky, H. A., & Skillman, E. D. 1996, *ApJ*, 471, 211
Kobulnicky, H. A., & Skillman, E. D. 1997, *ApJ*, 489, 636
Liszt, H. S., & Lucas, R. 1998, *A&A*, 339, 561
Lo, K. Y., Sargent, W. L. W., & Young, K. 1993, *AJ*, 106, 507
Madden, S. C., Poglitsch, A., Geis, N., Stacey, G. J., & Townes, C. H. 1997, *ApJ*, 483, 200
Malphrus, B., Simpson, C., Gottesman, S., & Hawarden, T. G. 1997, *AJ*, 114, 1427
Mateo, M. L. 1998, *ARA&A*, 36, 435
Mathis, J. S., Ruml, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
Melisse, J. P. M., & Israel, F. P. 1994, *A&A*, 285, 51
Mihos, J. C. 2001, *ApJ* [[astro-ph/0011131](#)]
Mirabel, I. F., Dottori, H., & Lutz, D. 1992, *A&A*, 256, L19
Neininger, N., Guélin, M., Garcia-Burillo, S., Zylka, R., & Wielebinski, R. 1996, *A&A*, 310, 725
Peebles, P. J. E. 1982, *ApJ*, 263, L1
Pfenniger, D., & Combes, F. 1994, *A&A*, 285, 94
Pfenniger, D., Combes, F., & Martinet, L. 1994, *A&A*, 285, 79
Prugniel, P., & Héraudeau, P. 1998, *A&AS*, 128, 299
Quinn, P. J. 1984, *ApJ*, 279, 596
Richter, P., Savage, B. D., Wakker, B. P., Sembach, K. R., & Kalberla, P. M. W. 2001, *ApJ*, 549, 281
Rubio, M., Garay, G., Montani, J., & Thaddeus, P. 1991, *ApJ*, 368, 173
Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243
Shostak, G. S., Allen, R. J., & Sullivan, W. T. 1984, *A&A*, 139, 15
Skillman, E. D., Kennicutt, R. C., & Hodge, P. W. 1989, *ApJ*, 347, 875
Skillman, E. D., Terlevich, R., Teuben, P. J., & van Woerden, H. 1988, *A&A*, 198, 33
Smith, B. J. 1991, *ApJ*, 378, 39
Smith, B. J. 1994, *AJ*, 107, 1695
Smith, B. J., Struck, C., Kenney, J. D. P., & Jogee, S. 1999, *AJ*, 117, 1237
Springel, V., & White, S. D. M. 1999, *MNRAS*, 307, 162
Sutton, E. C., Blake, G. A., Masson, C. R., & Phillips, T. G. 1985, *ApJS*, 58, 341
Taylor, C. L., Kobulnicky, H., & Skillman, E. D. 1998, *AJ*, 116, 2746
Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217
Turner, B. E. 1989, *ApJS*, 70, 539
van der Hulst, J. M. 1979, *A&A*, 71, 131
Walter, F., & Heithausen, A. 1999, *ApJ*, 519, L69
Weilbacher, P. M., Duc, P.-A., Fritze von Alvensleben, U., Martin, P., & Fricke, K. J. 2000, *A&A*, 358, 819
Wheeler, J. C., Sneden, C., & Truran, J. W. 1989, *ARA&A*, 27, 279
White, S. D. M., & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, 183, 341
Wolfire, M. G., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. 1993, *ApJ*, 402, 195
Xu, C., Sulentic, J. W., & Tuffs, R. 1999, *ApJ*, 512, 178
Zaritsky, D., Kennicutt, R. C., & Huchra, J. P. 1994, *ApJ*, 420, 87

A.3 La structure spirale de NGC 4414

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

The structure of the flocculent spiral galaxy NGC 4414

O. Vallejo¹, J. Braine¹, A. Baudry¹

Observatoire de Bordeaux, UMR 5804, CNRS/INSU, B.P. 89, F-33270 Floirac, France.

Received / Accepted

Abstract. Do spiral galaxies necessarily have a spiral pattern? Signs of a density wave have been found in some spirals classified as flocculent (Thornley 1996). To investigate further, we use new observations to search for long-lived spiral arms (density waves) in the flocculent spiral NGC 4414 as traced by non circular motions in the molecular gas. Earlier work concluded that persistent mass concentrations were present in NGC 4414 but we reach the opposite conclusion. High spectral and spatial resolution CO(1-0) observations with the Plateau de Bure interferometer reveal no sign of a density wave and there is no link between the weak non circular motions and the arm-like structures detected in the Near Infrared (NIR). No H₂ S(1-0) emission is detected in the disk of NGC 4414, suggesting an absence of shocks. The NIR armlets have varying pitch angles, apparently random starting points, and the HST I band observations of NGC 4414 show that most of them are alignments of smaller bright structures like star forming regions. The NIR contrast is low and there is a good correlation between armlets and star formation. We compare the flocculent NGC 4414 with the grand design spiral M 51 which has almost the same size, mass, and luminosity. The Arm/Interarm contrast stays roughly constant with galactocentric radius in NGC 4414, decreasing with the wavelength of observation, whereas it increases with radius and wavelength for M 51 and other grand design galaxies. These structural differences strengthen the idea that NGC 4414 has no persistent spiral pattern. The armlets are too big to be a single region of star formation stretched by differential rotation. The best explanation is probably that stochastic star formation propagates over larger scales, yielding the variety of pitch angles, and the differential rotation wraps these bright regions in the same direction.

Key words. Galaxies: individual: NGC 4414 – Galaxies: spiral – Galaxies: evolution – Galaxies: ISM – Galaxies: kinematics and dynamics – Galaxies: density waves

1. Introduction

Why are some spiral galaxies flocculent and others grand design? Optical and Near-Infra-Red (NIR) images of the isolated Sc spiral NGC 4414 show a flocculent structure yet (a) the spiral pattern has a very obvious direction (b) some large arm-like structures are apparent but are not organized into a coherent pattern and have rather different pitch angles (Thornley & Mundy 1997) (c) the magnetic field shows a clear and rather open spiral structure in the same direction as in the optical/NIR images (Soida et al. 2002). In this work we primarily use our sensitive data cube in the Carbon Monoxide (CO) line and our optical/NIR images of NGC 4414 (Vallejo et al. 2002) to detect non-circular (streaming) motions related to these presumably long-lived structures.

Understanding spiral structure and in particular the presence or absence of strong spiral arms was already explored in NGC 4414 by Thornley (1996) and Thornley &

Mundy (1997), who concluded that the armlets greater than 1 – 2 kpc in size were probably long-lived objects but could not explain how they persisted. In this paper we bring more sensitive and higher resolution data to search for the effects that long-lived massive structures (like density waves) would have. As part of the study, we directly compare the flocculent spiral NGC 4414 with the well-known grand design spiral M 51. Streaming motions are due to the attraction of material by massive spiral arms (i.e. true density waves and not alignments of star-forming regions) and have been detected in M 81 (Visser 1980) and M 51 (Vogel et al. 1988; Garcia-Burillo et al. 1993; Rand & Kulkarni 1990; Aalto et al. 1999). High spectral resolution is needed to accurately measure the overall (circular) velocity field and then detect perturbations due to streaming. In practice, this means using the H_I or CO lines at the highest possible spatial resolution. For flocculent spirals, with closely spaced arms or armlets, the need for spatial and spectral resolution is even greater.

Send offprint requests to: O. Vallejo, e-mail:vallejo@observ.u-bordeaux.fr

Our strategy is to subtract the axisymmetric component of the optical/NIR light distribution, creating a residual image which should then show arm regions as positive and interarm as negative. We use the Hubble Space Telescope (HST) images in the B, V, and I bands (Vallejo et al. 2002) and the K' band image provided by Thornley (1996). We also present an I-band HST image of M 51 in order to provide a direct comparison and measure the differences between NGC 4414 and M 51 at the same wavelength and resolution. The CO(1-0) data cube, tracing the velocity of the molecular gas at a resolution sufficient to distinguish "arm" and "interarm" regions, is used to generate a residual velocity field showing the departures from the overall circular rotation. If the non-circular motions are linked to the arm-like structures, there should be a relationship between the optical/NIR and velocity residual images.

CO is by far the best tracer of the dynamics of the inner part of a spiral galaxy because the dense gas is dynamically cool and very close to the plane of the disk. It does not suffer from extinction effects like $H\alpha$ and, unlike the atomic gas (HI), can be observed at high spectral and angular resolution (6.5 km.s^{-1} , 3 arcsec in our case). NGC 4414 is a useful object for study due to its extended HI, relatively strong CO emission, isolation, and high galactic latitude (such that very little galactic dust and few stars obscure our view). Flocculent spirals (those without the well-defined arm structure found in the grand design spiral M 51) are a particularly large class of galaxies, more common among isolated objects than grand design spirals, and may well represent the "normal" state of an isolated spiral galaxy. A number of papers have appeared on NGC 4414 over the last decade, describing the rich interstellar medium (Braine et al. 1993; Sakamoto 1996; Braine et al. 1997; Thornley & Mundy 1997; Braine & Hughes 1999), the structure and dynamics (Thornley 1996; Vallejo et al. 2002), or the magnetic field orientation (Soida et al. 2002). This work is part of our continuing study of NGC 4414.

In section 2 we briefly describe the Plateau de Bure, HST, and Pic du Midi observations. In Section 3 we describe how we obtain the residual images. We then search for evidence of persistent spiral structure (Sect. 4) and compare with the grand design spiral M 51 (Sect. 5).

2. Observations

The Plateau de Bure and HST data sets for NGC 4414 were first described in Vallejo et al. (2002). We summarize here our observations and concentrate on the data analysis specific to the main goals of this paper.

2.1. Plateau de Bure CO(1-0) Observations

The flocculent spiral galaxy NGC 4414 was observed with a mosaic of six fields in the CO(1-0) line with $3.28'' \times 3.00''$ resolution ($\sim 300 \text{ pc}$ at the 20 Mpc distance of the galaxy) using the Plateau de Bure interferometer run by

the Institut de Radio Astronomie Millimétrique (IRAM). The observations were made between May 1996 and April 1997. The total velocity coverage was 461.5 km.s^{-1} , from 482 km.s^{-1} to 943.5 km.s^{-1} , and we used a 6.5 km.s^{-1} channel spacing. The primary beam is $43.8''$ and the grid spacing of the 6 mosaic fields was $21''$. At the frequency of the CO(1-0) line and with a resolution of $3.28'' \times 3.00''$, a brightness temperature sensitivity of $\Delta T_B = 0.47 \text{ K}$ corresponds to 50 mJy.beam^{-1} . The rms noise in our channel maps was 10 mJy (or 0.094 K) for the natural weighting case. Beyond $45''$ from the field center the noise reaches 40 mJy per channel. The data analysis was carried out using the GILDAS software.

The velocity-integrated CO distribution in NGC 4414 is shown in Fig. 1. A central hole several hundred parsecs in radius is clearly seen followed by a strong molecular ring extending to radii of 3 – 4 kpc. At a radius of 2 kpc, the arms of even a four-armed spiral pattern would be separated by $\gtrsim 1.5 \text{ kpc}$ after taking into account the inclination of the galaxy and thus readily distinguished by our observations. While the CO and $H\alpha$ emission show roughly the same central hole and star forming ring structure, Fig. 2 shows that the individual regions are not obviously coincident.

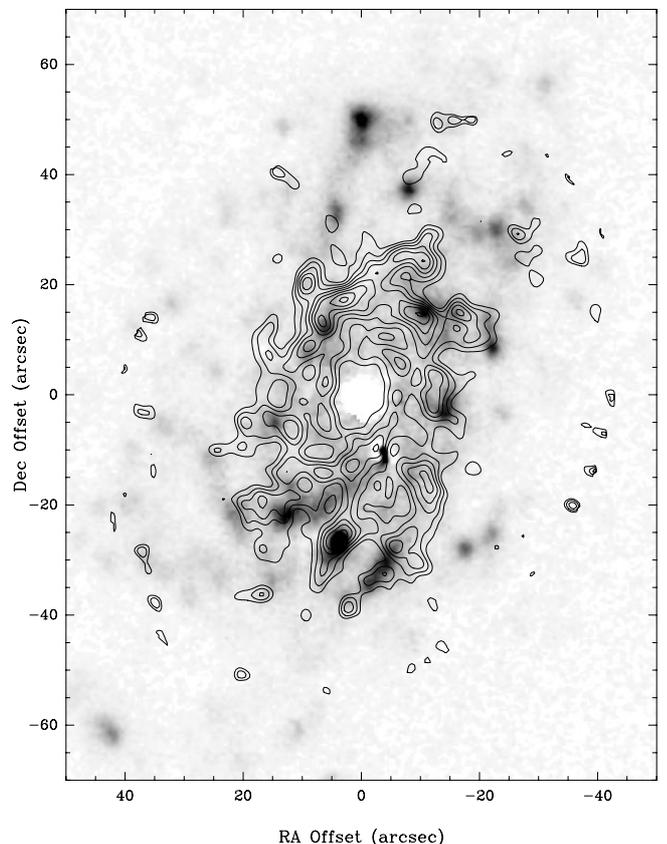


Fig. 2. CO(1-0) integrated intensity map of NGC 4414 superimposed onto the $H\alpha$ image (Pogge 1989). The CO(1-0) contour levels are the same as in Fig. 1.

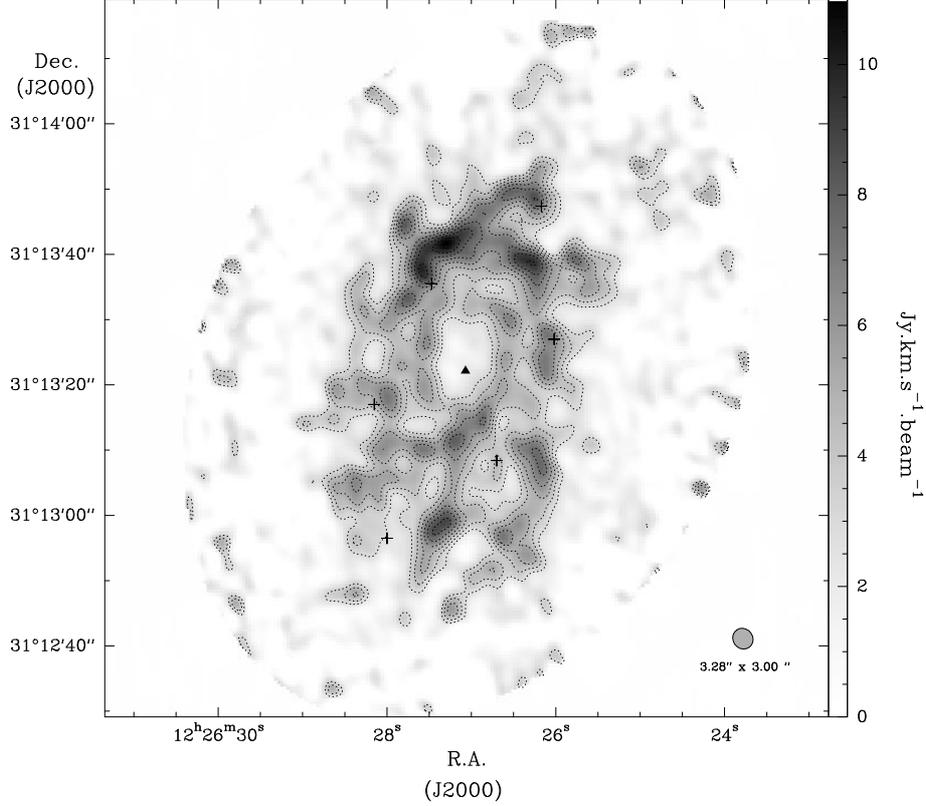


Fig. 1. CO(1-0) integrated intensity in the galaxy NGC 4414. The primary beam is $43.8''$ and the synthesized beam is $3.28'' \times 3.00''$ with a position angle of 35° , as shown in the lower right. The crosses indicate the pointing center of the six fields and the triangle indicates the dynamical center and optical maximum, $\alpha_{2000}=12^h26^m27.05^s$ and $\delta_{2000}=+31^\circ13'24.11''$. The first contour level corresponds to $3 \text{ Jy.km.s}^{-1}.\text{beam}^{-1}$ and the contour spacing is $1.1 \text{ Jy.km.s}^{-1}.\text{beam}^{-1}$. The outer parts of the map have been masked because of the increase in noise towards the field edges.

