

Direction des bibliothèques

AVIS

Ce document a été numérisé par la Division de la gestion des documents et des archives de l'Université de Montréal.

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

This document was digitized by the Records Management & Archives Division of Université de Montréal.

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal

Analyse cinématique de l'hydrogène ionisé et étude du gaz
ionisé diffus de trois galaxies du Groupe Sculpteur :
NGC253, NGC300 et NGC247.

par

Julie Hlavacek-Larrondo

Département de Physique
Faculté des arts et des sciences
Université de Montréal

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en Physique

Août, 2009



©Julie Hlavacek-Larrondo, 2009

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :

Analyse cinématique de l'hydrogène ionisé et étude du gaz ionisé diffus
de trois galaxies du Groupe Sculpteur : NGC253, NGC300 et NGC247.

présenté par :

Julie Hlavacek-Larrondo

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

| | |
|------------------|--|
| Nicole St-Louis, | Président-rapporteur et membre du jury |
| Claude Carignan, | Directeur de recherche |
| René Doyon, | Membre du jury |

Mémoire accepté le : 19 août 2009

Résumé

Une étude cinématique profonde de l'hydrogène ionisé de trois galaxies appartenant au Groupe Sculpteur, NGC 253, NGC 300 et NGC 247, est présentée. Les galaxies du Groupe Sculpteur sont des outils importants quant à l'étude de la matière sombre grâce à la proximité du groupe, ainsi que l'isolation de ses galaxies. Les données Fabry-Pérot $H\alpha$ ont été obtenues en octobre 2007 sur le télescope de 36 cm de Marseille, à la Silla au Chili. Une caméra Andor iXon munie d'un détecteur L3CCD a été utilisée. Chacune des galaxies a été observée pour près de 20 heures, ce qui a permis de détecter la présence de gaz ionisé très diffus. Une recherche de l'émission $H\alpha$ à plus grands rayons que l'émission du disque HI est aussi tentée, notamment dans le cas de NGC 253. Les observations profondes de galaxies permettent d'obtenir des courbes de rotation très étendues, et donc de mieux contraindre les paramètres du halo massif. Pour chacune des galaxies, une courbe de rotation a donc été obtenue avec les nouvelles observations, ainsi que des modèles de masse. Les données ont été calibrées en flux grâce au catalogue SHASSA (Southern $H\alpha$ Sky Survey), et des valeurs typiques de mesure d'émission de $0.1 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ ont été atteintes.

Mots-clés :

Méthodes : observationnelles - Techniques : Interférométrie Fabry-Perot, vitesses radiales, ajustement spectral gaussien et de Lorentz, calibration en flux - Galaxies : cinématique, dynamique, matière interstellaire, gaz ionisé diffus, galaxies actives, matière sombre.

Summary

Very deep observations of galaxies are essential to extract extended rotation curves, and allow greater constrain on dark matter halo parameters. A deep optical H α study of three galaxies belonging to the Sculptor Group, NGC 253, NGC 300 and NGC 247, is presented. The proximity of the Sculptor Group, and the isolation of its galaxies, make it an ideal laboratory for studying the properties of dark matter. The Fabry-Perot data were taken in October 2007 at the 36 cm Marseille Telescope in La Silla, Chile. A Andor iXon camera equipped with a L3CCD detector was used. With almost 20 hours of exposure for each galaxy, very extended emission is detected. A look at emission detected beyond the HI disk in the case of NGC 253 is also examined. Moreover, extended optical rotation curves and mass models were obtained for all galaxies. The data were calibrated in flux using the SHASSA (Southern H α Sky Survey) catalogue, and typical emission measure values of $0.1 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ were reached.

Keywords :

Methods : observational - Techniques : Fabry-Perot Interferometry, radial velocities, gaussian and Lorentz spectral fitting, flux calibration - Galaxies : kinematics, dynamics, interstellar matter, diffused ionized gas, active galaxies, dark matter.

Table des matières

| | |
|---|-------------|
| Résumé | iii |
| Summary | iv |
| Liste des tableaux | vii |
| Table des figures | viii |
| Abréviations | ix |
| Remerciements | xii |
| 1 Introduction | 1 |
| 1.1 Le problème de la matière sombre | 1 |
| 1.2 L'étude de la matière sombre à travers les galaxies | 7 |
| 1.2.1 La rotation des galaxies et les raies d'émission | 7 |
| 1.2.2 La courbe de rotation | 8 |
| 1.2.3 Les mouvements non circulaires | 8 |
| 1.3 Le Gaz Ionisé Diffus (DIG) | 10 |
| 1.4 Le groupe Sculpteur | 13 |
| 1.4.1 NGC 253 | 13 |
| 1.4.2 NGC 300 | 14 |
| 1.4.3 NGC 247 | 16 |
| 1.5 Instrumentation | 18 |
| 1.6 Objectif de l'étude | 21 |

| | |
|--|------------|
| 2 Observations et réduction des données | 22 |
| 2.1 Observations | 22 |
| 2.2 Réduction des données | 25 |
| 2.2.1 Réduction des données : procédure générale | 25 |
| 2.2.2 Calibration en flux | 26 |
| 2.2.3 Ajustement des profils | 36 |
| 2.3 Extraction du champ de vitesse | 42 |
| 2.4 La courbe de rotation | 46 |
| 2.5 Le profil de masse de la matière sombre | 48 |
| 3 Résultats / Articles scientifiques : NGC 253 | 49 |
| 3.1 Introduction de l'article | 49 |
| 3.2 Article scientifique | 50 |
| 4 Résultats / Articles scientifiques : NGC 247 et NGC 300 | 82 |
| 4.1 Introduction de l'article | 82 |
| 4.2 Article scientifique | 83 |
| 5 Conclusion | 119 |
| RÉFÉRENCES | 121 |
| Annexes | 126 |
| A Ajustement gaussien et de Lorentz | 126 |
| B Les rayons cosmiques | 131 |
| C Méthode générale - Calibration en Flux | 136 |
| C.1 Calibration en flux : Correction pour les inhomogénéités | 136 |
| C.2 Calibration en flux : paramètres | 139 |
| C.2.1 Coefficient d'extinction | 139 |
| C.2.2 Facteur de conversion | 140 |
| D Article de la galaxie NGC 7793 | 144 |

Liste des tableaux

| | | |
|----|--|-----|
| I | Étude de l'hydrogène atomique (H α) pour NGC 253, NGC 300 et NGC 247. | 15 |
| II | Tableau illustrant les valeurs de χ^2 et de χ^2_{reduit} pour l'ajustement gaussien et de Lorentz. | 130 |

Table des figures

| | | |
|----|---|-----|
| 1 | Courbe de rotation de M31. | 3 |
| 2 | Courbe de rotation à grand rayon de M31. | 4 |
| 3 | Gaz Ionisé Diffus de la galaxie NGC 891. | 6 |
| 4 | Images extraites de l'article de Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) concernant NGC 253. | 17 |
| 5 | Exemple typique d'image obtenue à partir d'un Fabry Perot. | 19 |
| 6 | Image du <i>flat</i> global utilisé lors de la réduction des données. | 31 |
| 7 | Lissage spectral de type <i>hanning</i> | 32 |
| 8 | Graphiques comparant les flux obtenus dans cette étude pour chacune des galaxies en fonction des flux de référence du catalogue SHASSA. | 34 |
| 9 | Comparaison entre la méthode d'ajustement de profil avec une raie gaussienne et avec la méthode du barycentre. | 37 |
| 10 | Champ de vitesse brut de NGC 253 et illustration montrant le lissage en pointe de tarte. | 45 |
| 11 | Comparaison entre un profil gaussien et un profil de Lorentz. | 127 |
| 12 | Figure illustrant l'ajustement d'un profil gaussien et d'un profil de Lorentz sur les observations. | 128 |
| 13 | Images illustrant la technique utilisée pour soustraire les rayons cosmiques. | 133 |
| 14 | Images illustrant la technique de Maxime Charlebois pour soustraire les rayons cosmiques. | 134 |
| 15 | coefficient d'extinction en $H\alpha$ pour l'Observatoire du Mont-Mégantic. | 141 |

Abréviations

NOTATION

| | |
|-------------------------------------|--|
| \AA | Unité de longueur du Angstrom, soit 10^{-10} mètre |
| $H\alpha$ | Raie de recombinaison de l'hydrogène à 6562.78\AA |
| (M/L) | Rapport de la masse sur la luminosité |
| HI | Raie à 21 cm de l'hydrogène neutre |
| kpc | 10^3 parsec |
| Mpc | 10^6 parsec |
| BVRIJHL | 7 longueurs d'ondes allant du bleu vers l'infrarouge proche |
| V_{obs} | Vitesse observée le long de la ligne de visée |
| V_{sys} | Vitesse systémique de la galaxie |
| V_{rot} | Vitesse de rotation |
| θ | Angle azimutal |
| i | Inclinaison |
| ' | Minute d'arc |
| " | Seconde d'arc |
| V_{exp} | Vitesse d'expansion |
| km s^{-1} ou KM/S | Kilomètre par seconde |
| λ | Longueur d'onde |
| R_{25} | Rayon optique ou rayon isophote à $25 \text{ mag arcsec}^{-2}$ |
| M_{dark} / M_{lum} | Rapport de la matière sombre sur la matière lumineuse |
| $L_{H\alpha}$ | Luminosité $H\alpha$ |
| $\sigma_{H\alpha}$ | Brillance de surface en $H\alpha$ |
| A | Coefficient d'extinction |
| FAC | Facteur de conversion du nombre de comptes en unité de flux |
| ρ | Densité de masse |
| ρ_0 | Densité de masse au centre du halo de matière sombre |
| R_0 | Rayon caractéristique |

| | |
|--------------------|---|
| Hz | Hertz |
| MHz | 10^6 Hertz |
| cm | centimètre |
| F_g | Force gravitationnelle |
| G | Constante gravitationnelle |
| M ou m | Symbol pour la masse |
| r | rayon |
| E_c | Énergie cinétique |
| E_p | Énergie potentielle |
| λ_c | Longueur d'onde centrale |
| $^{\circ}\text{C}$ | Degrès Celcius |
| $f(x)$ | Fonction dépendante sur la variable x |
| B_0 | Paramètre du continuum |
| I_0 | Paramètre de l'intensité |
| v_0 | Paramètre de la vitesse centrale |
| σ | Dispersion |
| γ | Largeur à mi-hauteur |
| χ^2 | Chi-carré |
| χ^2_r | Chi-carré réduit |
| $\Delta\lambda$ | Différence en longueur d'onde |
| $^{\circ}$ | Degrés |
| K | Kelvin |
| T | Température |
| n_e | Densité électronique |
| z | Hauteur galactique |
| OB | Étoiles de type spectrale OB |
| HII | Hydrogène ionisé |
| H ₂ | Hydrogène moléculaire |
| M_t | Magnitude théorique |
| \log_{10} | logarithme en base 10 |
| \ln | logarithme naturel |
| C_{vraie} | Nombre de comptes véridique |
| M_{obs} | Magnitude apparente |
| X | Masse d'air |
| B | Point zéro de l'équation de masse d'air |
| C_{obs} | Nombre de comptes observé |
| w_λ | largeur d'une fonction gaussienne |

LISTE DES SIGLES

| | |
|---------------|--|
| M31 | Messier 31 ou Andromède |
| M104 | Messier 104 |
| M81 | Messier 81 |
| ISM ou MIS | Milieu Interstellaire |
| NGC | New General Catalogue |
| S/B | Rapport signal sur bruit |
| ESO | European Southern Observatory |
| FP | Fabry-Perot |
| L3CCD | Low Light Level Charge-Couple Device |
| IDL | Interactive Data Language |
| PA | Angle de position |
| DIG | Diffuse Ionized Gas ou Gaz Ionisé Diffus |
| MD | Mesure de dispersion |
| EM | Emission Measure ou Mesure d'Émission |
| NED | NASA/IPAC Extragalactic Database |
| FWHM | Full-Width Half Maximum |
| DN | Data Number |
| λ CDM | Simulation : Lambda Cold Dark Matter |
| SHASSA | Southern H α Sky Survey |
| WCS | World Coordinate System |
| NE | Néon |
| FSR | Free Spectral Range |
| WIM | Warm Ionized Medium |
| 3DNTT | 3-Dimensional New-Technology-Telescope |
| ISO | Sphere isotherme |

Remerciements

Les étapes menant à la version finale de ce mémoire auraient été beaucoup plus difficiles, voir impossibles, à franchir sans l'aide de certaines personnes. Parmi celles-ci, j'aimerais remercier mon directeur de recherche, Claude Carignan, ainsi que tous mes collègues de bureau (Marie-Maude de Denus-Baillargeon, Isabelle Dicaire, Olivier Daigle, Olivier Hernandez, ...) pour leurs expertises, leur soutien technique, mais aussi leur amitié. J'aimerais aussi remercier tout le bureau de filles du F-423 qui ont été un excellent soutien moral pendant toute ma maîtrise. Finalement, je tiens à remercier de tout mon coeur ma famille, notamment ma mère, ma grand-mère, ainsi que Rodrigue, qui ont su m'écouter et me guider à travers les moments les plus difficiles.

Dédié à ma mère.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Le problème de la matière sombre

Cela fait plus de 70 ans que nous nous soupçonnons de l'existence de la matière sombre. Cependant, sa nature demeure complètement inconnue. La matière sombre est un sujet absolument passionnant, mais aussi primordial dans la recherche scientifique. Elle est définie comme étant une matière qui n'émet aucun rayonnement électromagnétique, mais qui pourrait constituer plus de 90% de la matière présente dans l'Univers. Étant une matière avec masse, elle devrait exercer un effet gravitationnel sur les objets qui l'entourent, comme le prédit la loi de la force gravitationnelle. Son étude peut donc se faire à travers son effet gravitationnel.

En 1933, l'astronome suisse Fritz Zwicky soulignait pour la première fois l'existence de la matière sombre (Zwicky 1933). Son étude portait sur l'analyse des vitesses radiales de sept galaxies appartenant à l'amas du Coma. À partir de la dispersion des vitesses, d'une approximation du rayon de l'amas et du théorème du viriel, il fut en mesure d'estimer la masse totale de l'amas afin d'expliquer les vitesses observées de ces galaxies. Le théorème du viriel stipule que l'énergie cinétique (E_c) est reliée à l'énergie potentielle (E_p) selon l'Éq. 1.1, où v peut être approximée comme la dispersion des vitesses.

$$\begin{aligned}
E_c &= -\frac{1}{2}E_p \\
&= \frac{1}{2}Mv^2 \\
&= -\frac{1}{2}\frac{GM^2}{2r}
\end{aligned} \tag{1.1}$$

Il détermina ensuite le ratio M/L de l'amas à l'aide de la masse qu'il venait de déterminer et le compara au ratio M/L typique d'autres galaxies calculé à partir de leur courbe de rotation respective. Il trouva que le rapport M/L de l'amas était environ 400 fois plus élevé que celui des galaxies. Il en conclut que la majorité de la masse de l'amas était sous forme de matière sombre. Le concept de la matière sombre était donc né. Quelques années plus tard, l'astronome Smith trouva une conclusion similaire pour l'amas de la Vierge (Smith 1936). Néanmoins, la communauté scientifique ne considèrera pas ces conclusions comme étant bouleversantes et il fallu attendre une quarantaine d'années avant d'entamer à nouveau la recherche sur la matière sombre (Binney & Tremaine 1994).