As we expect only weak streaming motions, less than about 40 km.s^{-1} , the precision of the first moment calculation (as described in Vallejo et al. (2002)) is important. In Fig. 3 we show the velocity field with a number of examples of spectra to illustrate the velocity calculation. The line shapes suggest that in most cases the random motion of molecular clouds within the beam is more important than velocity gradients or smearing in determining the line profiles. In this case, using a first moment calculation to estimate the velocity is appropriate. In Fig. 4 we show a major-axis position-velocity diagram with the rotation curve overlaid on it to illustrate the low uncertainty associated with the velocities.

2.2. HST BVI-band Observations

The data reduction of the HST observations of NGC 4414 have been detailed in our previous paper (Vallejo et al. 2002). The observations of M 51 were obtained with the HST-WFPC2 on January 1995 and July 1999 (see Table 1). Both frames are public and have been retrieved from the HST-archive. The pixel size is $0.1''$ for the WF-Chips and defines the effective resolution. The sets have combined exposure times of 700 s and 300 s. Besides the HST pipeline calibration, we used the data reduction pack-

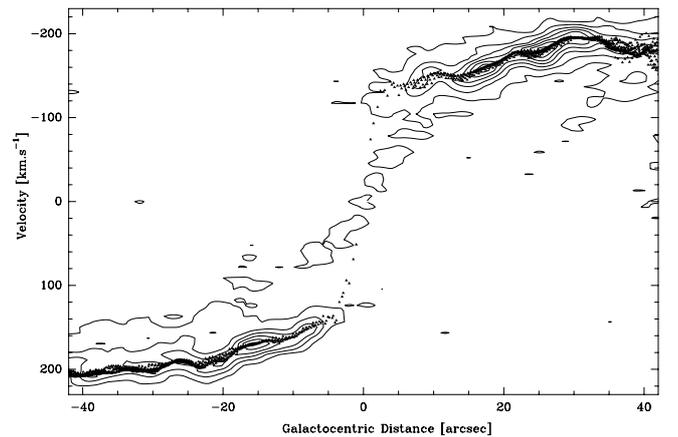


Fig. 4. Position-Velocity diagram along the major axis of NGC 4414. Contour levels are $(1,2,3,\dots,10) \times 25 \text{ mJy.beam}^{-1}$. The small black triangles show the rotation curve calculated from the first moment $\frac{\sum I_k \cdot v_k}{\sum I_k}$. The central velocity is the systemic velocity $V_{LSR} = 716 \text{ km.s}^{-1}$. Velocities are sky velocities not corrected for inclination.

age IRAF and especially the package STSDAS for further processing. High resolution observations are necessary to

distinguish between real large-scale structures and many small bright regions which, at lower resolution, might give the impression of a coherent spiral arm. We chose to use I-band observations because the longer wavelength suffers less than optical observations from extinction.

	NGC 4414		M 51	
	North	South	East	West
Obs. Date	Ap. 96	Ap. 99	Jul. 99	Jan. 95
Exp. Time (F439W)	5000 s	2080 s		
..... (F555W)	32430 s	1600 s		
..... (F814W)	10230 s	1600 s	300 s	700 s

Table 1. Dates and total observing times per filter for the galaxies NGC 4414 and M 51.

2.3. Pic du Midi NIR observations

Another way of searching for non-circular motions is to look for the shocks they might produce. The NIR H_2 lines are generally believed to trace shocks although they likely also trace PhotoDissociation Regions (PDRs) (Harrison et al. 1998). We have obtained an image of NGC 4414 in the H_2 S(1–0) line at 2.125 microns with the TBL 2meter telescope at the Pic du Midi Observatory ($\lambda = 2.125, \Delta\lambda = 0.020$). Another narrow band image outside the H_2 line was made at a neighboring wavelength ($\lambda = 2.267, \Delta\lambda = 0.053$) to subtract the continuum.

3. Residual images

3.1. Velocity residual

The main purpose of a residual image is to reveal underlying structures which are not visible in the original image. Vallejo et al. (2002) developed an axisymmetric mass model for NGC 4414 which matches the observed rotation curve quite well. In order to search for non-circular velocities, linked to a non-axisymmetric mass distribution, we subtract the model rotation curve from the velocity field at each point. This is practically the same as subtracting the observed major-axis rotation curve but has the advantage of being smoother and without random noise.

This can be seen in Fig. 5, with our estimate of the best two-armed spiral overlaid. Spectra of the deviant velocity regions are shown as examples. In most articles, the iso-velocity contour maps are used directly to look for streaming motions. In Fig. 10 we show the velocity residual image with the iso-velocity contours to illustrate that both methods work but that the residual makes the deviations more obvious.

3.2. HST I-band residual images of NGC 4414 and M 51

To better compare these two spiral galaxies, the same residual technique was used for the two I band images. First we calculate the azimuthal average for each galaxy in 0.05" steps, yielding the average brightness as a function of radius. We assumed an inclination of 55° and a P.A. of 157° for NGC 4414 (Vallejo et al. 2002), an inclination of 20° and a P.A. of 170° for M 51 (Tully 1974). The residual image as used here is the original image minus the azimuthal average image, dividing the result by the azimuthal average image. Dividing by the average allows one to see weak variations in intensity outside of the bright inner disk. Foreground stars and strong background galaxies have been excluded from the azimuthal averages by fixing a threshold value of the flux over the average value – if the value of one pixel is 6 times stronger than the average flux value at this radius, the pixel is excluded. The residual images were then projected to face-on. Because M 51 is at half the distance of NGC 4414 ($D_{M\ 51} = \frac{1}{2}D_{N\ 4414} = 9.6$ Mpc), we smoothed the residual image of M 51 with a 0.2" gaussian beam to make it directly comparable to the image of NGC 4414. The I-band images and residuals are shown in Figures 12 and 13 for NGC 4414 and M 51 respectively.

3.3. K' band residual image of NGC 4414

The residual for the K' band image (Thornley 1996) is calculated in the same way except that instead of using the direct azimuthal average, we use our axisymmetric mass model (Vallejo et al. 2002), converted to luminosity after division by a constant $\frac{M}{L_{K'}} = 0.5$. The constant mass-to-light ratio is in fact a very good approximation in the K' band for NGC 4414, although this is not true at all at optical wavelengths (Vallejo et al. 2002). After subtraction of this component from the K' image, we divided by the model to better show small fluctuations in the outer regions of the galaxy. Without this normalization, a small fluctuation in the very bright center would mask a strong fluctuation in the disk of NGC 4414. The residual image is then deprojected as above. Fig. 9 shows the K' band after the residual analysis. The three Galactic stars in the foreground are indicated as well as a very red background galaxy (see Fig. 1 in Vallejo et al. (2002)).

3.4. The H_2 S(1–0) line image

After recentering and summing the images at each wavelength, the continuum image was subtracted from the H_2 line image so as to eliminate the nucleus (which contains no gas) and the three stars. No signal was apparent in the difference image (Fig. 6a), which appears to be dominated by an imperfect flat field and a column of poor pixels. In order to improve the likelihood of detecting real emission, we smoothed the difference image by a gaussian of full width at half-maximum of 15" and then subtracted

the smoothed image from the original difference image. $15''$ corresponds to about 1.5 kpc and is thus much larger than the typical width of a spiral arm such that the procedure eliminates large-scale defects on scales well over $15''$ while leaving intact small-scale emission. This is because the pixel values are all close to zero as it is a difference image so smoothing does not spread out the powerful central emission but creates a blurry and less noisy background image.

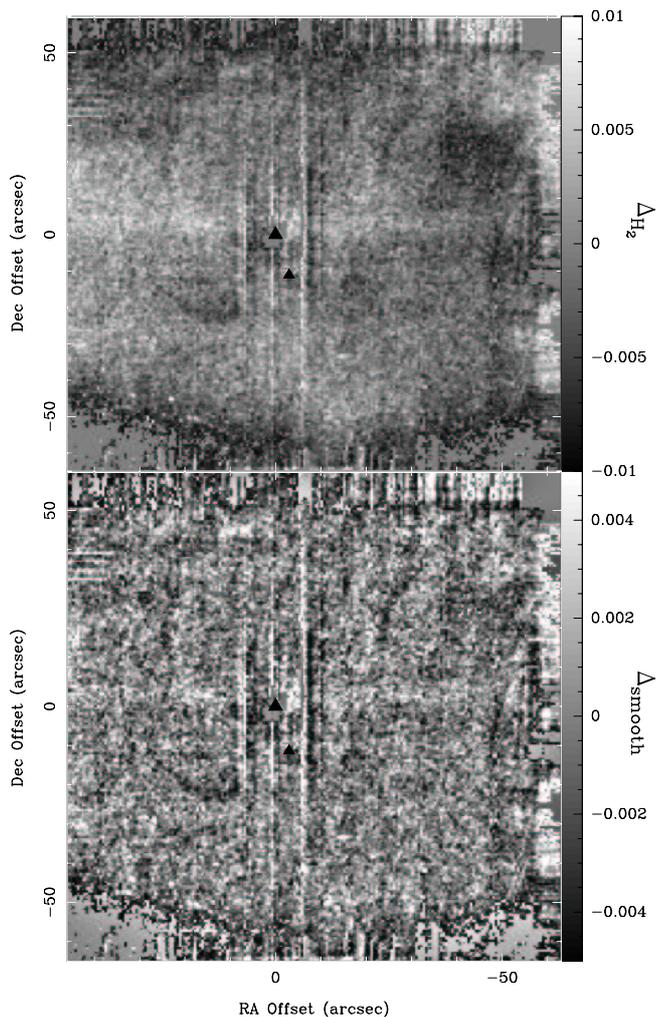


Fig. 6. (a): *Upper panel*: H_2 image of NGC 4414 from Pic du Midi observations after subtraction of the continuum K image. The bigger black triangle indicates the center of the galaxy and the smaller triangle a foreground star. (b): *Lower panel*: We smoothed the upper image by a $10''$ gaussian, then we subtract this image from the upper image.

A rather similar result was obtained by subtracting an image smoothed by a $10''$ gaussian, with slightly improved subtraction of the background. The latter image is shown in Fig. 6b. In none of the images are structures reminiscent of the velocity residual or K' or I band residual images. We also tried subtracting the Thornley (1996) K' band image from the H_2 band image and found no convincing

structures either; the subtraction of the nucleus and bright star was significantly poorer, however, although the general residual levels were quite similar.

4. Spiral pattern and large-scale structures

As also found by Thornley & Mundy (1997), no logarithmic spiral pattern fits the data, even at NIR wavelengths, because of the short length and highly varying pitch angle of the armlets. We tried different logarithmic spiral structures – a two-armed spiral pattern with a pitch angle of 23° is shown in Figs. 7 and 12, and a more complex structure with a central ring and a four-armed spiral. Whatever the pattern chosen, it was not possible to correctly fit the data. At $2.1 \mu\text{m}$, the relative intensity of the kiloparsec structures (the armlets) is low, less than 20 % (see Table 2), and the maxima correspond clearly with the regions of star formation as traced by the $H\alpha$ emission (Fig. 8a). This indicates that at least some of the K' band structure is related to recent star formation and not to concentrations of stellar mass.

The surface brightness variations of the old stellar population, traced by NIR wavelengths (Rix & Rieke 1993; Block et al. 1994), are weak except where clearly associated with star forming regions and not really compatible with the spiral density waves theory (Toomre 1977; Lin & Lau 1979). Elmegreen (1994) supposes that in flocculent spirals the arms are primarily due to young stars and not to variations in the surface mass density, old stars being largely unaffected by self propagating star formation in the differentially rotating disk. The old stellar disk looks very axisymmetric. If there were large scale variations of the surface mass density, they should have a measurable influence on the molecular gas motions.

We find no indication of non-circular motions linked to any of the spiral arm or armlet structures. Along with the link between NIR band images (K' and I) and current star formation, there is little evidence that the armlets, even if kpc in size or greater, are massive structures. The general lack of organization (highly varying pitch angles, armlet lengths, seemingly random starting points) makes it unlikely that the armlets could be persistent. The very low density enhancements associated with the armlets, the complete lack of a companion, the absence of a bar, and the very small bulge provide no means of amplifying small perturbations in order to allow them to survive. Thornley & Mundy (1997) reached the opposite conclusion but their central argument was rather that it was difficult to understand how such large structures could have formed.

The HST high resolution I-band image reveals that the armlet structures are in fact composed of smaller structures and some of these are star formation sites. There is no obvious correlation between the magnetic field spiral structure and the pitch angle or intensity of the NIR armlets (Soida et al. 2002).

The absence of H_2 S(1–0) line emission is a further suggestion that any non-circular motions are very weak. However, very few observations are available for compar-

ison. The line-to-continuum ratio R_{H_2} averaged over the narrow-band filter we used is $R_{H_2} \lesssim 10\%$, 3% , and 2% respectively at radii of $r \lesssim 40''$, $20''$, and $9''$. We have tried to assess whether these limits are significant or not by using the long-slit data published by Harrison et al. (1998) on the center of NGC 253. At radii greater than about 12 arcsec (~ 145 pc), we estimate R_{H_2} , averaged over our filter width, for NGC 253 to be about 6%. Thus, were the ratio the same as in NGC 253, we should have detected H_2 in NGC 4414. While we can say little about the origins of H_2 emission in NGC 253, shocks clearly generate very little in NGC 4414. In the merger NGC 6240, shocks are responsible for the H_2 emission (van der Werf et al. 1993).

The HST color image of the center of NGC 4414 (Astronomy Picture of the Day, <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap020403.html>) shows a striking near-side/far-side difference in that the near side is very red with dramatic dust lanes. This seems to indicate a large-scale organization which places the dust in NGC 4414 on the outer side of the bright arms such that absorption would be seen on the near side (where we look at the outer part of the spiral pattern) but not on the far side, where the observer sees the inner side of the spiral pattern. The difference was only evident in the central region covered by the high resolution PC chip of the WFPC2 camera. Dust on the outer side of the stellar spiral is in fact the reverse of what is seen in the grand design spiral M 51 (Scoville et al. 2001). Some images of other flocculent galaxies (NGC 3521, NGC 5055) seemed to partially corroborate this but not convincingly. Finally, we believe that the answer is in fact very simple: there is somewhat more dust on the near side than far side, as measured (in emission) by SCUBA 450 and $860\mu\text{m}$ images (Braine et al. 2002). The difference is not enormous and we do not believe it is necessary to explain it because it will likely disappear over the next 100 Myrs.