Au cours des années 1970, l'étude de la cinématique des galaxies dévoila à nouveau l'existence de la matière sombre, mais cette fois-ci à l'échelle des galaxies (Ostriker, Peebles & Yahil 1974; Einasto, Kaasik & Saar 1974). Dans le cas des galaxies, la matière sombre serait présente sous la forme d'un halo massif, tandis que dans le cas des amas, la majorité de la matière sombre serait présente dans l'espace intergalactique. Les courbes de rotation fournissent une méthode directe pour étudier la distribution de masse des galaxies. L'étude des raies d'émission, notamment la raie optique $H\alpha$ émis par les régions HII et la raie hyperfine à 21 cm de l'hydrogène neutre^a (van der Kruit & Allen 1978), permettent d'obtenir les courbes de rotation des galaxies grâce à l'analyse des vitesses radiales.

La théorie du disque exponentiel (Freeman 1970) prédit que la courbe de rotation

a. Les courbes de rotation HI ont tendance à s'étendre à de plus grands rayons que les courbes de rotation $H\alpha$. Le dernier peut atteindre environ $1/3 R_{HO}$ où R_{HO} est le rayon Holmberg, tandis que le premier peut souvent atteindre des rayons de plus de $1 R_{HO}$.

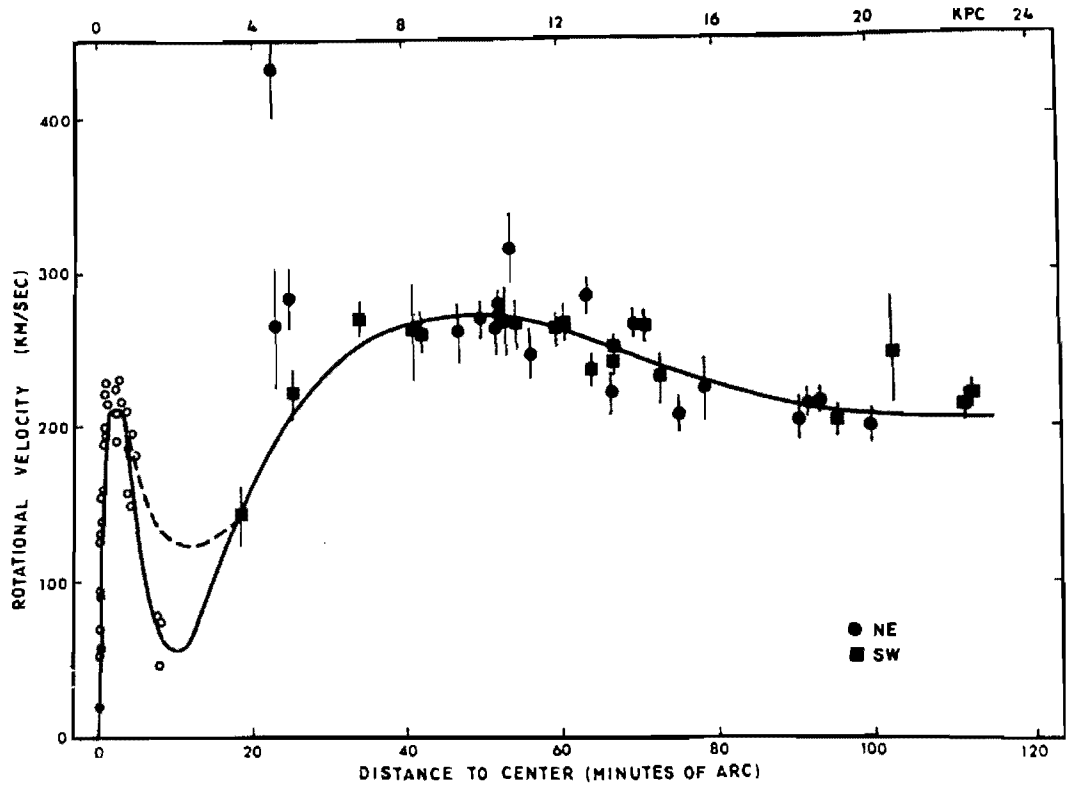


Figure 1: Image extraite de l'article de Rubin & Ford (1970) : Courbe de rotation de M31 présentant une croissance initiale rapide, suivit d'un plafonnement à grands rayons ($r > 80'$). Les cercles ouverts sont les vitesses de la raie d'émission [NII] ($\lambda 6583 \text{ \AA}$) proche du noyau. Les cercles remplis et les carrés sont les vitesses de régions HII (région individuelle ou moyennée sur plusieurs régions dans le cas d'association d'étoiles OB). Les erreurs proviennent de la plus grande valeur entre la dispersion moyenne des vitesses d'une même association, ou de l'erreur observationnelle. La courbe pleine représente un ajustement polynomiale d'ordre 4 pour $r > 12'$, et la courbe en tirée, proche de $r = 10'$, représente un ajustement d'ordre supérieur pour les régions interne.

doit augmenter linéairement, atteindre un point maximal et ensuite diminuer selon r^{-2} . Cependant, en 1970 Rubin et Ford publient les données concernant la courbe de rotation de M31 et observent que la courbe ne se comporte pas comme un disque exponentiel. Leurs résultats montrent que la courbe se divise plutôt en deux sections (voir Fig. 1). La première montre une vitesse de rotation qui croît linéairement avec le rayon, et donc de type rotation solide (ou disque exponentiel). La seconde montre une vitesse de rotation qui plafonne à grands rayons, ce qui implique que la densité de la matière qui s'y trouve augmente comme r^2 et que la masse augmente comme r . Au cours des années suivantes, des études portant sur l'observation de la raie à 21 cm à

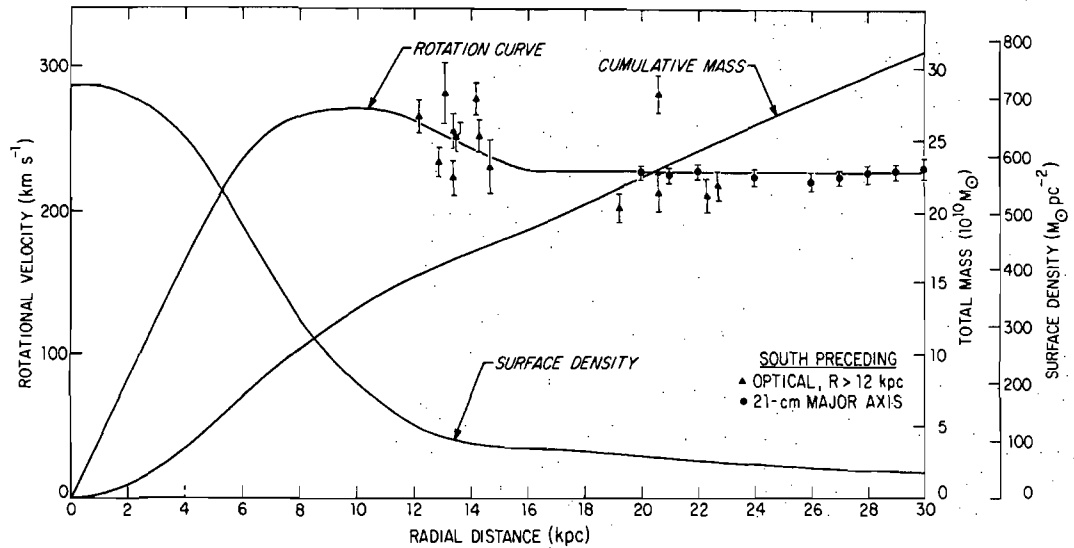


Figure 2: Image extraite de l'article de Roberts & Whitehurst (1975) : Courbe de rotation de M31 très étendue présentant un plafonnement à grands rayons ($r > 16$ kpc). Les triangles remplis sont les données optiques de Rubin & Ford (1970), tandis que les cercles remplis sont les données HI selon l'axe majeur. La densité de surface et la masse cumulative sont pour un modèle très aplati (voir Roberts & Whitehurst 1975 pour plus de détails).

grand rayon ont témoigné de résultats semblables (voir Fig. 2; Roberts & Whitehurst 1975; Rogstad and Shostak 1972; Faber & Gallagher 1979). Afin d'expliquer ces observations, la communauté propose que la totalité de la matière ne soit pas encore entièrement sondée. Plus précisément, Freeman (1970) propose la présence d'un halo de matière non lumineuse s'étendant à de plus grands rayons que le disque optique afin d'expliquer que la courbe de rotation plafonne à grands rayons. Ces courbes ont donc montrées que la matière sombre existait aussi au niveau des galaxies (Binney & Tremaine 1994).