If the armlets are not long-lived structures, why are they so big and why has differential rotation not smeared them out with a consistently low pitch angle? One possibility is hierarchical star formation, as proposed by Elmegreen & Efremov (1996). The idea is that the star formation propagates scales of a kpc or more in Milky Way-like galaxies, giving a spiral appearance even if there are no spiral density waves. Figure 8b shows that the identified large scale structures observed in the NIR K' band result from the alignment of smaller structures, and some of them are clearly associated with star formation sites (Fig. 8a). The scenario of stochastic self-propagating star formation (Gerola & Seiden 1978; Seiden & Gerola 1979) explain well the existence of large-scale spiral features even if the propagation mechanism is not well known yet (Jungwiert & Palous 1994; Palous 1996).

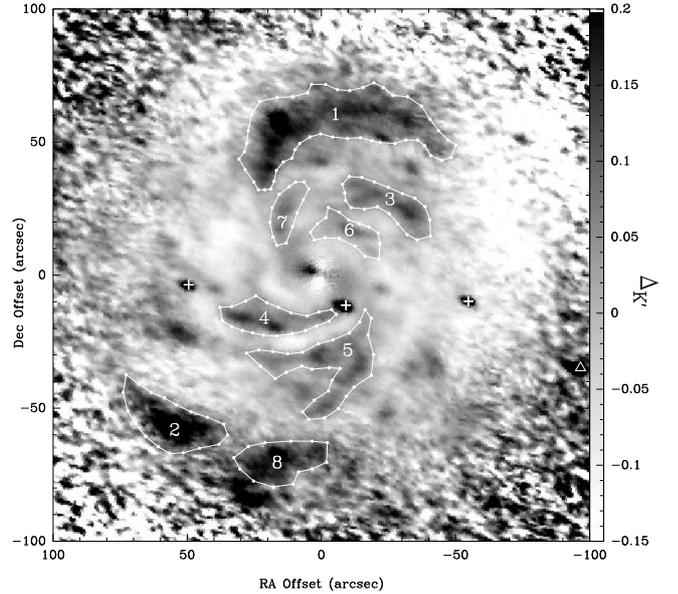


Fig. 9. Identified large scale structures from the K' band residual deprojected image. The three Galactic foreground stars are indicated by a cross, and the very red background galaxy by a triangle.

Region	Distance (")	NIR structure size (pc)	I band average overdensity	K' band average overdensity
1	61	9200	+10.4 %	+16.5 %
2	80	4100	+13.9 %	+21.2 %
3	37	2900	+08.1 %	+10.8 %
4	27	4000	+07.7 %	+09.8 %
5	34	4400	+20.8 %	+09.2 %
6	19	2500	+03.9 %	+03.7 %
7	27	2500	-07.4 %	+07.2 %
8	80	4000	+21.0 %	+23.1 %

Table 2. Average overdensity of the NIR large scale structure identified in Fig. 9, in the I and K' bands. The distance, in arcseconds, of the structure is calculated from the galactic center to the barycenter of the polygon defining the region. The size, in parsecs, is the deprojected distance between the two most distant points of the region.

5. Comparison with a grand design galaxy, M 51

Here we compare the flocculent spiral galaxy NGC 4414 to the well-studied grand design spiral M 51. The gas contents and star formation rates are quite similar so the differences can be expected to be related to the very different degree of arm definition. In both cases, good data sets are available, allowing a meaningful comparison. The spiral arms of M 51 are massive spiral arms, true density enhancements in the background stellar disk (Rix & Rieke 1993), and well correlated to the young stellar population. M 51 interacts with NGC 5195, presumably amplifying the spiral density waves in the disk of M 51, whereas

NGC 4414 is an isolated object. Table 3 gives the main properties of NGC 4414 and M 51.

Figures 12b and 13b show deprojected HST I band images at ~ 10 pc resolution of respectively NGC 4414 and M 51 with the same greyscale. The upper panels show the residual images – same band, same spatial resolution, same greyscale – with CO contours and a two-armed spiral pattern for the two galaxies. Not only is the difference in the stellar spiral structure obvious but we see that the gaseous spiral in M 51, at the distance and inclination of NGC 4414, would be detected by our CO observations (beam size about $3 \times 5''$ after deprojection).

	NGC 4414		M 51	
R.A. (J2000.0)	$12^h26^{min}27.15^s$	<i>a</i>	$13^h29^{min}52.61^s$	<i>b</i>
Dec. (J2000.0)	$+31^\circ13'24.0''$	<i>a</i>	$+47^\circ11'42.29''$	<i>b</i>
Classification	Sc		Sbc	
Distance	19.2 ± 2 Mpc	<i>a</i>	9.6 Mpc	<i>c</i>
Systemic Vel.	716 km.s^{-1}	<i>d</i>	464 km.s^{-1}	<i>e</i>
Inclin. angle	55°	<i>a</i>	20°	<i>e</i>
P.A. maj. axis	157°	<i>a</i>	170°	<i>e</i>
R_{25}	$109''$	<i>f</i>	$130''$	<i>g</i>

Table 3. NGC 4414 and M 51, general properties.

a: Vallejo et al. (2002). b: Lamers et al. (2002). c: Sandage & Tammann (1975). d: Braine et al. (1993). e: Tully (1974). f: Elmegreen et al. (2002). g: Elmegreen et al. (1989)

5.1. Streaming motions

The non circular motions of the gas in M 51 have been unambiguously attributed to spiral density-wave streaming (Tully 1974; Rydbeck et al. 1985; Vogel et al. 1988; Tilanus & Allen 1991; Vogel et al. 1993; Garcia-Burillo et al. 1993; Aalto et al. 1999). All of these works are based on the study of the gas dynamics through the HI, H α , or CO lines. Particularly from the high-resolution observations of the molecular gas, the streaming motions along the minor and major axes of M 51 are very high, 60 - 150 km.s^{-1} . Examining the iso-velocity contours and the velocity residual map of NGC 4414, we estimate that deviations of about 12 km.s^{-1} over the size of an armlet would be readily detectable, especially if there was some correspondence with stellar armlet features. This translates into about 15 km.s^{-1} in the plane of the galaxy due to the inclination, far below the streaming velocities determined for M 51.

5.2. Arm/Interarm contrast

Another measure of the spiral structure is the difference in brightness between arm and interarm regions. Few values of the arm-interarm contrast in spiral galaxies are available. Elmegreen et al. (1989) found strong arm-interarm

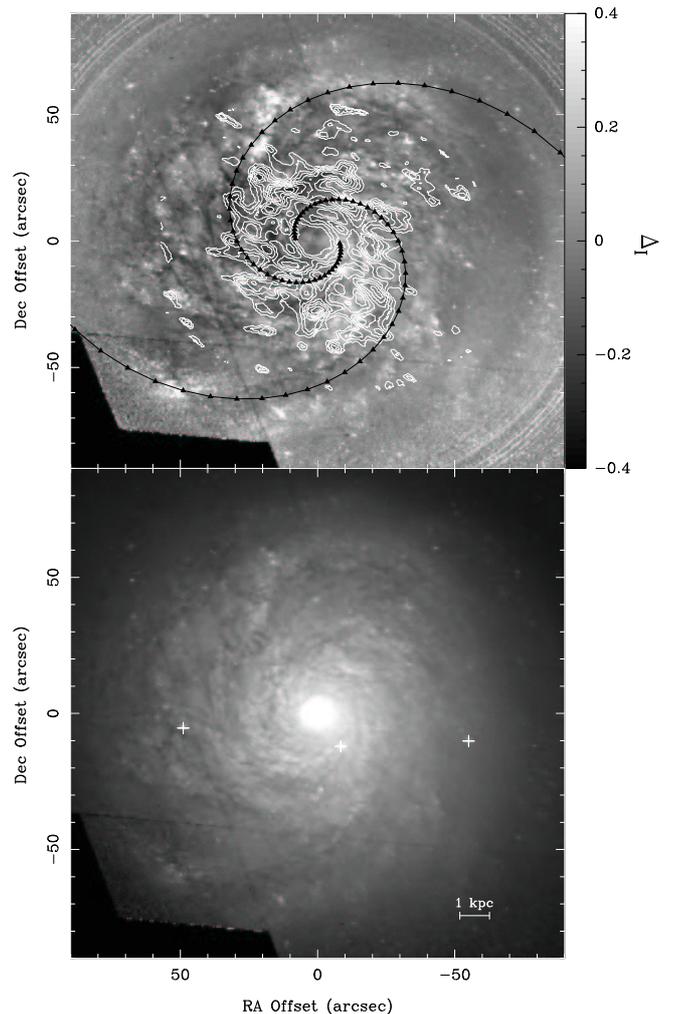


Fig. 12. (a): *Upper panel:* HST I-band residual image of NGC 4414. For NGC 4414 we deprojected assuming an inclination of 55° and a P.A. of 157° (Vallejo et al. 2002). The two-armed spiral shown has a pitch angle of 23° . CO(1-0) contours from our Plateau de Bure observations were superimposed with the same contour levels as in Fig. 1. (b): *Lower panel:* Deprojected HST I-Band image of NGC 4414. Foreground stars are indicated by a cross (3 objects).

contrasts for the grand design galaxies M 51, M 81 and M 100, increasing with the radius and reaching values higher than 2 magnitudes (Table 4). They define the arm-interarm contrast $C_{a/i}$ as the ratio between the stronger half of all of the pixels within a given radius interval in an image to the weaker half, supposed to represent the inter-arm regions. This method has the advantage of being relatively simple but the disadvantage of counting bright interarm points such as HII regions as arms and highly absorbed arm regions as interarm.

Elmegreen et al. (2002) compared the spiral arm strengths in anemic (i.e. with weak star formation) and normal spiral galaxies, they showed that the arm-interarm contrast is not a pertinent criteria for star formation activity in a spiral galaxy. NGC 4414 is a normal spiral galaxy, arm class 3, that is to say it is flocculent with

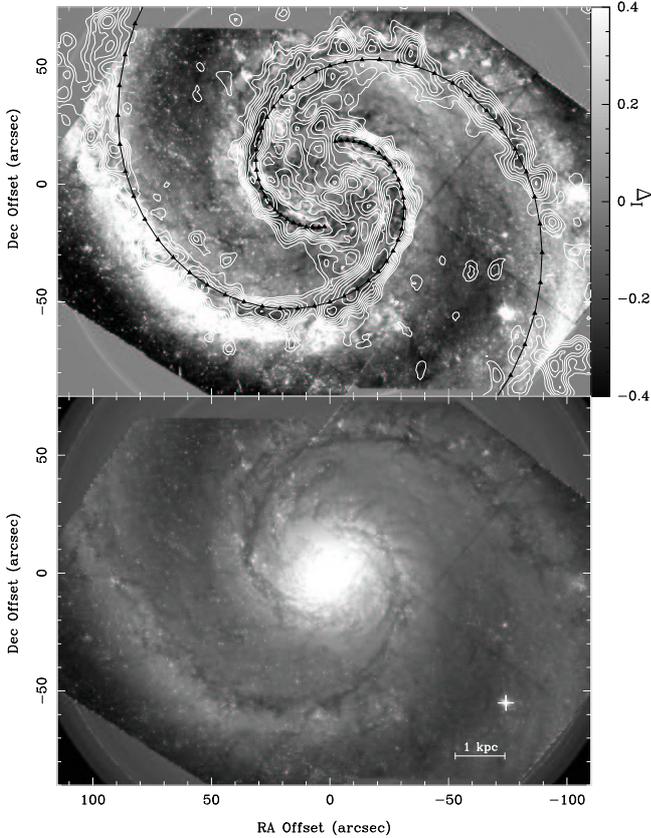


Fig. 13. (a): *Upper panel*: HST I-band residual image of M 51, smoothed to the roughly 10 pc resolution of Fig. 12. The deprojection was made assuming an inclination of 20° and a P.A. of 170° (Tully 1974). We superposed a 2 arm spiral pattern of pitch angle 18.5° (Elmegreen et al. 1989). CO(1-0) contours from the BIMA survey (Regan et al. 2001) were superimposed. (b): *Lower panel*: Deprojected HST I-Band image of M 51. There is one foreground star indicated by a cross.

fragmented arms uniformly distributed around the galactic center (Elmegreen & Elmegreen 1987). Using the same definition, we calculate $C_{a/i}$ values for NGC 4414 in various bands to compare with M 51 (Table 4).

In Fig. 14 we show that the arm-interarm contrast decreases with the wavelength, consequence of the combination of two effects, the stellar obstruction by dust and the strong contribution of bright young OB stars. In grand design spirals, the arms are redder than in flocculent galaxies so the arm-interarm contrast can then be as strong in I-band as in B-band (Elmegreen et al. 1989). The low values of $C_{a/i}$ in NGC 4414 confirm its axisymmetry. Unlike the grand design spirals where the spiral arms become much more apparent with radius (e.g. Figs. 12 and 13), $C_{a/i}$ stays rather constant with radius in NGC 4414. This further confirms the lack of arms or armlets related to spiral structure, to which persistent arms would presumably be related.

	Arm/Interarm Contrast				
	Δm_B	Δm_V	Δm_I	Δm_J	$\Delta m_{K'}$
NGC 4414	0.73 ^a	0.57 ^a	0.42 ^a	0.40 ^c	0.20 ^a
M 51	0.75 ^c		2.80 ^b		3.50 ^a

Table 4. Comparison of the arm/interarm contrast between a flocculent spiral galaxy NGC 4414 and a grand design spiral M 51. For NGC 4414 we present the average value of the arm/interarm contrast from 0.5 to 7 kpc. For M51 the value of the arm/interarm contrast is measured at 3.5 kpc.

a: This paper. b: Elmegreen et al. (1989). c: Elmegreen et al. (2002).

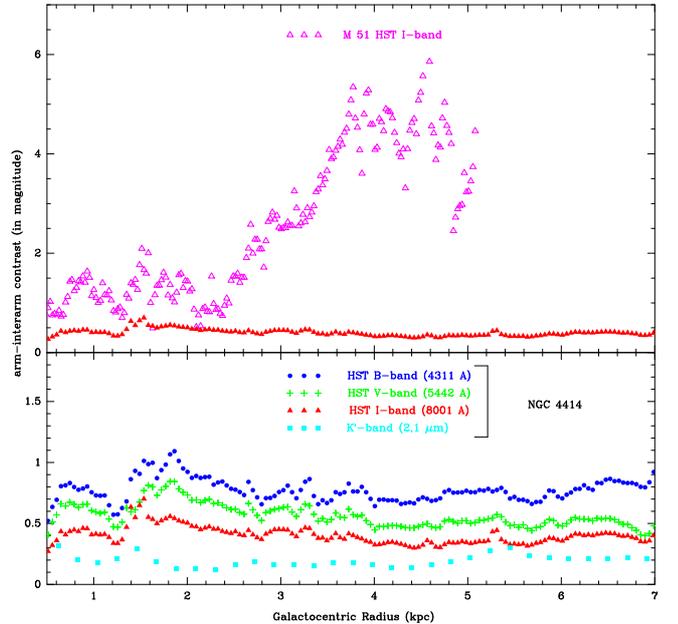


Fig. 14. (a): *Upper panel*: Comparison of the Arm/Interarm ratio in M 51 and NGC 4414, using HST I band images. (b): *Lower panel*: Arm/Interarm contrast in the galaxy NGC 4414 as a function of radius in kpc. Optical B, V and I bands are from the HST data, near infrared K' image is from Thornley (1996). The contrast is roughly constant in all wavelengths.

6. Conclusions

There is no sign of a density wave in NGC 4414. The low-level arm-like structures (armlets) are likely not long-lived and thus are not capable of generating streaming motions. NGC 4414 is then a genuinely flocculent galaxy. Observationally, no motions resembling streaming are found in the molecular gas and no H_2 S(1-0) emission is detected, indicating an absence of shocks. The armlets observed in the Near-IR are chiefly seen in regions of star formation. Although the armlets are quite large, from 1 to a few kpc, they appear randomly distributed with highly varying pitch angles.