D'un autre côté la matière sombre joue aussi un rôle en cosmologie. Les simulations numériques telle que λ CDM (*Lambda Cold Dark Matter*) prédisent que la matière sombre devrait avoir une distribution en densité concentrée au centre du halo, c'est-à-dire un *Cuspy Core*. Cependant, les distributions de masse extraites à partir des courbes de rotation semblent plutôt avoir des noyaux avec une densité constante, notamment pour les galaxies de faible masse et de faible brillance de surface (McGaugh 2003). Ce problème est souvent reconnu comme le problème du *Cuspy*

Core.

Le profil de masse qui sera utilisé dans cette étude est celui de type sphère isotherme (ISO). Il contient un profil central aplati qui semble mieux reproduire les observations à l'échelle des galaxies. Pour plus de détails, incluant la paramétrisation du halo massif, voir le Chap. 2.4.

Plusieurs découvertes récentes en astrophysique, dont celle du Gaz Ionisé Diffus (DIG), tentent de démystifier davantage les caractéristiques de la matière sombre. Ce gaz a été découvert il y a une quarantaine d'année et constitue un gaz à la fois diffus ($n_e \sim 0.03 \text{ cm}^{-3}$) et relativement chaud ($T \sim 10^4 \text{ K}$). Il se trouve dans le disque et dans le halo des galaxies spirales, mais la théorie prédirait qu'il se trouverait aussi au delà du disque HI (voir Fig. 3). Son observation nous permettrait donc en principe de sonder la distribution de masse des galaxies à des rayons étendus, voir plus loin que le HI, et donc de mieux contraindre les paramètres du halo sombre. En détectant ce gaz, il serait possible de voir si la courbe de rotation continue à plafonner, ou plutôt si elle décroît. Ces résultats auraient d'énormes conséquences. Cependant, ce gaz génère toujours de multiples discussions au sein de la communauté scientifique, notamment puisque son origine est fortement controversée (voir Chap. 1.3).

De nos jours, l'étude de la matière sombre ne se limite plus seulement à l'astrophysique, mais se fait aussi à travers d'autres domaines de la physique, dont la physique des particules. Cette dernière cherche plutôt à connaître la nature de la composante non baryonique, tandis que l'astrophysique cherche plutôt à comprendre ses propriétés et son effet sur notre Univers. Les hypothèses concernant sa nature sont très nombreuses. Celles-ci incluent une matière baryonique sombre tels que des étoiles de très faible luminosité, des rémanents stellaires ou du gaz froid n'émettant que très peu de lumière, mais aussi une matière non baryonique, exotique, comme des gravitons. Il s'agit d'une collaboration à l'échelle de la planète qui tente de dévoiler et de comprendre la nature de cette mystérieuse matière sombre.

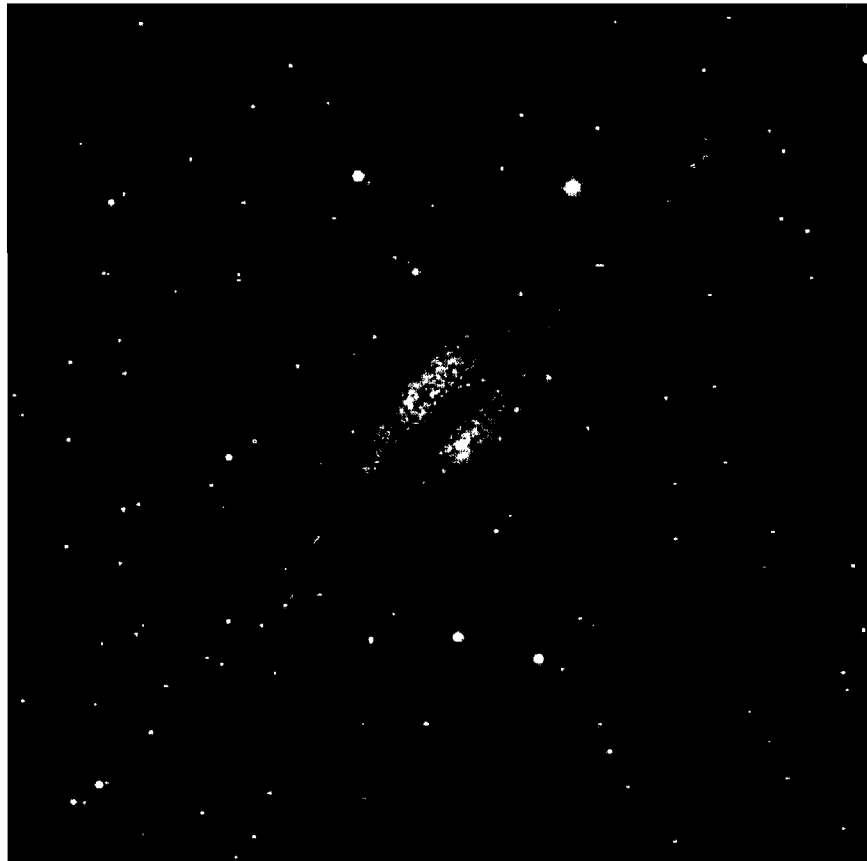


Figure 3: Exemple du Gaz Ionisé Diffus (DIG) au niveau de la galaxie NGC 891. Dans le cas de NGC 891, la présence d'un milieu diffus (teintes grises) se trouve loin du disque de la galaxie et donc loin des étoiles OB ionisantes. Source : www.astro.cornell.edu .

1.2 L'étude de la matière sombre à travers les galaxies

1.2.1 La rotation des galaxies et les raies d'émission

La rotation des galaxies spirales^b a été démontrée pour la première fois grâce à l'analyse de l'inclinaison des raies d'absorption par Wolf (1914) pour M81 et par Slipher (1914) pour M104. En étudiant les régions centrales de ces nébuleuses, la forte présence de raies d'absorption et leur inclinaison respective^c a permis de détecter un mouvement de rotation. Il a cependant fallu attendre encore plusieurs années avant d'obtenir des résultats démontrant la rotation à plus grande échelle à l'aide des raies d'émission, puisque la sensibilité des instruments de l'époque ne le permettait pas.

Les premières mesures de la variation des vitesses radiales avec le rayon ont été faites grâce à l'analyse des raies d'émissions par Pease (1916, 1918) et pour M31 et M104 respectivement avec plus de 80 heures de temps d'exposition ! Depuis ce temps, beaucoup de progrès ont été faits. Il est maintenant possible d'obtenir des champs de vitesses radiales à la fois détaillés et très étendus. L'émission des régions HII permet d'obtenir des champs de vitesses à très grande résolution spatiale, tandis que l'émission de l'hydrogène neutre (HI) permet d'avoir une grande couverture spatiale. Il est important de mentionner que ces raies tracent la composante du gaz d'une galaxie, mais que plusieurs études ont montré à l'aide de raies d'absorption que les étoiles, elles aussi, suivent à grande échelle le même mouvement de rotation que le gaz (Van der Kruit & Allen 1978). L'étude de la rotation des galaxies peut donc se faire par l'analyse des raies d'émission.

b. Dans cet ouvrage nous aborderons uniquement le cas des galaxies spirales. Étant riche en gaz, il devient relativement facile de faire leur analyse cinématique par l'intermédiaire des raies d'émission provenant du gaz.

c. Le mouvement de rotation d'une galaxie modifie les raies d'absorption des étoiles ; du côté qui s'éloigne de l'observateur les raies sont déplacées légèrement et apparaissent inclinées vers le bleu, tandis que du côté qui s'approche de l'observateur les raies sont déplacées légèrement et apparaissent inclinées vers le rouge.

1.2.2 La courbe de rotation

L'étude de la cinématique des galaxies a permis de récolter une panoplie d'information sur la matière sombre. Grâce à l'effet Doppler, il est possible d'obtenir en premier lieu le champ de vitesses bidimensionnelles d'une galaxie, ensuite sa courbe de rotation et finalement les paramètres qui caractérisent le halo sombre. Le premier chapitre de cet ouvrage expliquera en grands détails toutes les étapes de la réduction des données (voir Chap. 2). Cependant, la détermination des paramètres de la matière sombre repose souvent sur des modèles symétriques. Or les champs de vitesses ne le sont pas toujours, puisqu'ils existent plusieurs mécanismes dans la galaxie qui peuvent perturber la cinématique du gaz. Ces perturbations proviennent de phénomènes présentant des mouvements non circulaires tels que des bulles en expansion, des barres, un gauchissement du disque, des collisions galactiques et autres (Van der Kruit & Allen 1978). Ces perturbations déforment la courbe de rotation et induisent des erreurs lors de la modélisation des paramètres du halo massif.

Oh et al. (2008) propose une méthode pour retirer ces perturbations du champ de vitesses d'une galaxie. Il s'agit d'extraire à partir du champ de vitesses initial, un champ de vitesses non perturbé par ajustement de plusieurs profils gaussiens de manière non simultanée (voir Chap. 2.2.3.b). Ce dernier champ permettrait d'obtenir une courbe de rotation du mouvement purement circulaire, et d'ainsi extraire des paramètres du halo massif plus raffinés. Cette méthode est vérifiée dans cet ouvrage pour les trois galaxies étudiées, soit NGC 253, NGC 300 et NGC 247. Cependant, comme nous allons le démontrer cette méthode ne s'applique pas à toutes les observations.

1.2.3 Les mouvements non circulaires

Près de la moitié des galaxies contiendrait des barres en leur centre (Binney & Merrifield 1998). Les barres ont une forme étendue et sont relativement mince. De plus, leur luminosité pourrait atteindre jusqu'à 1/3 de celle de la galaxie. Même si la dynamique des barres demeure complexe, des études suggèrent que leur cinématique pourrait s'interpréter comme un mouvement du gaz et des étoiles vers les régions

centrales de la galaxie (voir Petterson et al. 1978). De plus, les simulations hydrodynamiques prédiraient l'existence de zones de chocs au niveau des barres, ce qui créeraient d'importants mouvements non circulaires (Huntley, Sanders & Roberts 1978). Les trois galaxies étudiées dans cet ouvrage sont NGC 253, NGC 300 et NGC 247. Elles sont classifiées respectivement comme SAB(s)c, SA(s)d et SAB(s)d. NGC 253 et NGC 247 auraient donc la présence d'une faible barre au niveau de leur disque.

Un gauchissement du disque est une distorsion du plan de la galaxie à grande échelle. Dans l'optique, les galaxies apparaissent habituellement minces et aplaties. Cependant, le disque du gaz neutre (HI) laisse croire autrement, et montrent souvent un gauchissement important (Binney & Tremaine 1994). Visuellement, un gauchissement est une torsion vers le haut d'un côté de la galaxie, et une torsion vers le bas de l'autre côté. Les axes cinématiques de la galaxie sont perturbés, et leur inclinaison varie en fonction du rayon (Binney & Merrifield 1998). La Voie Lactée contient d'ailleurs un gauchissement du disque important observable à 21-cm (HI). Ce gauchissement atteint même des hauteurs z de plus de 12 kpc (Verschuur 1975). En la présence d'un gauchissement, les vitesses de rotation extraites du champ de vitesses radiales peuvent être fortement modifiées si aucune correction n'est appliquée. Puisque nous cherchons à étudier le DIG à grands rayons, et que le gauchissement d'un disque est une distorsion à grande échelle, il faudra tenir compte de la présence de ce gauchissement lors de l'analyse. Ceci se fera en laissant l'inclinaison et l'angle de position varier en fonction du rayon pendant l'extraction de la courbe de rotation.

D'autres mécanismes modifient l'allure de la courbe de rotation, incluant le *Beam Smearing*. Il s'agit d'un phénomène de nature observationnelle. La pente de la partie ascendante de la courbe de rotation de basse résolution obtenue avec la raie à 21-cm de l'hydrogène neutre apparaît moins prononcée que celle à haute résolution obtenue avec la raie $H\alpha$. Les études de Blais-Ouellette, Carignan & Amram (1999) ont montré la nécessité d'ajouter des données cinématiques bidimensionnelles HII à haute résolution spatiale aux données HI afin de mieux modéliser la partie ascendante des courbes de rotation. Les observations de la présente étude ont été faites en $H\alpha$, ce qui permettra de corriger la courbe de rotation de l'hydrogène neutre pour le *Beam Smearing*.

1.3 Le Gaz Ionisé Diffus (DIG)

La littérature montre que le DIG est parfois appelé *Warm Ionised Medium* (WIM) ou *Lockman-Reynolds Layers* (Rand 1997a; Martin 2000). Cependant, les deux derniers termes font plutôt allusion au gaz diffus de la Voie Lactée, tandis que le terme DIG fait plutôt allusion au gaz diffus présent dans les galaxies externes. Néanmoins, il s'agit d'un gaz chaud et diffus qui se trouverait à la fois dans et au delà du disque de gaz neutre (H I). Sa détection permettrait de sonder davantage la rotation des galaxies et donc de mieux contraindre les paramètres du halo massif.

Hoyle et Ellis (1963) mentionnent pour la première fois l'existence d'un milieu diffus d'électrons libres lors d'un sondage de l'émission synchrotron du plan Galactique^d. Les auteurs expliquent que l'émission à basse fréquence (plus petite que 5 MHz) est principalement due à de l'absorption libre-libre. Ainsi, l'ensemble du plan Galactique (bras et entre-bras) baignerait dans un milieu diffus d'électrons libres, et donc dans un DIG (Reynolds 1995). La découverte des pulsars à la fin des années 1960 a ensuite permis de sonder davantage ce milieu, à l'aide des mesures de dispersion (MD) de ces objets. En effet, les signaux des pulsars scintillent dû à la présence du DIG. Cette scintillation peut se mesurer de manière expérimentale et donne une mesure directe de la densité du gaz diffus, soit $n_e \sim 0.03 \text{ cm}^{-3}$.

Par la suite, en 1971, la détection de raies d'émissions optiques du DIG à l'aide de Fabry-Perot de haute résolution spectrale confirme à nouveau la présence du gaz (Reynolds et al. 1971). De nombreuses études font suite à ces découvertes, notamment celles portant sur l'analyse spectrale de raies interdites de ce milieu tels que le [OIII] et le [NII] (Rand 1997a). La présence de ces raies dans le DIG s'explique par la faible densité du milieu, favorisant considérablement l'émission spontanée. Ces raies révèlent aussi un résultat important : dans le DIG, les niveaux de basses ionisations sont favorisés. Les atomes se voient donc très souvent ionisés qu'une seule fois. Ceci n'est pas le cas pour les régions HII. Afin d'expliquer cette observation, les études

d. Les termes *galaxie* et *galactique* portant la lettre *g* en majuscule font référence à notre galaxie, soit la Voie Lactée. Ceux portant la lettre *g* en minuscule font référence aux galaxies externes, qui n'inclut donc pas la Voie Lactée.

proposent que la source de radiation ionisant le DIG soit diluée, c'est-à-dire que la densité de photons ionisants est faible (voir Rand 1997b; Reynolds 1995).

Sivan (1974) étudie la distribution à grande échelle du DIG de la Galaxie, et en conclut que ce gaz est présent en grande quantité non seulement au niveau du disque, mais aussi au niveau de son halo. Les études portant sur ce gaz présent dans les galaxies externes révèlent un résultat semblable. La hauteur du DIG par rapport au plan des galaxies atteint en moyenne de 1 à 3 kpc (Rand 1997b; Dettmar 1990; Rossa & Dettmar 1999). Le DIG fait donc partie intégrante du MIS. Néanmoins, la communauté scientifique n'arrive toujours pas à bien expliquer la source d'ionisation de ce gaz.