Unlike M 51 and other grand design spirals, in which the arms become more pronounced further from the nucleus, NGC 4414 shows no increase in arm-interarm contrast with galactocentric distance. Another difference is that the contrast decreases with wavelength in NGC 4414 while, if anything, the opposite behavior is observed in M 51. We interpret these differences as confirming the intrinsic lack of persistent spiral structure in NGC 4414. The comparison with M 51 is relevant because the overall sizes, gas masses, and luminosities of NGC 4414 and M 51 are similar.

We suggest that although the armlets are much bigger than regions of star formation, they are most likely due to the effects of star formation propagating over distances of a kpc and then smeared by the differential rotation, explaining why the direction of the stellar spiral pattern is so obvious.

Acknowledgements. We would like to thank M. Thornley for providing us with her K' band image and R.W. Pogge for his H α image. We furthermore thank S. Muller for help and advice with the IRAF software package. We made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration. Based on observations made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained from the Data Archive at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555. We thank the IRAM staff for their help during the observations and for their support in the data reduction.

References

- Aalto, S., Hüttemeister, S., Scoville, N. Z., & Thaddeus, P. 1999, *ApJ*, 522, 165
- Block, D. L., Bertin, G., Stockton, A., Grosbol, P., Moorwood, A. F. M., & Peletier, R. F. 1994, *A&A*, 288, 365
- Braine, J., Brouillet, N., & Baudry, A. 1997, *A&A*, 318, 19
- Braine, J., Combes, F., & van Driel, W. 1993, *A&A*, 280, 451
- Braine, J. & Hughes, D. H. 1999, *A&A*, 344, 779
- Braine, J., Hughes, D. H., & Vallejo, O. 2002, in prep.
- Elmegreen, B. G. 1994, *ApJ*, 433, 39
- Elmegreen, B. G. & Efremov, Y. N. 1996, *ApJ*, 466, 802
- Elmegreen, B. G., Seiden, P. E., & Elmegreen, D. M. 1989, *ApJ*, 343, 602
- Elmegreen, D. M. & Elmegreen, B. G. 1987, *ApJ*, 314, 3
- Elmegreen, D. M., Elmegreen, B. G., Frogel, J. A., Eskridge, P. B., Pogge, R. W., Gallagher, A., & Iams, J. 2002, *AJ*, 124, 777
- Garcia-Burillo, S., Guélin, M., & Cernicharo, J. 1993, *A&A*, 274, 123
- Gerola, H. & Seiden, P. E. 1978, *ApJ*, 223, 129
- Harrison, A., Puxley, P., Russell, A., & Brand, P. 1998, *MNRAS*, 297, 624
- Jungwiert, B. & Palous, J. 1994, *A&A*, 287, 55
- Lamers, H. J. G. L. M., Panagia, N., Scuderi, S., Romaniello, M., Spaans, M., de Wit, W. J., & Kirshner, R. 2002, *ApJ*, 566, 818
- Lin, C. C. & Lau, Y. Y. 1979, *Studies in Applied Mathematics*, 60, 97
- Palous, J. 1996, in *IAU Symp. 169: Unsolved Problems of the Milky Way*, Vol. 169, 583–590
- Pogge, R. W. 1989, *ApJS*, 71, 433
- Rand, R. J. & Kulkarni, S. R. 1990, *ApJ*, 349, L43
- Regan, M. W., Thornley, M. D., Helfer, T. T., Sheth, K., Wong, T., Vogel, S. N., Blitz, L., & Bock, D. C.-J. 2001, *ApJ*, 561, 218
- Rix, H. & Rieke, M. J. 1993, *ApJ*, 418, 123
- Rydbeck, G., Hjalmarson, A., & Rydbeck, O. E. H. 1985, *A&A*, 144, 282
- Sakamoto, K. 1996, *ApJ*, 471, 173
- Sandage, A. & Tammann, G. A. 1975, *ApJ*, 196, 313
- Scoville, N. Z., Polletta, M., Ewald, S., Stolovy, S. R., Thompson, R., & Rieke, M. 2001, *AJ*, 122, 3017
- Seiden, P. E. & Gerola, H. 1979, *ApJ*, 233, 56
- Soida, M., Beck, R., Urbanik, M., & Braine, J. 2002, *A&A*, 394, 47
- Thornley, M. D. 1996, *ApJL*, 469, L45
- Thornley, M. D. & Mundy, L. G. 1997, *ApJ*, 490, 682
- Tilanus, R. P. J. & Allen, R. J. 1991, *A&A*, 244, 8
- Toomre, A. 1977, in *The Evolution of Galaxies and Stellar Populations*, ed. B. M. Tinsley & R. B. Larson (New Haven: Yale University Observatory), 401
- Tully, R. B. 1974, *ApJs*, 27, 437
- Vallejo, O., Braine, J., & Baudry, A. 2002, *A&A*, 387, 429
- van der Werf, P. P., Genzel, R., Krabbe, A., Blietz, M., Lutz, D., Drapatz, S., Ward, M. J., & Forbes, D. A. 1993, *ApJ*, 405, 522
- Visser, H. C. D. 1980, *A&A*, 88, 159
- Vogel, S. N., Kulkarni, S. R., & Scoville, N. Z. 1988, *Nature*, 334, 402
- Vogel, S. N., Rand, R. J., Gruendl, R. A., & Teuben, P. J. 1993, *PASP*, 105, 666

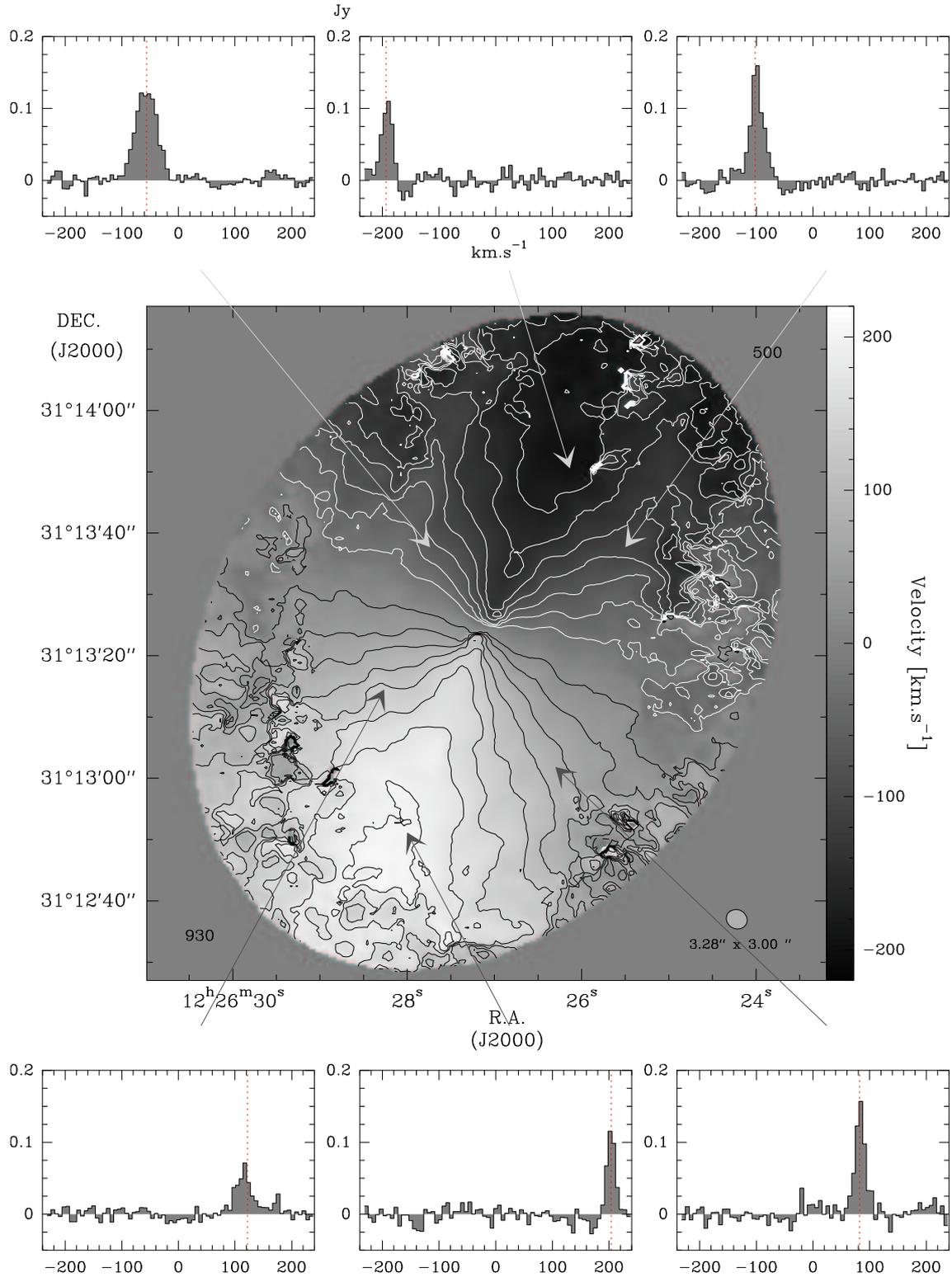


Fig. 3. Velocity field of NGC 4414 from the CO(1-0) measurements calculated as $V = \frac{\sum I_k \cdot v_k}{\sum I_k}$. Some spectra are presented to show the good agreement between calculated velocities and the data. The velocities are sky velocities not corrected for inclination. Black and dark grey contours correspond to the approaching side and white and light grey contours correspond to the receding side. The contour interval is 25 km.s^{-1} from -200 km.s^{-1} to 200 km.s^{-1} and the spectral resolution is 6.5 km.s^{-1} .

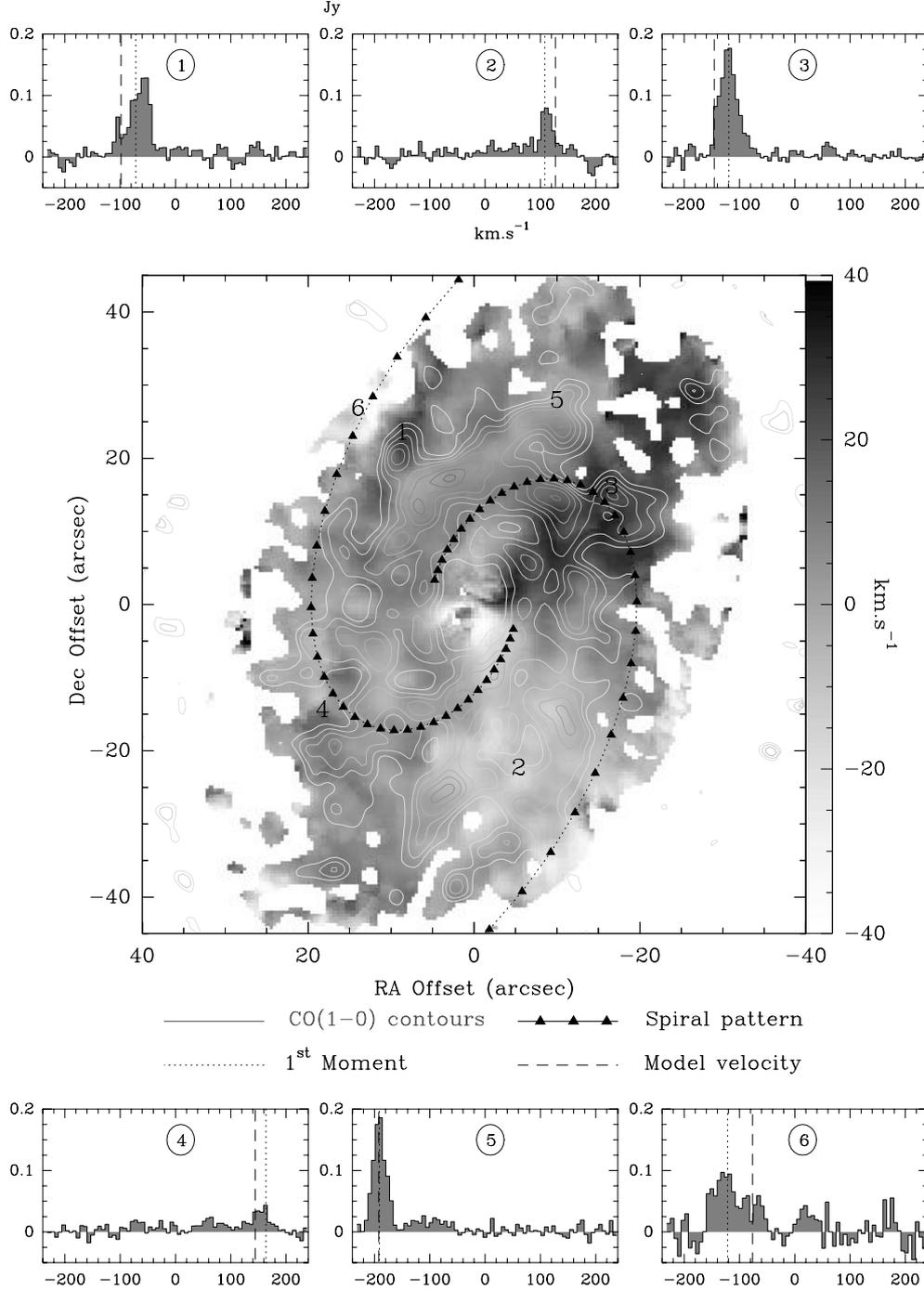


Fig. 5. CO(1-0) residual velocity map. This is the residual image of the CO(1-0) velocity field (Fig. 3) after subtraction of a model velocity field (Vallejo et al. 2002). We have masked the image beyond a radius of $50''$ because the integrated flux was below a fixed threshold ($I_{CO} > 0.1 \text{ Jy.km.s}^{-1}.\text{beam}^{-1}$). The contours show the CO(1-0) integrated intensity as in Fig. 1. The two-armed spiral pattern shown as black triangles has a pitch angle of 23° , much like the average magnetic field pitch angle in Soida et al. (2002). We have selected spectra from five regions (positions 1,2,3,4 and 6) with substantial departures from model velocities. In position 5 the agreement between observed and model velocities is good and dotted and dashed lines coincide. The dotted lines indicate the first moment, i.e. the velocity of the CO(1-0) line. The dashed lines indicate the velocity calculated from our model.