Néanmoins, toutes ces études ont permis de dériver les propriétés globales du DIG. La densité de ce gaz est faible, soit d'environ 0.03 cm^{-3} , tandis que celle d'une région HII est d'environ 10^3 cm^{-3} (Rand 1997b; Dopita & Sutherland 2003). Ce gaz a aussi une température élevée qui varie entre 6000 K et 10000 K (Reynolds 1992). La température peut être déterminée à partir de l'analyse des raies spectrales, comme $\text{H}\alpha$. Les observations montrent que la structure générale du gaz est filamenteuse, superposée à un fond diffus uniforme. Dans le cas de la Voie Lactée, les structures filamenteuses ont des grandeurs angulaires de plus d'un degré (Rand 1997a).

Le DIG occupe une part de volume importante dans les galaxies, soit d'environ 20%, et à des hauteurs (z) de plus de 1 kpc, ce pourcentage devient de l'ordre de 40% (Rand 1997b). De plus, il pourrait occuper une importante part de la masse. Sa densité de surface peut atteindre 1/3 de celle du HI (Rand 1997b). Lorsque l'on compare l'apport de la masse de tout le gaz d'hydrogène ionisé présent dans une galaxie, le DIG peut être responsable de 90% de cette masse. Une dernière propriété intéressante à mentionner est que le DIG montre souvent une forte émission $\text{H}\alpha$. Le pourcentage de luminosité galactique totale en $\text{H}\alpha$ émis par le gaz diffus peut atteindre de 20% à 40% (Dopita & Sutherland 2003). Le DIG a donc une luminosité non négligeable.

Plusieurs mécanismes d'ionisation du DIG ont été proposés. Une des sources possibles serait un flux de photons ionisants s'échappant des régions HII, et donc prove-

nant des étoiles OB. C'est ce qui s'appelle le modèle de *photoionisation*. Cependant, ce modèle prédit qu'au moins 15% des photons devraient s'échapper pour expliquer les observations, ce qui demeure une quantité importante. Il est difficile d'expliquer comment ces photons pourraient réussir à traverser des échelles de distance aussi grandes que le kpc (Reynolds 1995). La communauté surnomme ce problème, le *problème de porosité* (Rand 1997b). D'autres sources possibles sont les phénomènes énergétiques, tels que les supernovae, ou des mécanismes d'échange de matière entre le disque et le halo, tels que la *fontaine galactique*. Cependant, malgré la panoplie de sources d'ionisation proposées, elles n'arrivent toujours pas à bien expliquer l'entièreté des observations.

1.4 Le groupe Sculpteur

Le Groupe Sculpteur se situe dans l'hémisphère sud et se trouve à une distance d'environ 1.5 à 4 Mpc (Jerjen, Freeman & Binggeli 1998 ; Karachentsev et al. 2003). Il s'agit du groupe le plus proche de notre Galaxie, après le Groupe Local. Il contiendrait un nombre important de galaxies tardives riches en gaz (de Vaucouleurs 1959), dont NGC 253, NGC 7793, NGC 55, NGC 300 et NGC 247, mais aussi deux dizaines de plus petites galaxies (Côté et al. 1997).

Le groupe ne semble d'ailleurs pas avoir subi d'évolution dynamique importante, faisant en sorte que ses galaxies demeurent relativement non perturbées et isolées. Leur cinématique peut donc jouer un rôle important quant à l'étude des propriétés de la matière sombre. La proximité du groupe, ainsi que le fait que ses galaxies soient tardives et ayant peu ou pas de bulbe, justifient davantage qu'il est un laboratoire idéal pour étudier les propriétés de la matière sombre (Carignan & Freeman 1985).

1.4.1 NGC 253

La galaxie NGC 253 est une galaxie spirale de type *starburst*, classifiée comme SAB(s)c. Une étude portant sur le gaz neutre à travers la raie à 21 cm (HI), ainsi qu'une étude de la distribution de masse de cette galaxie a été présentée par Puche, Carignan & van Gorkon (1991). Ils ont obtenu une courbe de rotation qui ne cesse de croître, avec une vitesse maximale de 224 km/s à un rayon de 8.5 kpc. Leur étude a permis d'obtenir les paramètres des NGC 253 résumés au Tableau I^e. Afin de bien extraire les composantes du halo massif, une étude portant sur le gaz ionisé doit aussi être jumelée aux résultats précédents afin de bien modéliser la partie interne de la courbe de rotation. Ce sera un des objectifs de ce présent ouvrage.

La région centrale de NGC 253 est d'ailleurs bien étudiée, puisqu'elle permet une

e. Une étude récente portant sur l'émission à 21-cm de NGC 253 a d'ailleurs révélée la présence du gaz neutre allant jusqu'à un rayon de 12 kpc au dessus du plan galactique (Boomsma et al. 2005). Les observations ont montré la présence du gaz que d'un côté de la galaxie dont l'existence pourrait s'expliquer par l'importante activité *starburst* et de formation d'étoiles de la galaxie.

étude détaillée de l'activité starburst grâce à la proximité de la galaxie ($D = 2.58$ Mpc, voir Puche & Carignan 1988). Des études cinématiques de la région centrale à l'aide d'observations en $H53\alpha$ et $H72\alpha$ ont montré la présence d'un disque en rotation inverse (Zhao et al. 2001). De plus, à l'aide d'observations de l'émission H_2 , une étude démontre la présence de gaz expulsé qui s'étendrait jusqu'à 130 parsecs au delà du disque (Sugai, Davies & Ward 2003).

Le DIG de cette galaxie a aussi été étudié par Hoopes, Walterbos & Greemwalt (1996). Ils ont trouvé que la fraction mesurée de ce gaz par rapport à la luminosité totale de l'émission $H\alpha$ est de 35 à 43%. De plus, leurs observations ont montré que le DIG était surtout concentré autour des régions HII, mais que l'émission pouvait être détectée jusqu'à des rayons allant de 0.5 à 1 kpc par rapport aux régions HII. Leur étude portait plutôt sur les propriétés globales du gaz au niveau de la galaxie, et non l'effet cinématique à grande échelle, et donc sur la courbe de rotation.

Cependant, une étude portant sur le DIG à grands rayons, c'est-à-dire de l'ordre de la taille du disque HI, a été faite par la suite pour NGC 253 par Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997). Leur étude démontre la présence d'émission $H\alpha$ du côté sud-ouest de la galaxie à un rayon de 12' et 15', tandis que le rayon maximal du gaz neutre (HI) est de 11.5'. Le DIG aurait donc été détecté à un rayon plus grand que celui du gaz neutre. La courbe de rotation finale obtenue avec le gaz diffus montrerait aussi la présence d'une courbe de rotation en décroissance (voir Fig. 4). Un des objectifs de ce mémoire sera justement de confirmer ou de réfuter ce résultat. De plus, nous tenterons de détecter la présence du DIG des deux côtés de la galaxie.

1.4.2 NGC 300

NGC 300 est une galaxie spirale de type tardif, classifiée comme SA(s)d. Son disque est pourvu de régions HII brillantes s'étendant à de grands rayons, soit des dizaines d'arc minutes ou la dizaine de kpc. Plusieurs études ont aussi été faites sur les régions HII brillantes de la galaxie (voir le sondage de Rizzi, Mendez & Gieren 2006). De plus, la galaxie se trouve à des hautes latitudes Galactiques ($b \sim -79^\circ$), ce

qui fait en sorte que l'extinction due à la poussière est petite $E(B-V)$, soit environ 0.013 mag. Il s'agit aussi d'une des galaxies les plus proches de la Voie Lactée parmi le Groupe Sculpteur, à une distance de 1.8 Mpc (Carignan 1985; Puche & Carignan 1988).

Une étude du gaz neutre et de la distribution de masse de NGC 300 a été faite par Carignan & Puche (1990). Ils ont obtenu les résultats illustrés au Tableau I. La courbe de rotation obtenue montre une croissance sans fin. La vitesse maximale obtenue tourne autour de 100 km/s à un rayon de 20'. De plus, leur courbe de rotation a permis de démontrer la présence d'un gauchissement du disque important, qui demeure symétrique selon les deux côtés de la galaxie. Un modèle de ce gauchissement a par la suite été fait par New et al. (1998) à l'aide de routines de modélisation.