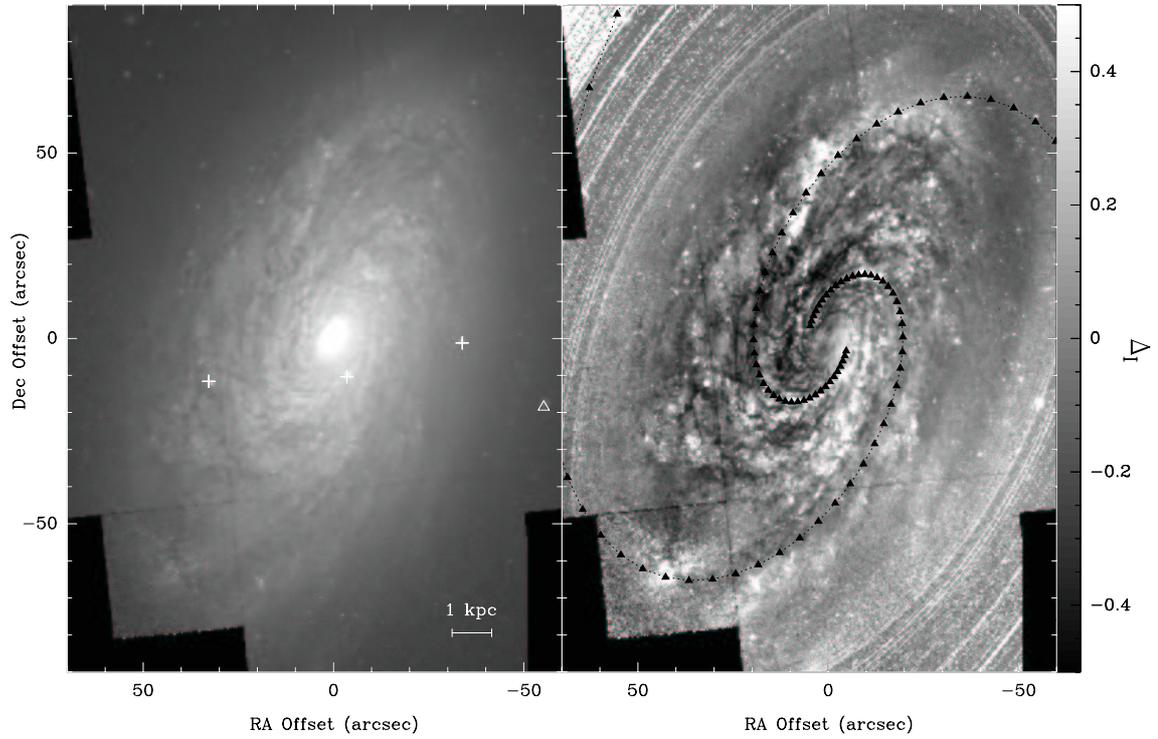


Fig. 7. (a):*Left panel:* HST I-band image of NGC 4414. Foreground stars are indicated by a cross and a strong red background galaxy is indicated by a triangle. (b):*Right panel:* HST I-band residual image of NGC 4414. The residual image shows the non-axisymmetric emission in the I band ($\lambda = 0.8 \mu\text{m}$): $\Delta_I = \frac{I - \langle I \rangle}{\langle I \rangle}$ where I is the HST image at $0.8 \mu\text{m}$ and $\langle I \rangle$ is the azimuthal average image calculated from the HST I-band image. A $m=2$ spiral pattern has been plotted over the residual to try to reproduce the large-scale structures of mass concentration. We derived a pitch angle of 23° .

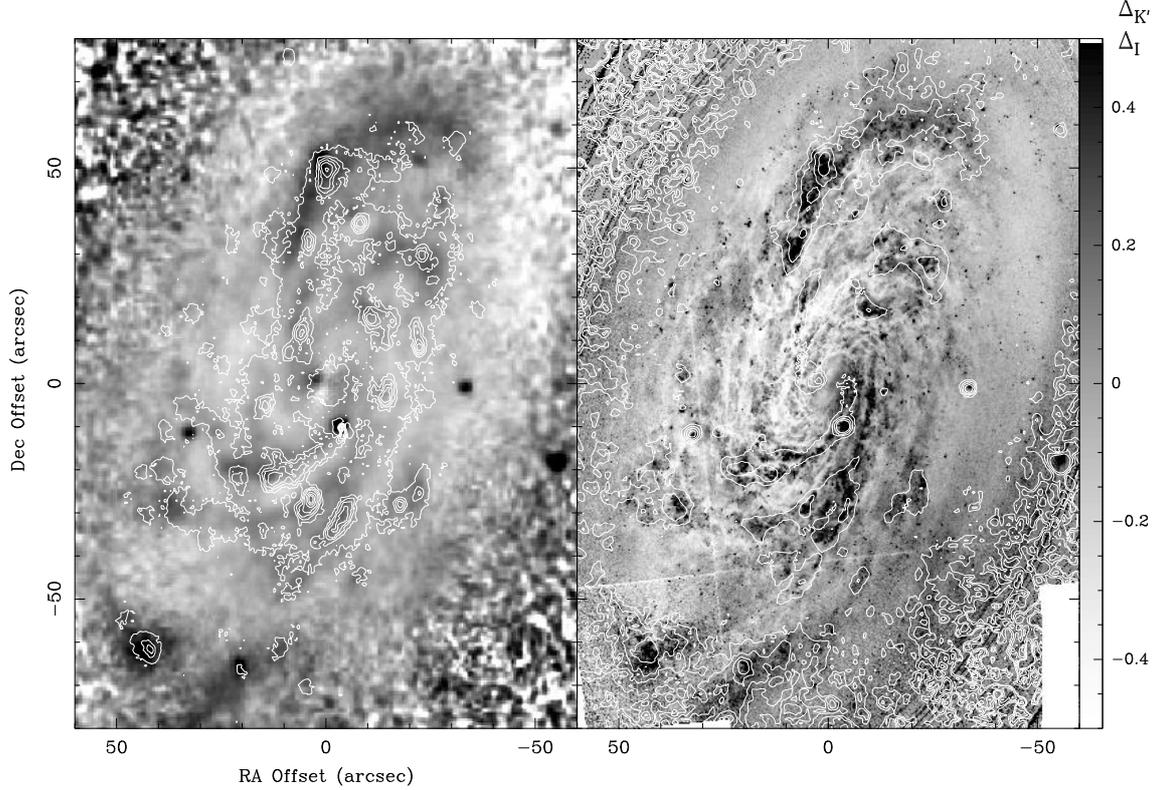


Fig. 8. (a): *Left panel*: H_α contours from Pogge (1989) superimposed on the K' residual image. The K' residual image shows the relative residual emission in the $2.1 \mu\text{m}$ band: $\Delta_{K'} = \frac{K' - Model}{Model}$ where K' is the Kitt Peak image at $2.1 \mu\text{m}$ and $Model$ is the surface density from our axisymmetric model divided by a constant mass to light ratio: $Model = \Sigma(r) \times \frac{L_{K'}}{M}$ where $\frac{M}{L_{K'}} = 0.5$. Note the good agreement between the most luminous NIR regions and the H_α emission maxima, showing that most of the highest variations in the K' band come from young red objects. (b): *Right panel*: K' residual contours superimposed on HST I-band residual image. Despite the great difference in angular resolution between the K' image and the HST I image, there is very good agreement between K' arms and I arms.

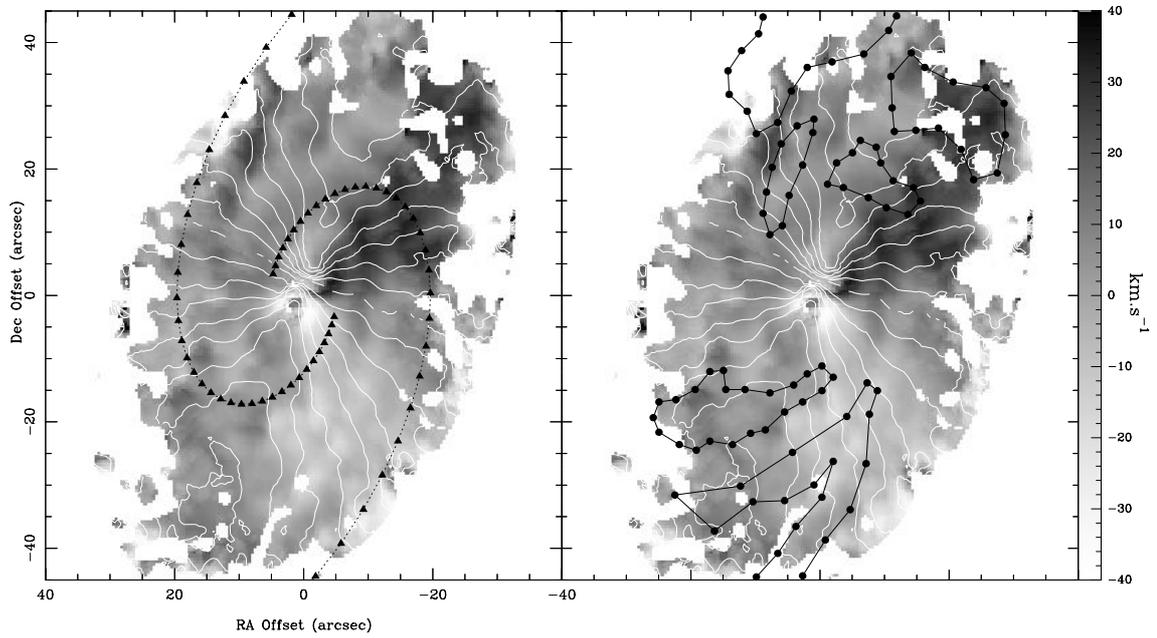


Fig. 10. Velocity field contours superimposed on velocity field residual image. The contour interval is 25 km.s^{-1} , from -200 km.s^{-1} to 200 km.s^{-1} . The non circular velocity regions follow the ripples in the velocity field very well. (a): *Left panel*: A $m=2$ logarithmic spiral pattern is superimposed with a pitch angle of 23° . (b): *Right panel*: NIR large scale structures from Fig. 9 are superimposed.

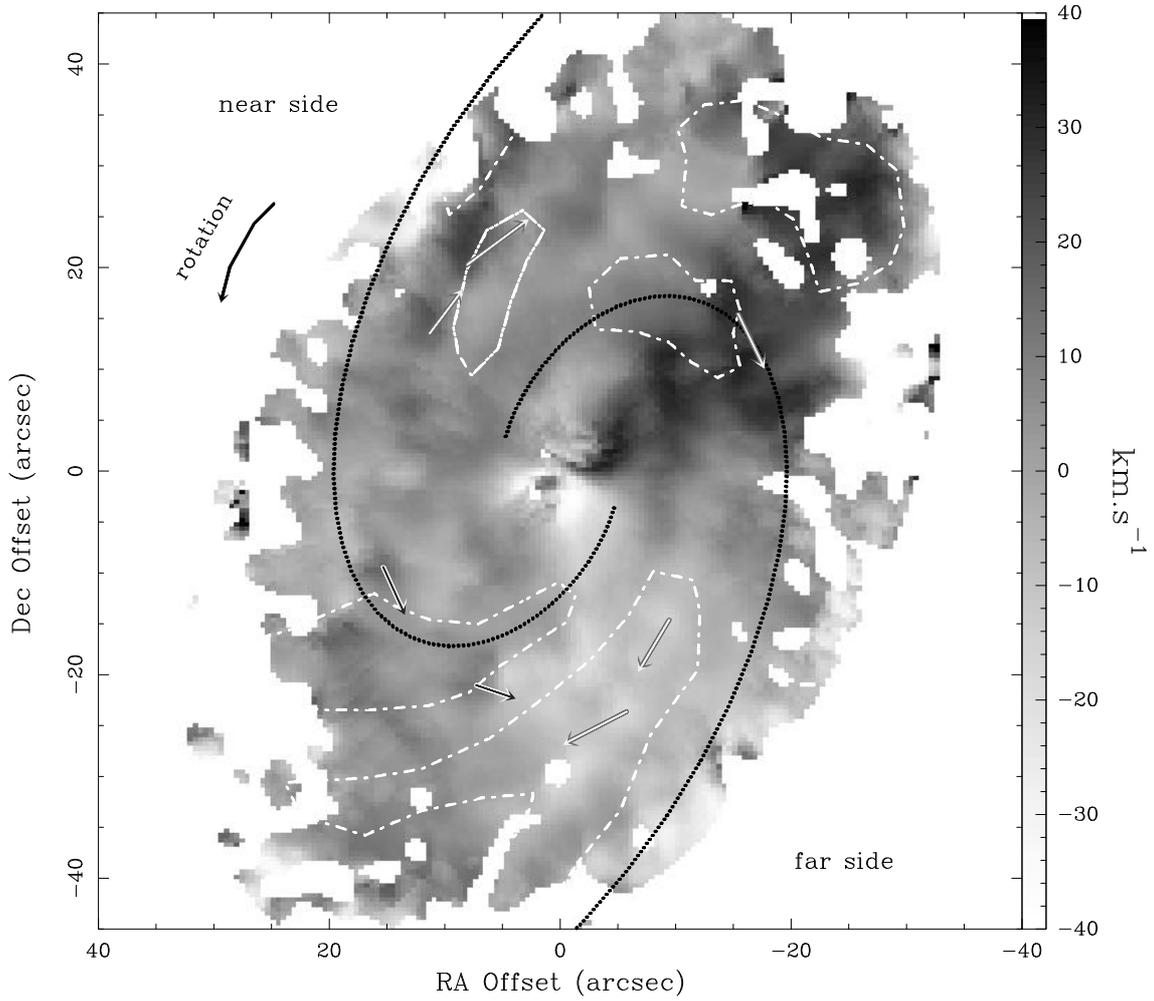


Fig. 11. Residual CO(1-0) velocity field with large NIR structures from figure 9 superimposed, as well as a 2-armed logarithmic spiral pattern. Arrows indicate the apparent direction of the molecular gas clouds compared to the circular velocity $V_c(R)$ calculated from our gravitational potential model (Vallejo et al. 2002). The near and far side of the galaxy, and the rotating direction are mentioned.

Annexe B

Evaluation de la conduite du projet de thèse

B.1 Introduction

L'Univers observable est peuplé de milliards de galaxies, elliptiques, spirales, naines, géantes, isolées ou regroupées en amas, ces grandes structures du cosmos fascinent. Une telle diversité a poussé les astronomes à classer ces objets, suivant leur forme, leur degré d'évolution ou leur composition. Depuis leur découverte, la communauté astronomique s'est penchée sur le problème de la structure des galaxies spirales, comment une structure aussi grande pouvait apparaître et se pérenniser? C'est grâce à l'étude de la dynamique de la matière composant les galaxies spirales que l'on peut répondre à cette question, et par la suite affiner la classification des galaxies proposée par Edwin Hubble en 1926. Dans le cadre de mon projet de thèse, je me suis intéressé à une galaxie spirale, NGC 4414, qui présente la particularité d'être "floculente", elle ne possède pas de structure spirale bien définie, comme 50% des galaxies spirales. Une base de données observationnelles de très haute qualité m'a permis de mener au mieux ce travail, notamment une grande mosaïque d'observation de la raie rotationnelle de CO (1-0) réalisée avec l'interféromètre du Plateau de Bure. Ma problématique est double, d'une part, montrer l'existence ou non de bras spiraux cachés par la poussière via l'étude des mouvements non circulaires du gaz moléculaire, d'autre part, de contraindre le rapport $\frac{\text{Masse}}{\text{Luminosité}}$ dans le disque galactique afin de déterminer la contribution et la distribution de la matière noire dans une galaxie spirale normale.

J'ai débuté cette thèse d'astrophysique en octobre 1999, sous la direction d'Alain Baudry avec un co-encadrement de Jonathan Braine au sein de l'équipe *Radioastronomie* de l'Observatoire des Sciences de l'Univers de Bordeaux. Ce projet s'inscrit directement dans une des thématiques fortes de cette équipe, l'étude des galaxies, leur formation, leur évolution. Il prend également place dans le cadre plus général de l'interférométrie millimétrique, puisque l'Observatoire s'implique fortement dans le projet d'interféromètre millimétrique ALMA (Atacama Large Millimeter Array) qui mobilise toute la communauté des radioastronomes pour les dix prochaines années.