Une étude du disque d'étoiles de NGC 300 démontre aussi que ce disque s'étend à de très grands rayons, soit jusqu'à un rayon de 24' où $2.2 R_{25}$ (Bland-Hawthorn et al. 2005). L'étude de Hoopes, Walterbos & Greenwalt (1996) sur le DIG de cette galaxie révèle que le DIG contribue de 48 à 58% de la luminosité totale de l'émission $H\alpha$, une fraction légèrement plus élevée que celle de NGC 253.

| Étude de l'hydrogène atomique (HI) | | | |
|------------------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| | NGC 253 ¹ | NGC 300 ² | NGC 247 ³ |
| Inclinaison (i) | $\sim 72^\circ$ | $\sim 50^\circ$ | 74° |
| Angle de Position (PA) | $\sim 229^\circ$ | $\sim 290^\circ$ | 170° |
| Vitesse systémique (V_{sys}) | 245 km s ⁻¹ | 145 km s ⁻¹ | 161 km s ⁻¹ |

¹Puche & Carignan (1991)
²Puche & Carignan (1990)
³Carignan & Puche (1990)

Table I: Étude de l'hydrogène atomique (HI) pour NGC 253, NGC 300 et NGC 247.

1.4.3 NGC 247

NGC 247, quant à elle, est une galaxie de type tardif, classifiée comme SAB(s)d. Elle se situe à une distance d'environ 2.53 Mpc (Puche & Carignan 1988). Son disque optique montre la présence d'un bras spiral dominant dans la partie nord. De plus, la brillance de surface de son disque est faible ($B(\theta)_c = 23.44$, voir Carignan & Puche 1990). Son étude sera donc d'autant plus difficile.

Le contenu stellaire de la galaxie a d'ailleurs été étudié par Davidge (2006). Une étude du gaz neutre (HI) est aussi présentée par Carignan & Puche (1990). Ils ont obtenu une courbe de rotation qui ne cesse d'augmenter jusqu'à un rayon de 14'. Les paramètres cinématiques qu'ils ont déterminés se trouvent dans le Tableau I.

Ferguson et al. (1996) ont étudié le DIG de cette galaxie. Ils ont trouvé que la distribution radiale et azimutale du DIG était fortement corrélée avec les régions HII sur des petites et des grandes échelles. De plus, l'étendue du gaz atteint l'ordre de R_{25} , soit environ 10' ou 7.3 kpc. Leur analyse a aussi permis de déterminer que la fraction de DIG par rapport à l'émission $H\alpha$ totale était de l'ordre de 53% pour NGC 247, et que cette fraction demeurait relativement constante à travers le disque.

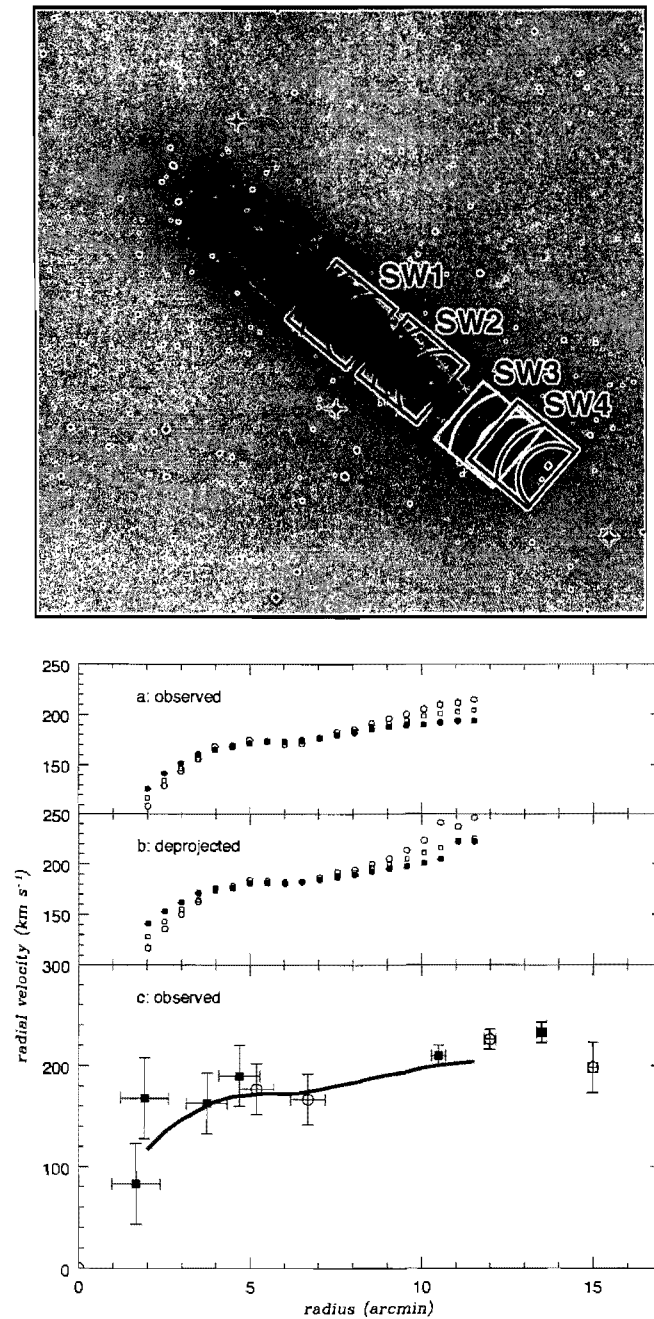


Figure 4: Images extraites de l'article de Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) : a. Image du haut : Observation en $H\alpha$ démontrant la présence du DIG à grands rayons (SW4). b. Image du bas : Courbe de rotation très étendue de NGC 253 présentant une décroissance à grands rayons ($r > 15'$). Il s'agit de mesures cinématiques le long de l'axe majeur provenant de données VLA (Hi), TAURUS-2 ($H\alpha$) et [NII]. La sous-figure du haut représente la courbe de rotation Hi projeté sur le ciel (cercle ouvert, côté qui se rapproche; cercle plein, côté qui s'éloigne; carré, courbe de rotation complète). La sous-figure du milieu représente la même courbe de rotation, mais qui a été déprojetée en utilisant la valeur de l'inclinaison déduite pour chaque rayon. La sous-figure du bas reprend les carrés de la figure du haut en trait plein, et ajoute les points carrés ([NII] de TAURUS-2) et les cercles ($H\alpha$).

1.5 Instrumentation

Il existe différentes techniques instrumentales pour analyser la rotation des galaxies proches, notamment à l'aide de spectroscopie longue fente et d'interférométrie de type Fabry-Perot (FP). La spectroscopie à longue fente permet d'extraire la cinématique d'une galaxie, mais seulement le long de son grand axe. Ainsi, un alignement incorrect pourrait affecter les vitesses de rotation (Swaters et al. 2003). Les FP éliminent ce dernier problème, et s'avèrent être des outils spectroscopiques indispensables autant pour les études à haute résolution afin d'étudier en détails le gaz, que les études à basse résolution afin d'étudier les sources les plus faibles.

Un FP consiste en deux miroirs semi-transparents placés parallèlement l'un par rapport à l'autre. Il s'agit de l'étalon. Lorsqu'un faisceau de lumière monochromatique pénètre dans l'étalon, il subit de multiples réflexions avant d'être transmis. Le patron d'interférence ainsi créé consiste en plusieurs anneaux lumineux circulaires concentriques, dû à la symétrie circulaire du FP. L'espacement des franges est directement dépendant de la distance séparant les miroirs et la longueur d'onde de la lumière incidente. En étudiant le patron, et en connaissant la distance entre les miroirs, il est donc possible de connaître précisément la longueur d'onde de la lumière incidente (Hernandez 1986). Ce principe s'applique aussi aux sources multi-chromatiques. Le FP permet d'ailleurs de distinguer minutieusement le profil des raies (voir Fig. 5). Ainsi, les FPs sont utilisés dans l'étude des objets astronomiques. Nous obtenons une image tridimensionnelle de l'objet : une photo pour laquelle à chaque pixel, le profil de la raie est connu. L'effet Doppler nous permet d'extraire ensuite la vitesse associée au gaz.