B.2 Eléments de contexte

B.2.1 Positionnement du projet

Les enjeux liés à ce projet sont avant tout d'ordre scientifique, mon travail est à la fois théorique et observationnel, mais je ne participe pas directement à la conception d'instruments astronomiques, spatiaux ou terrestres, qui sont le lien principal entre la recherche publique et les entreprises privées. Je m'intéresse à l'étude de la formation et de l'évolution des galaxies

spirales, un des thèmes majeurs de l'astronomie, mais surtout de la radioastronomie.

Certes ce projet peut paraître théorique et abstrait, il est néanmoins novateur et n'a pas de concurrence scientifique à ma connaissance, sans être pour autant très "pointu". Je me suis surtout attaché à exploiter au maximum la grande quantité de données de très haute qualité que nous possédons.

La stratégie du laboratoire d'astrophysique de Bordeaux est de former des personnes aux techniques de la radioastronomie, et notamment à l'interférométrie millimétrique, le laboratoire étant impliqué dans le grand projet international instrumental ALMA.

C'est essentiellement en terme de publications scientifiques que mon travail a un impact au niveau du laboratoire, ainsi qu'une plus grande notoriété dans la thématique que j'aborde et dans le domaine de la radioastronomie.

B.2.2 Positionnement du laboratoire

L'équipe au sein de laquelle je travaille bénéficie d'une bonne visibilité sur le plan national et international, avec l'implication directe dans la construction de composants de 2 futurs grands projets instrumentaux HSO (Herschel Space Observatory), qui est un télescope spatial opérant dans le domaine infra-rouge, et ALMA.

Les chercheurs qui composent cette équipe, une douzaine, possèdent une grande expérience de la radioastronomie, puisque c'est à Bordeaux qu'a été testé le précurseur de l'interféromètre du Plateau de Bure, actuellement la référence instrumentale en la matière.

La principale difficulté dont souffre les étudiants du laboratoire est l'éloignement du pôle universitaire, cela rend notamment difficile la formation doctorale pour les doctorants.

De nombreux laboratoires d'astronomie en France et à l'étranger s'intéressent au domaine des galaxies spirales (L'observatoire de Meudon, de Marseille, de Lyon, l'Institut d'Astrophysique de Paris, pour ne citer que les plus importants). Ce domaine présente peu d'intérêt pour un laboratoire privé.

B.2.3 Place dans le projet

Ce projet était à la base bien défini et programmé, cependant j'ai changé la programmation en cours de thèse, compte-tenu des résultats obtenus et des nouvelles perspectives qui s'offraient à moi, concrètement j'ai élargi la problématique de mon sujet, tout en respectant l'échéancier que nous avons fixé avec mes directeurs de thèse. Je les ai très régulièrement sollicités pour faire le point sur l'avancement de mes travaux et discuter de la programmation.

Au démarrage de mon projet je pensais que le travail était suffisamment novateur pour que les retombées scientifiques soient importantes, j'avais donc une forte motivation personnelle

pour mener à bien ce projet, soutenu en cela totalement par mon équipe. A titre personnel, je suis passionné d'astronomie, j'aime observer le ciel, c'est toujours un émerveillement.

B.3 Ressources humaines et financières

B.3.1 Ressources humaines affectées au projet

J'ai essayé au maximum de solliciter l'ensemble des personnels de l'observatoire pour répondre à mes problèmes, que ce soit pour la réduction de données, la connaissance de certains logiciels de traitement d'images, la compréhension de phénomènes physiques ou encore pour un travail rédactionnel. Voici la liste des principaux chercheurs qui ont contribué au bon déroulement du projet.

Personnels internes :

- Jonathan Braine (Equipe Radioastronomie)
- Alain Baudry (Equipe Radioastronomie)
- Nathalie Brouillet (Equipe Radioastronomie)
- Jean Brillet (Equipe Planétologie)
- Fabrice Herpin (Equipe Radioastronomie)
- Christine Ducourant (Equipe Astrométrie)
- Didier Despois (Equipe Radioastronomie)
- Bertrand Dauphole (Equipe Dynamique Non Linéaire)

J'ai aussi collaboré avec de nombreux chercheurs de laboratoires extérieurs, en France et à l'étranger, que ce soit dans le cadre de mon projet de thèse, ou pour une collaboration sur d'autres projets, pour lesquels j'ai apporté ma contribution, en voici la liste.

Personnels externes :

- Sebastien Muller (I.R.A.M.¹)
- Laurent Loinard (Universidad de México)
- Rosa Gonzalez (Universidad de México)
- Anne Dutrey (I.R.A.M)
- Robert Lucas (I.R.A.M.)
- Stéphane Guilloteau (I.R.A.M.)
- Roberto Neri (I.R.A.M.)
- Denis Downes (I.R.A.M.)

1. Institut de Radioastronomie Millimétrique

- Mickael Bremer (I.R.A.M.)
- Philippe Prugniel (Centre de Recherche Astronomique de Lyon)
- Pierre-Alain Duc (C.E.A.² Saclay)
- Ute Lisenfeld (I.R.A.M. Espagne)
- Vassilis Charmandaris (Cornell University, USA)
- Elias Brinks (Universidad de Guanajuato, Mexique)
- Wayne Baggett (Space Telescope Science Institute)
- Al Schultz (Space Telescope Science Institute)

B.3.2 Sources de financement

Le laboratoire finance essentiellement le matériel informatique et les missions des chercheurs, sa politique est de privilégier la mise en commun d'outils informatiques puissants, et de solliciter la recherche de fonds extérieurs pour le financement des missions. Voici comment se répartissent les différents financements internes.

Sources internes :

- Financement de missions scientifiques (Observations, Colloques, Conférences, Collaborations extérieures)
- Financement du matériel informatique (Terminaux, Station, Réseau, Connexions)
- Financement du matériel de bureautique

La plupart des financements externes sont associées à des missions scientifiques, et pour ma part à des observations sur des instruments astronomiques internationaux.

Sources externes :

- Grands Observatoires nationaux et internationaux (I.R.A.M., E.S.O.³, O.H.P.⁴, Pic du Midi)
- Ecole Doctorale (Formation Doctorale)
- Région Aquitaine, Université de Bordeaux (Doctoriales d'Aquitaine)

Salaires :

- Bourse MENRT⁵ : \approx 35300 Euros (985 Euros/mois)

2. Commissariat à l'Energie Atomique

3. European Southern Observatory

4. Observatoire de Haute Provence

5. Ministère de l'Education Nationale de la Recherche et de la Technologie

B.3.3 Dépenses

Les dépenses qui ont été engagées durant mon projet de thèse peuvent être séparées en deux parties, une concernant les ressources informatiques indispensables à mon travail et qui ont été financées par mon laboratoire, l'autre concernant les missions scientifiques, notamment observationnelles, qui pour la plupart ont été financées par des organismes extérieurs.

Prestations internes

- Matériel informatique: un terminal X \approx 2000 Euros.
- Maintenance du système informatique \approx 1500 Euros/an.
- Bureau 10 m², chauffage, téléphone, timbres pendant 3 ans \approx 1000 Euros/an.
- Bureautique: \approx 150 Euros/an.
- Missions:
 - Ecole d'interférométrie millimétrique de l'IRAM (Grenoble): \approx 400 Euros.
 - Observations au Pic du midi: \approx 300 Euros.
 - Inscription Doctoriales d'Aquitaine: \approx 50 Euros.
 - Colloque de Kiel (Allemagne): \approx 900 Euros.

Prestations externes

- Observations astronomiques:
 - Télescope de 30 mètres du Pico Veleta, Espagne (financement I.R.A.M.): \approx 1500 Euros.
 - Télescope de 15 mètres de La Silla, Chili (financement E.S.O.): \approx 5000 Euros.
 - Télescope de 2 mètres de Saint Michel l'Observatoire (financement O.H.P.): \approx 250 Euros.
- Doctoriales d'Aquitaine (financement Région+Ecole Doctorale+Univerité Bordeaux 1): \approx 800 Euros.
- Réduction de données à l'I.R.A.M. (financement I.R.A.M.): \approx 600 Euros.

B.4 Gestion du projet

B.4.1 Préparation et cadrage

Avant de débiter ce projet j'ai effectué un stage de DEA qui m'a permis d'évaluer les moyens qui étaient à ma disposition et les possibilités qui m'étaient offertes. La plupart des moyens étaient déjà disponibles, notamment les données observationnelles. Pour le financement

des missions du projet, c'est le responsable d'équipe qui donne son accord, après sollicitation de l'avis de chacun des membres de l'équipe, le principe étant qu'en début d'année chacun fasse le calendrier de ces futures missions, et suivant les ressources financières disponibles, elles sont acceptées ou non. Le laboratoire essaie de respecter une certaine équité dans la repartition des ressources, que ce soit au niveau des équipes ou à l'intérieur de chaque équipe, tant pour les missions que pour le matériel informatique. Cependant le laboratoire incite les chercheurs et doctorants à trouver d'autres sources de financements.

Concrètement j'ai consacré ma première année à la réduction et l'analyse de données interférométriques, ce qui m'a permis de commencer à collaborer avec de nombreux chercheurs de l'IRAM, et de rencontrer d'autres doctorants étrangers à l'occasion de l'IMISS⁶ 2000. J'ai aussi débuté une collaboration internationale en réalisant des observations pour détecter du CO dans des galaxies naines dites de marée, qui a donné lieu par la suite à un article publié dans une revue à comité de lecture. J'ai entamé ma deuxième année par la réduction de données optiques du HST, où j'ai sollicité l'aide de chercheurs du STScI⁷ pour la calibration, ce travail m'a permis de collaborer également avec des chercheurs au Mexique. Une fois les données traitées et analysées, je me suis entièrement consacré à la rédaction d'un premier article, publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics*, et d'un second article soumis à A&A. J'ai aussi réalisé de nouvelles observations pour mon projet de thèse et ai présenté mes travaux lors de "workshop" regroupant des chercheurs internationaux.

B.4.2 Conduite du projet

C'est mon co-directeur de thèse qui a pour l'essentiel veillé au bon déroulement de ma thèse, il y a consacré une grande partie de son temps et sa disponibilité m'a été très précieuse. Mon directeur s'est surtout assuré du bon déroulement de mon projet en fixant un calendrier et recadrant mon travail lorsqu'il y avait lieu, pour éviter des dispersions, il m'a également guidé dans les choix de mon projet, compte tenu de sa grande expérience dans la recherche. La fréquence des réunions étaient de 2 à 3 fois par mois avec mon co-directeur et une fois tous les 2 mois avec mes deux directeurs, chaque travail étant soumis à chacun d'entre eux, puis discuté. Mon tuteur de thèse avait lui pour rôle de donner un avis extérieur sur le sujet, puisque ne faisant pas parti du même domaine scientifique, il était là aussi pour anticiper tout problème qui pouvaient survenir dans la conduite du projet.

La plupart des problèmes que j'ai eu à résoudre étaient liés à la réduction de données, et à la gestion du temps. Je n'ai pas hésité à solliciter l'aide de chercheurs extérieurs pour m'aider

6. IRAM Millimeter Interferometry Summer School

7. Space Telescope Science Institute

dans ma tâche, et cela a souvent été très efficace. J'ai par exemple eu un problème de calibration en flux avec les données optiques du HST, et j'ai demandé les conseils de Al Schultz et Wayne Baggett (STScI) qui m'ont apporté de précieux renseignements sur les méthodes de calibration.

B.5 Connaissances et compétences développées dans le cadre de la thèse

B.5.1 Principaux domaines d'expertise

Sur le plan scientifique j'ai parfait tout au long de ma thèse mes connaissances sur les techniques instrumentales de la radioastronomie, d'un point de vue théorique avec l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques, ou technique pour comprendre le concept de l'interférométrie dans le domaine de longueurs d'ondes millimétriques. J'ai par ailleurs réalisé de nombreuses observations astronomiques dans une grande gamme de longueurs d'ondes allant de l'optique au millimétrique en passant par l'infra-rouge, sur des télescopes terrestres (OHP, SEST⁸, TBL⁹, IRAM Plateau de Bure, IRAM 30 m) ou spatiaux (HST¹⁰). Cela m'a permis d'améliorer mes qualités d'observateur et de mieux connaître les instruments. Mais j'ai surtout développé une expertise dans le traitement d'images puisque j'ai réalisé la réduction et l'analyse de très nombreuses données. Les méthodes utilisées variaient suivant le domaine de longueur d'onde observé et le type de télescope, ce qui m'a permis d'enrichir considérablement le spectre d'outils informatiques que j'ai développé, à la fois pour extraire toute l'information utile des données mais aussi pour donner un sens physique aux phénomènes que l'on a observé, et bien sûr pour trouver une présentation de l'image pour convaincre. J'ai également effectué toutes les vérifications nécessaires entre chaque étape, comme tout travail scientifique l'exige. Par exemple pour les données optiques il faut faire un certain nombre de traitements élémentaires sur les données brutes, enlever le biais, le courant d'obscurité, les rayons cosmiques, les mauvais pixels, normaliser les images avec un "flat field", puis faire une calibration en flux pour avoir des grandeurs physiques. Dans un deuxième temps il faut aligner les images, les sommer, et ce pour chaque bande optique. Enfin on peut faire des combinaisons d'images, des déprojections, des lissages gaussiens ou des résiduels pour faire ressortir certains objets ou structures de l'image, ou pour comparer avec d'autres images.

8. Swedish ESO Submillimeter Telescope

9. Télescope Bernard Lyot

10. Hubble Space Telescope

B.5.2 Savoir-faire, apprentissages

L'essentiel de mon travail est directement lié à l'outil informatique, c'est pourquoi une grande partie de mon savoir-faire y est fortement lié. Pour réaliser mon modèle de potentiel gravitationnel de la galaxie NGC 4414, j'ai utilisé la programmation en Fortran 90, qui présente l'avantage d'être peu gourmand en temps de calcul, ce qui était important pour moi, vu le grand nombre de fois où je devais faire tourner le code. J'ai aussi une très bonne connaissance des logiciels de traitements de données et d'images, IDL¹¹, IRAF¹², GreG¹³ et MIDAS¹⁴, ces logiciels étant incontournables dans le domaine scientifique, notamment la recherche en physique.

D'un point de vue personnel, j'ai beaucoup amélioré la qualité de présentation de mes travaux scientifiques, tant pour la prestation orale que pour la visibilité de la présentation, grâce à des logiciels comme Powerpoint[©] qui permettent, grâce aux nombreuses animations disponibles de faciliter l'enchaînement des idées, et donc de rendre le discours plus clair et plus attrayant pour l'assistance.

Pour chacun de mes travaux rédactionnels j'ai utilisé le langage de mise en forme de document LATEX, qui n'est pas soumis à des impératifs de rendu en temps réel comme des logiciels comme Word[©] par exemple, puisqu'il ne peut être visualisé qu'après compilation.

Indirectement j'ai aussi amélioré mon niveau en langues étrangères, surtout l'anglais, le langage scientifique par excellence, que ce soit pour la rédaction d'articles à comité de lecture, pour des présentations orales en colloque ou lors de séjours à l'étranger pour observer.

B.6 Retombées et principaux enseignements du projet

La visibilité sur le plan national ou international pour un laboratoire de recherche est primordiale. En présentant mes travaux de recherche lors de colloques, conférences ou séminaires j'ai un peu contribué à cette visibilité, dans le domaine des galaxies et de la radioastronomie. C'est l'occasion de discussions et échanges qui peuvent déboucher sur une collaboration scientifique, toujours enrichissante sur le plan personnel et pour le laboratoire. J'ai eu la chance de pouvoir choisir la thèse et le laboratoire d'accueil qui me plaisait grâce au stage de D.E.A. qui m'a permis d'évaluer à la fois le laboratoire, mon futur directeur de thèse, et le sujet. J'ai bénéficié d'une grande liberté dans le choix du mode de travail et dans la gestion du temps.

Dans l'optique de l'après thèse, les Doctoriales m'ont permis de valoriser les compétences

11. Interface Description Language

12. Image Reduction and Analysis Facility

13. Grenoble Graphic

14. Munich Image Data Analysis Software

acquises et de mettre en avant mon projet de thèse comme une véritable expérience professionnelle de trois ans. Ma passion pour l'astronomie et ma volonté de faire de la recherche remontent aux débuts de ma scolarité, toutes les orientations que j'ai prises dans mes études l'ont été dans l'optique de la thèse. Je n'hésiterais donc pas une seconde si c'était à refaire.

Bibliographie

- Aalto, S., Hüttemeister, S., Scoville, N. Z., et Thaddeus, P., A New High-Resolution CO Map of the Inner 2.5' of M 51. I. Streaming Motions and Spiral Structure: 1999, *ApJ* **522**, 165
- Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Ansari, R., Aubourg, E., Axelrod, T. S., Bareyre, P., Beaulieu, J.-P., Becker, A. C., Bennett, D. P., Brehin, S., Cavalier, F., Char, S., Cook, K. H., Ferlet, R., Fernandez, J., Freeman, K. C., Griest, K., Grison, P., Gros, M., Gry, C., Guibert, J., Lachieze-Rey, M., Laurent, B., Lehner, M. J., Lesquoy, E., Magneville, C., Marshall, S. L., Maurice, E., Milsztajn, A., Minniti, D., Moniez, M., Moreau, O., Moscoso, L., Palanque-Desabrouille, N., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Prevot, L., Queinnec, F., Quinn, P. J., Renault, C., Rich, J., Spiro, M., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A., Vandehei, T., Vidal-Madjar, A., Vigroux, L., et Zylberajch, S., EROS and MACHO Combined Limits on Planetary-Mass Dark Matter in the Galactic Halo: 1998, *ApJL* **499**, L9
- Barrett, A. H., Meeks, M. L., et Weinreb, S., Microwave Detection of OH in the Interstellar Medium.: 1964, *AJ* **69**, 134
- Beintema, D. A., van den Ancker, M. E., Molster, F. J., Waters, L. B. F. M., Tielens, A. G. G. M., Waelkens, C., de Jong, T., de Graauw, T., Justtanont, K., Yamamura, I., Heras, A., Lahuis, F., et Salama, A., The rich spectrum of circumstellar PAHs.: 1996, *A&A* **315**, L369
- Bell, E. F. et de Jong, R. S., Stellar Mass-to-Light Ratios and the Tully-Fisher Relation: 2001, *ApJ* **550**, 212
- Berkhuijsen, E. M., The Origen Loop - an old supernova remnant in the anticentre: 1974, *A&A* **35**, 429
- Blitz, L.: 1990, The evolution of galactic giant molecular clouds, dans *ASP Conf. Ser. 12: The Evolution of the Interstellar Medium*, pp 273–289
- Block, D. L., Bertin, G., Stockton, A., Grosbol, P., Moorwood, A. F. M., et Peletier, R. F., 2.1 μm images of the evolved stellar disk and the morphological classification of spiral galaxies: 1994, *A&A* **288**, 365
- Block, D. L., Elmegreen, B. G., et Wainscoat, R. J., Smooth dark spiral arms in the flocculent galaxy NGC 2841.: 1996, *Nature* **381**, 674

- Bloemen, J. B. G. M., Strong, A. W., Mayer-Hasselwander, H. A., Blitz, L., Cohen, R. S., Dame, T. M., Grabelsky, D. A., Thaddeus, P., Hermsen, W., et Lebrun, F., The radial distribution of galactic gamma rays. III - The distribution of cosmic rays in the Galaxy and the CO-H2 calibration: 1986, *A&A* **154**, 25
- Braine, J., Brouillet, N., et Baudry, A., The anatomy of an isolated spiral galaxy: NGC 4414.: 1997, *A&A* **318**, 19
- Braine, J., Combes, F., et van Driel, W., NGC 4414: A flocculent galaxy with a high gas surface density: 1993, *A&A* **280**, 451
- Braine, J. et Hughes, D. H., The 10 ghz-10 thz spectrum of a normal spiral galaxy: 1999, *A&A* **344**, 779
- Braine, J., Hughes, D. H., et Vallejo, O.: 2003, *in prep.*
- Braine, J. et Vallejo, O., Direct measurement of the dark matter distribution in an isolated spiral galaxy: 2003, *en préparation*
- Bremer, M., Guilloteau, S., et Lucas, R.: 1996, Atmospheric Phase Correction Based on Sky Emission in the 210-248 GHz Band, dans *Science with Large Millimetre Arrays, Proceedings of the ESO-IRAM-NFRA-Onsala Workshop held at Garching, Germany, 11-13 December 1995. Edited by Peter A. Shaver. Berlin: Springer-Verlag, 1996, p.371*, p. 371
- Bresolin, F., Kudritzki, R., Mendez, R. H., et Przybilla, N., Stellar Spectroscopy Far Beyond the Local Group: 2001, *ApJL* **548**, L159
- Burkert, A., The Structure of Dark Matter Halos in Dwarf Galaxies: 1995, *ApJL* **447**, L25
- Carignan, C. et Beaulieu, S., Optical and H I studies of the 'gas-rich' dwarf irregular galaxy DDO 154: 1989, *ApJ* **347**, 760
- Carruthers, G. R., Rocket Observation of Interstellar Molecular Hydrogen: 1970, *ApJL* **161**, L81
- Castor, J., Weaver, R., et McCray, R., Interstellar bubbles: 1975, *ApJL* **200**, L107
- Clark, B. G., An efficient implementation of the algorithm 'CLEAN': 1980, *A&A* **89**, 377
- Combes, F.: 1991, *Galaxies et cosmologie*, InterEditions, Editions du CNRS
- Cr ez e, M., Chereul, E., Bienaym e, O., et Pichon, C., The distribution of nearby stars in phase space mapped by Hipparcos. I. The potential well and local dynamical mass: 1998, *A&A* **329**, 920
- Cuillandre, J., Lequeux, J., Allen, R. J., Mellier, Y., et Bertin, E., Gas, Dust, and Young Stars in the Outer Disk of M31: 2001, *ApJ* **554**, 190
- de Grijs, R. et van der Kruit, P. C., Structure analysis of edge-on spiral galaxies.: 1996, *A&AS* **117**, 19

- de Vaucouleurs, G., Nearby groups of galaxies.: 1975, *Stars and stellar systems.*, **9**, 557 (1975)
9, 557
- de Vaucouleurs, G., The extragalactic distance scale. vi - distances of 458 spiral galaxies from tertiary indicators: 1979, *ApJ* **227**, 729
- Desert, F. X., Boulanger, F., et Shore, S. N., Grain temperature fluctuations - A key to infrared spectra: 1986, *A&A* **160**, 295
- Dickman, R. L., Snell, R. L., et Schloerb, F. P., Carbon monoxide as an extragalactic mass tracer: 1986, *ApJ* **309**, 326
- Draine, B. T. et Anderson, N., Temperature fluctuations and infrared emission from interstellar grains: 1985, *ApJ* **292**, 494
- Dubath, P. et Grillmair, C. J., Velocity dispersions and mass-to-light ratios for 9 globular clusters in M 31.: 1997, *A&A* **321**, 379
- Eddington, A. S., Interstellar matter: 1937, *The Observatory* **60**, 99
- Elmegreen, B. G., Supercloud formation by gravitational collapse of magnetic gas in the crest of a spiral density wave: 1994, *ApJ* **433**, 39
- Elmegreen, B. G. et Efremov, Y. N., An Extension of Hierarchical Star Formation to Galactic Scales: 1996, *ApJ* **466**, 802
- Elmegreen, B. G., Seiden, P. E., et Elmegreen, D. M., Spiral arm amplitude variations and pattern speeds in the grand design galaxies m51, m81, and m100: 1989, *ApJ* **343**, 602
- Elmegreen, D. M. et Elmegreen, B. G., Arm classifications for spiral galaxies: 1987, *ApJ* **314**, 3
- Elmegreen, D. M., Elmegreen, B. G., Frogel, J. A., Eskridge, P. B., Pogge, R. W., Gallagher, A., et Iams, J., Arm Structure in Anemic Spiral Galaxies: 2002, *AJ* **124**, 777
- Ewen, H. I. et Purcell, E. M., Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum: 1951, *Nature* **158**, 356
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., Ferrarese, L., Kelson, D. D., Sakai, S., Mould, J. R., Kennicutt, R. C., Ford, H. C., Graham, J. A., Huchra, J. P., Hughes, S. M. G., Illingworth, G. D., Macri, L. M., et Stetson, P. B., Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant: 2001, *ApJ* **553**, 47
- Freeman, K. C., The Galactic spheroid and old disk: 1987, *ARA&A* **25**, 603
- Garcia-Burillo, S., Guélin, M., et Cernicharo, J., Co/ in m51 - part one - molecular spiral structure: 1993, *A&A* **274**, 123
- Gerola, H. et Seiden, P. E., Stochastic star formation and spiral structure of galaxies: 1978, *ApJ* **223**, 129

- Goldreich, P. et Lynden-Bell, D., I. Gravitational stability of uniformly rotating disks: 1965a, *MNRAS* **130**, 97
- Goldreich, P. et Lynden-Bell, D., II. Spiral arms as sheared gravitational instabilities: 1965b, *MNRAS* **130**, 125
- González, R. A., Allen, R. J., Dirsch, B., Ferguson, H. C., Calzetti, D., et Panagia, N., The Opacity of Nearby Galaxies from Colors and Counts of Background Galaxies. I. The Synthetic Field Method and Its Application to NGC 4536 and NGC 3664: 1998, *ApJ* **506**, 152
- González, R. A., Fruchter, A. S., et Dirsch, B., Galactic Extinction from Colors and Counts of Field Galaxies in WFPC2 Frames: an Application to GRB 970228: 1999, *ApJ* **515**, 69
- Gueth, F., Phd thesis: 1997, *Université de Grenoble*
- Högbom, J. A., Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines: 1974, *A&AS* **15**, 417
- Harrison, A., Puxley, P., Russell, A., et Brand, P., The ortho- to para- ratio of H₂ in the starburst of NGC 253: 1998, *MNRAS* **297**, 624
- Héraudeau, P. et Simien, F., Optical and I-band surface photometry of spiral galaxies. I. The data.: 1996, *A&AS* **118**, 111
- Hoefflich, P. et Khokhlov, A., Explosion models for type ia supernovae: A comparison with observed light curves, distances, h_0 , and q_0 : 1996, *ApJ* **457**, 500
- Hoekstra, H., van Albada, T. S., et Sancisi, R., On the apparent coupling of neutral hydrogen and dark matter in spiral galaxies: 2001, *MNRAS* **323**, 453
- Holtzman, J. A., Hester, J. J., Casertano, S., Trauger, J. T., Watson, A. M., Ballester, G. E., Burrows, C. J., Clarke, J. T., Crisp, D., Evans, R. W., Gallagher, J. S., Griffiths, R. E., Hoessel, J. G., Matthews, L. D., Mould, J. R., Scowen, P. A., Stapelfeldt, K. R., et Westphal, J. A., The performance and calibration of wfpc2 on the hubble space telescope: 1995, *PASP* **107**, 156
- Hughes, S. M. G., Han, M., Hoessel, J., Freedman, W. L., Kennicutt, R. C., Mould, J. R., Saha, A., Stetson, P. B., Madore, B. F., Silbermann, N. A., Harding, P., Ferrarese, L., Ford, H., Gibson, B. K., Graham, J. A., Hill, R., Huchra, J., Illingworth, G. D., Phelps, R., et Sakai, S., The Hubble Space Telescope Extragalactic Distance Scale Key Project. X. The Cepheid Distance to NGC 7331: 1998, *ApJ* **501**, 32
- Jungwiert, B. et Palous, J., Stochastic self-propagating star formation with anisotropic probability distribution: 1994, *A&A* **287**, 55
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Bullock, J. S., et Primack, J. R., Resolving the Structure of Cold Dark Matter Halos: 2001, *ApJ* **554**, 903

- Lamers, H. J. G. L. M., Panagia, N., Scuderi, S., Romaniello, M., Spaans, M., de Wit, W. J., et Kirshner, R., Ongoing Massive Star Formation in the Bulge of M51: 2002, *ApJ* **566**, 818
- Lin, C. C. et Lau, Y. Y., Density wave theory of spiral structure of galaxies: 1979, *Studies in Applied Mathematics* **60**, 97
- Lin, C. C. et Shu, F. H., On the Spiral Structure of Disk Galaxies.: 1964, *ApJ* **140**, 646
- Lindblad, B.: 1962, The Ories of Spiral Structure in Galaxies, dans *IAU Symp. 15: Problems of Extra-Galactic Research*, Vol. 15, p. 146
- Lucas, R., Practical implementation of phase correction: 1995, *IRAM internal report*
- Lucas, R. et Liszt, H., Interstellar isotope ratios from mm-wave molecular absorption spectra: 1998, *A&A* **337**, 246
- Maloney, P. et Black, J. H., I(co)/n(h2) conversions and molecular gas abundances in spiral and irregular galaxies: 1988, *ApJ* **325**, 389
- Mathis, J. S., Rumpl, W., et Nordsieck, K. H., "the size distribution of interstellar grains": 1977, *ApJ* **217**, 425
- Milgrom, M., A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis: 1983, *ApJ* **270**, 365
- Miyamoto, M. et Nagai, R., Three-dimensional models for the distribution of mass in galaxies: 1975, *PASJ* **27**, 533
- Moore, B., Governato, F., Quinn, T., Stadel, J., et Lake, G., Resolving the Structure of Cold Dark Matter Halos: 1998, *ApJL* **499**, L5
- Moore, B., Quinn, T., Governato, F., Stadel, J., et Lake, G., Cold collapse and the core catastrophe: 1999, *MNRAS* **310**, 1147
- Mueller, E. et Hoefflich, P., A comparison of calculated and observed monochromatic type ia supernova light curves: 1994, *A&A* **281**, 51
- Mueller, M. W. et Arnett, W. D., Propagating star formation and irregular structure in spiral galaxies: 1976, *ApJ* **210**, 670
- Muller, C. A. et Oort, J. H., The Interstellar Hydrogen Line at 1420 Mc./sec, and an Estimate of Galactic Rotation: 1951, *Nature* **158**, 357
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., et White, S. D. M., The Structure of Cold Dark Matter Halos: 1996, *ApJ* **462**, 563
- Olling, R. P. et Merrifield, M. R., Luminous and dark matter in the Milky Way: 2001, *MNRAS* **326**, 164
- Palous, J.: 1996, How does Star Formation Affect the Large Scale Structure of the ISM?, dans *IAU Symp. 169: Unsolved Problems of the Milky Way*, Vol. 169, pp 583–590

- Pfenniger, D. et Combes, F., Is dark matter in spiral galaxies cold gas? fractal models and star non-formation: 1994, *A&A* **285**, 94
- Pfenniger, D., Combes, F., et Martinet, L., "is dark matter in spiral galaxies cold gas? i. observational constraints and dynamical clues about galaxy evolution": 1994, *A&A* **285**, 79
- Pierce, M. J., Luminosity-line-width relations and the extragalactic distance scale. 2: A comparison with types ia and ii supernovae: 1994, *ApJ* **430**, 53
- Pogge, R. W., Ionized gas in the nuclear regions of nearby non-Seyfert spiral galaxies: 1989, *ApJS* **71**, 433
- Pryor, C. et Meylan, G.: 1993, Velocity Dispersions for Galactic Globular Clusters, dans *ASP Conf. Ser. 50: Structure and Dynamics of Globular Clusters*, p. 357
- Puget, J. L., Leger, A., et Boulanger, F., Contribution of large polycyclic aromatic molecules to the infrared emission of the interstellar medium: 1985, *A&A* **142**, L19
- Rand, R. J. et Kulkarni, S. R., M51 - Molecular spiral arms, giant molecular associations, and superclouds: 1990, *ApJ* **349**, L43
- Regan, M. W., Thornley, M. D., Helfer, T. T., Sheth, K., Wong, T., Vogel, S. N., Blitz, L., et Bock, D. C.-J., The BIMA Survey of Nearby Galaxies. I. The Radial Distribution of CO Emission in Spiral Galaxies: 2001, *ApJ* **561**, 218
- Rix, H. et Rieke, M. J., Tracing the stellar mass in m 51: 1993, *ApJ* **418**, 123
- Roberts, M. S., The neutral hydrogen content of late-type spiral galaxies.: 1962, *AJ* **67**, 437
- Rydbeck, G., Hjalmanson, A., et Rydbeck, O. E. H., Distribution and kinematics of CO in the spiral galaxy M51: 1985, *A&A* **144**, 282
- Sakamoto, K., Molecular gas disk in the flocculent spiral galaxy NGC 4414: 1996, *ApJ* **471**, 173
- Salpeter, E. E., Formation and destruction of dust grains: 1977, *ARA&A* **15**, 267
- Sancisi, R.: 1974, Expanding Shells of Neutral Hydrogen as Birthplaces of Stellar Associations, dans *IAU Symp. 60: Galactic Radio Astronomy*, Vol. 60, p. 115
- Sandage, A.: 1961, "the Hubble Atlas of Galaxies", 1961, Washington, D.C.: Carnegie Institution of Washington, dans *Hubbl*, p. 0
- Sandage, A. et Brucato, R., The Las Campanas survey of bright southern galaxies. II - New classifications for 153 systems: 1979, *AJ* **84**, 472
- Sandage, A. et Tammann, G. A., Steps toward the hubble constant. v - the hubble constant from nearby galaxies and the regularity of the local velocity field: 1975, *ApJ* **196**, 313
- Sandage, A. et Tammann, G. A.: 1981, *A revised Shapley-Ames Catalog of bright galaxies*, Washington: Carnegie Institution, 1981

- Schutte, W. A., van der Hucht, K. A., Whittet, D. C. B., Boogert, A. C. A., Tielens, A. G. G. M., Morris, P. W., Greenberg, J. M., Williams, P. M., van Dishoeck, E. F., Chiar, J. E., et de Graauw, T., ISO-SWS observations of infrared absorption bands of the diffuse interstellar medium: The 6.2 μm feature of aromatic compounds: 1998, *A&A* **337**, 261
- Scoville, N. Z., Polletta, M., Ewald, S., Stolovy, S. R., Thompson, R., et Rieke, M., High-Mass, OB Star Formation in M51: Hubble Space Telescope $\text{H}\alpha$ and $\text{Pa}\alpha$ Imaging: 2001, *AJ* **122**, 3017
- Scoville, N. Z., Yun, M. S., Sanders, D. B., Clemens, D. P., et Waller, W. H., Molecular clouds and cloud cores in the inner Galaxy: 1987, *ApJS* **63**, 821
- Seiden, P. E. et Gerola, H., Properties of spiral galaxies from a stochastic star formation model: 1979, *ApJ* **233**, 56
- Sellgren, K., The near-infrared continuum emission of visual reflection nebulae: 1984, *ApJ* **277**, 623
- Sodroski, T. J., Odegard, N., Arendt, R. G., Dwek, E., Weiland, J. L., Hauser, M. G., et Kelsall, T., A Three-dimensional Decomposition of the Infrared Emission from Dust in the Milky Way: 1997, *ApJ* **480**, 173+
- Soida, M., Beck, R., Urbanik, M., et Braine, J., Magnetic fields in the absence of spiral density waves - NGC 4414: 2002, *A&A* **394**, 47
- Solomon, P., Jefferts, K. B., Penzias, A. A., et Wilson, R. W., Observation of CO Emission at 2.6 Millimeters from IRC+10216: 1971, *ApJL* **163**, L53
- Solomon, P. M. et Klemperer, W., The Formation of Diatomic Molecules in Interstellar Clouds: 1972, *ApJ* **178**, 389
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., et Yahil, A., Mass, luminosity, and line width relations of Galactic molecular clouds: 1987, *ApJ* **319**, 730
- Strömberg, B., On the Density Distribution and Chemical Composition of the Interstellar Gas.: 1948, *ApJ* **108**, 242
- Strong, A. W., Bloemen, J. B. G. M., Dame, T. M., Grenier, I. A., Hermsen, W., Lebrun, F., Nyman, L.-A., Pollock, A. M. T., et Thaddeus, P., The radial distribution of galactic gamma rays. IV - The whole galaxy: 1988, *A&A* **207**, 1
- Thim, F.: 2000, The Cepheid Distance to NGC 4414, dans *ASP Conf. Ser. 203: IAU Colloq. 176: The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research*, pp 231–232
- Thornley, M. D., Uncovering Spiral Structure in Flocculent Galaxies: 1996, *ApJL* **469**, L45
- Thornley, M. D. et Mundy, L. G., Are flocculent spirals devoid of density waves? gas morphology and kinematics in ngc 5055: 1997a, *ApJ* **484**, 202

- Thornley, M. D. et Mundy, L. G., Dynamic and Stochastic Influences on Spiral Structure in the Flocculent Spiral NGC 4414: 1997b, *ApJ* **490**, 682
- Tilanus, R. P. J. et Allen, R. J., Spiral structure of m 51 - distribution and kinematics of the atomic and ionized hydrogen: 1991, *A&A* **244**, 8
- Toomre, A., On the gravitational stability of a disk of stars: 1964, *ApJ* **139**, 1217
- Toomre, A.: 1977, Cambridge University Press
- Tully, R. B., The kinematics and dynamics of m 51. ii. axisymmetric properties: 1974, *ApJs* **27**, 437
- Turner, A., Ferrarese, L., Saha, A., Bresolin, F., Kennicutt, R. C., Stetson, P. B., Mould, J. R., Freedman, W. L., Gibson, B. K., Graham, J. A., Ford, H., Han, M., Harding, P., Hoessel, J. G., Huchra, J. P., Hughes, S. M. G., Illingworth, G. D., Kelson, D. D., Macri, L., Madore, B. F., Phelps, R., Rawson, D., Sakai, S., et Silberman, N. A., The Hubble Space Telescope Key Project on the Extragalactic Distance Scale. XI. The Cepheids in NGC 4414: 1998, *ApJ* **505**, 207
- Vallejo, O., Braine, J., et Baudry, A., The stellar mass-to-light ratio in the isolated spiral galaxy NGC 4414.: 2002a, *A&A* **387**, 429
- Vallejo, O., Braine, J., et Baudry, A., The structure of the flocculent spiral galaxy NGC 4414: 2002b, *submitted to A&A*
- van Albada, T. S., Bahcall, J. N., Begeman, K., et Sancisi, R., Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198: 1985, *ApJ* **295**, 305
- van der Werf, P. P., Genzel, R., Krabbe, A., Blietz, M., Lutz, D., Drapatz, S., Ward, M. J., et Forbes, D. A., Near-infrared line imaging of NGC 6240 - Collision shock and nuclear starburst: 1993, *ApJ* **405**, 522
- van Dishoeck, E. F. et Black, J. H., The photodissociation and chemistry of interstellar CO: 1988, *ApJ* **334**, 771
- Visser, H. C. D., The Dynamics of the Spiral Galaxy M 81 - Part Two - Gas Dynamics and Neutral Hydrogen Observations: 1980, *A&A* **88**, 159
- Vogel, S. N., Kulkarni, S. R., et Scoville, N. Z., Star formation in giant molecular associations synchronized by a spiral density wave: 1988, *Nature* **334**, 402
- Vogel, S. N., Rand, R. J., Gruendl, R. A., et Teuben, P. J., H-alpha fabry-perot observations of the density-wave pattern in m51: 1993, *PASP* **105**, 666
- Wakker, B. P. et Schwarz, U. J., The multi-resolution clean and its application to the short-spacing problem in interferometry: 1988, *A&A* **200**, 312
- Wilson, T. L. et Rood, R., Abundances in the Interstellar Medium: 1994, *ARA&A* **32**, 191

Liste des tableaux

1	Caractéristiques de NGC 4414	9
2	Raies CO	14
3	Observations HST de M 51	31
4	Luminosité solaire dans bandes HST	34
5	Corrections des magnitudes Johnson	35
6	Corrections des magnitudes Cousins	36
7	Corrections de la brillance	40
8	Paramètres observations CO(1-0)	49
9	Calibrateurs de flux	53
10	Centres de pointage	55
11	Distance de NGC 4414	82
12	Composantes Miyamoto-Nagai	92
13	M/L intrinsèque	97
14	Surdensité moyenne en infrarouge proche	117
15	Propriétés de NGC 4414 et M 51	124
16	Contraste bras-interbras	125

Table des figures

1	Image couleur HST de NGC 4414	8
2	Image en bande K' ($\lambda = 2.1 \mu\text{m}$)	10
3	Champs observés par le HST	20
4	Hot pixels	23
5	Rayons cosmiques	25
6	Image WF3 de NGC4414	30
7	Profils azimutaux B-V-I	42
8	Calibration de bande passante	50
9	Calibration de la phase	51
10	Calibration de l'amplitude	54
11	Avant et après déconvolution	56
12	Flux observé pour chaque canal de fréquence	57
13	Diagramme Position-Vitesse	60
14	Champ de vitesses CO(1-0)	62
15	Couverture du plan (u-v) après combinaison	63
16	Carte HI de la galaxie NGC 4414	71
17	Courbe de rotation HI	72
18	Carte H α de NGC 4414	74
19	Emission CO(1-0) dans NGC 4414	76
20	H α et CO(1-0) dans NGC 4414	77
21	Cartes à 450 et 850 μm de NGC 4414	80
22	Courbe de rotation	89
23	Densité volumique	90
24	Densité surfacique	91

25	Rapport M/L stellaire	96
26	MOND versus cold dark matter	98
27	Séquence de Hubble	104
28	Galaxies spirales non barrées	105
29	Résiduel vitesses CO(1-0)	110
30	Champ et résiduel de vitesses	111
31	Structures NIR	113
32	Observations H ₂	115
33	Résiduel Bande I HST	116
34	Bras spiraux et formation d'étoiles	118
35	Image couleur du centre de NGC 4414	119
36	Images déprojetées bande I de NGC 4414	122
37	Images déprojetées bande I de M 51	123
38	Contraste bras-interbras dans M 51 et NGC 4414	126

Résumé

Ce projet de thèse consiste en l'étude de la dynamique de la galaxie spirale NGC 4414 via une grande mosaïque d'observations de la raie de CO(1-0) avec l'interféromètre du Plateau de Bure, ainsi que des observations multi longueurs d'onde profondes du Télescope Spatial Hubble. Les objectifs de cette thèse sont de déterminer si les bras spiraux de NGC 4414 sont persistants mais aussi d'obtenir une mesure du rapport masse sur luminosité stellaire, le but final étant d'estimer la masse et l'étendue de la matière noire dans NGC 4414. Le modèle de masse est fortement contraint par notre courbe de rotation CO(1-0) à haute résolution et par les observations HST dans les bandes B, V et I.

En supposant que le profil de masse stellaire suit le profil de lumière en bande I dans la région centrale pauvre en poussière et en gaz, et au delà de l'anneau moléculaire, et en reproduisant fidèlement la courbe de rotation CO dans la région centrale, la distribution de masse a pu être déterminée précisément et le rapport M/L stellaire mesuré en fonction du rayon galactocentrique. A posteriori, nous avons trouvé que le modèle de masse était équivalent à la distribution de lumière en bande K' avec un rapport M/L constant proche de $0.5 M_{\odot}/L_{\odot}$, parce que l'extinction est faible à $2.1 \mu\text{m}$. Je montre que l'utilisation d'un rapport M/L constant aux longueurs d'onde optiques, comme c'est le cas pour les modèles de disque maximum, est fortement déconseillé.

Les observations interférométriques CO ne nous donne pas seulement une courbe de rotation à haute résolution, elles peuvent permettre de mesurer des mouvements non circulaires, de "streaming", qui peuvent être dus à des bras spiraux, si ceux-ci sont persistants. Aucun signe de mouvement de "streaming" n'a été trouvé, puisque les mouvements non circulaires sont 5 à 10 fois plus faibles que dans la galaxie "grand design" M 51. L'émission de la raie de H₂ S(1-0) n'a pas été détectée, indiquant une absence de chocs violents. Nous avons mis en évidence une différence structurale majeure entre NGC 4414 et M 51 (et d'autres galaxies du même type) en dépit d'une luminosité, d'une masse de gaz et d'un taux de formation d'étoiles semblables. Le contraste bras-interbras est plus faible dans NGC 4414 que dans M 51, comme attendu, mais celui-ci augmente fortement en fonction du rayon dans M 51, alors qu'il reste constant dans NGC 4414. J'aboutis à la conclusion qu'il n'y a pas de structure spirale persistante dans NGC 4414.

Abstract

My PhD thesis deals with the study of the dynamics of the spiral galaxy NGC 4414 for which I have used a six-field CO(1-0) mosaic obtained from IRAM Plateau de Bure observations and deep multiwavelength Hubble Space Telescope Observations. The goals of the thesis were to determine whether the spiral armlets in NGC 4414 are long-lived and to obtain a measure of the stellar mass-to-light ratio, the ultimate goal being to estimate the mass and extent of the dark matter surrounding NGC 4414. The mass model is strongly constrained by our high-resolution (interferometric) CO(1-0) rotation curve and HST observations in the B, V and I bands.

By assuming that the stellar mass follows I-band light in the unobscured center and beyond the highly extinguished molecular ring and fitting the well-determined CO rotation curve in the nuclear ring region, the mass distribution was determined quite precisely and the stellar M/L ratio measured as a function of radius. A posteriori, the mass model was found to be equivalent to the K' band light distribution with a constant mass-to-light ratio at nearly $0.5 M_{\odot}/L_{\odot}$, because the extinction has little effect at $2.1 \mu\text{m}$. I show that it is nearly worthless to use a constant M/L ratio at optical wavelengths for a spiral galaxy, as is often done with the so-called maximum disk models.

The interferometric CO observations not only yield a high-resolution rotation curve but can be used to measure non-circular, possibly streaming, motions which could be due to the spiral armlets if long-lived. No sign of streaming motions is found, such that any streaming is a factor 5-10 lower in velocity than in the grand design spiral M 51. No emission was detected in the H₂S(1-0) line, indicating a lack of strong shocks. A major structural difference was found between NGC 4414 and M 51 (and other grand design spirals) despite their similar luminosity, gas mass, and star formation rates. The arm-interarm contrast is much lower in NGC 4414 than M 51, as expected, but also the contrast rises dramatically with radius in M 51 whereas it remains constant in NGC 4414. I reach the conclusion that there is no persistent spiral structure in NGC 4414.

Mots clés

Galaxies	NGC 4414	Milieu interstellaire
Observations optiques	Structure spirale	Dynamique
Matière noire	Interférométrie millimétrique	Evolution
Rapport M/L		