Historiquement, les FPs étaient initialement conçus pour déterminer la mesure d'unité du mètre en terme d'unités standard (Hernandez 1986). Le premier FP a été mis en place en 1897 par Charles Fabry et Alfred Perot. Par la suite, grâce à la très grande résolution spectrale des FPs, ils se sont avérés particulièrement utiles pour la mesure des raies du spectre solaire. Depuis ce temps, les FPs ont vu le jour dans plusieurs autres domaines de la science, notamment dans le domaine des lasers.

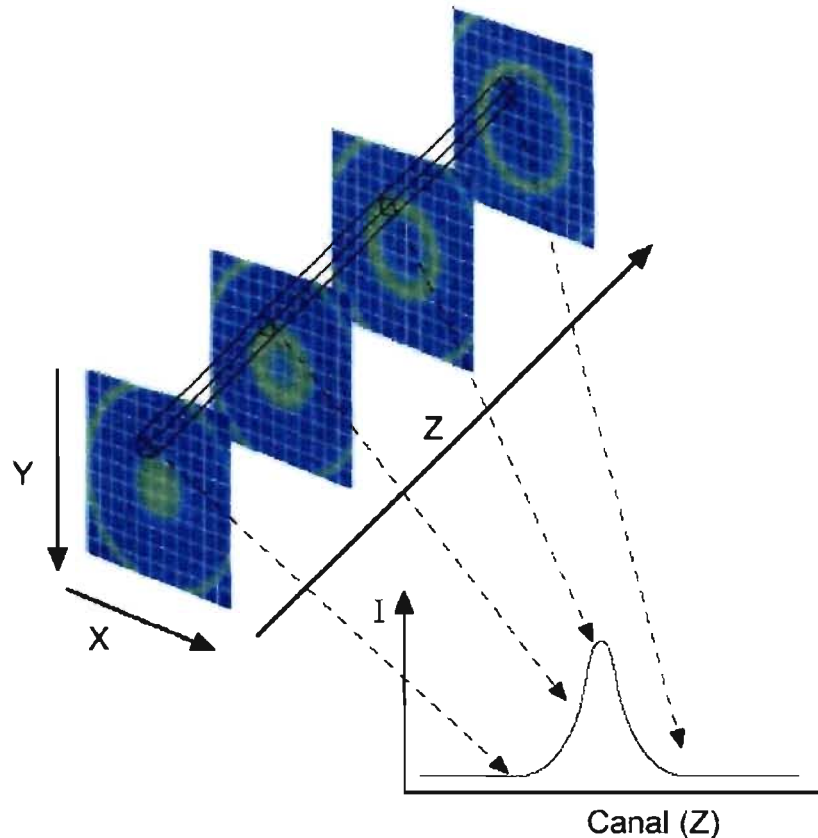


Figure 5: Image montrant un exemple de cube tridimensionnel de données Fabry-Perot. Un cube de données consiste en une image de la galaxie de 512×512 pixels (axes x et y sur l'image), mais pour lequel à chaque pixel, il y a un spectre associée (dimension z de l'image). Le spectre se construit avec différents canaux. Cette image montre l'exemple de 4 canaux qui permettent de reconstruire le spectre (4 images bleues avec des zones d'interférences constructives). Source : <http://blogue.sciencepresse.info/astonomie/item/666>.

Néanmoins, les FPs ont aussi un désavantage par rapport aux autres techniques : la méthode de réduction des données peut s'avérer ardue.

En effet, pour extraire les profils de raies, il faut passer à travers plusieurs étapes de réduction que nous aborderons au prochain chapitre (voir Chap. 2). De plus, il existe peu de protocole de calibration en flux pour les données FPs. Un des objectifs de cet ouvrage sera notamment de développer une version de ce protocole pour les données prises pour ce mémoire, mais aussi pour les futures missions du groupe de

recherche. Toutes les observations prises dans ce mémoire sont de nature FP.

1.6 Objectif de l'étude

Ce mémoire consistera principalement à répondre à deux objectifs : tenter de détecter et d'étudier le gaz ionisé diffus, ainsi que développer une méthode de calibration en flux pour les données de type Fabry-Perot. En plus de présenter la méthode développée de calibration en flux pour les données analysées dans cet ouvrage, une méthode plus générale sera proposée (voir Annexe C) afin de faciliter les futures missions d'observation, notamment celles du 3DNTT, à La Silla, Chili. Ce mémoire repose principalement sur les données Fabry-Perot présent de trois galaxies appartenant au groupe Sculpteur, NGC 253, NGC 300 et NGC 247 sur le télescope de 36 cm du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM) au Chili. Le Chap. 2 est consacré à la méthode de réduction des données utilisées dans ce mémoire. Le Chap. 3 et Chap. 4 présentent les résultats obtenus sous la forme de deux articles : le premier portant sur l'analyse de NGC 253 et le deuxième sur l'analyse de NGC 300 et NGC 247. Finalement, le Chap. 5 conclut ce mémoire en résumant les objectifs atteints.

Chapitre 2

Observations et réduction des données

2.1 Observations

Une étude cinématique de l'hydrogène ionisé de trois galaxies appartenant au groupe Sculpteur (NGC 253, NGC 300 et NGC 247) est présentée. Les données Fabry-Perot (FP) ont été obtenues en octobre 2007 (du 3 au 15 octobre) avec le télescope de 36 cm de Marseille, à la Silla au Chili. La caméra commerciale Andor iXon a été utilisée avec un détecteur L3CCD. Afin de vaincre le bruit de lecture, les observations ont été faites en mode intégration. La nébuleuse planétaire NGC 7293 a aussi été observée comme standard, afin de calibrer les données en flux.

Le télescope de 36 cm de Marseille contient un miroir primaire dont le diamètre est de 36.50 cm et un miroir secondaire dont le diamètre est de 17.00 cm. La longueur focale est de 328.00 cm (équivalent à F/8). Toutes les observations ont été faites avec le même filtre, la même caméra et le même étalon FP. Pour chaque nuit d'observation, des *darks* et des *gains* ont été pris en début et en fin de soirée. Des *flats* ont aussi été pris au crépuscule, avec l'étalon mis en place.

Le filtre interférentiel utilisé a une longueur d'onde centrale de $\lambda_c=6565.0 \text{ \AA}$, et une largeur de FWHM = 15 \AA . Sa transmission maximale est de $\sim 80\%$ à une

température de référence de 20°C. L'ordre interférentiel du FP est de $p = 765$ à $H\alpha$, pour un intervalle spectral libre (FSR) de 8.58 Å. La finesse moyenne durant les observations était de ~ 16 , ainsi la résolution spectrale de l'étalon était d'environ 0.53 Å ($\Delta\lambda = \frac{FSR(\text{Å})}{Finesse}$). Les données ont été balayées à travers le FSR en 40 canaux, chaque canal ayant une largeur de 0.21 Å.

La calibration en longueur d'onde a été faite par observation d'une lampe de néon (NE) utilisant la raie à 6598.95 Å. Pour chaque observation du cube de calibration, l'étalon a été balayé durant un cycle complet (40 canaux), avec une exposition de seulement 1 seconde par canal afin de ne pas saturer la caméra. Plusieurs mesures du cube de calibration en longueur d'onde ont été faites au cours de chaque nuit. Afin de calibrer les données en flux, la nébuleuse NGC 7293 a été observée comme standard durant deux soirées pour environ 2 heures presque consécutives par soirée. Cependant, afin d'utiliser ces données pour la calibration en flux, il aurait fallu observer la nébuleuse à deux moments bien distincts durant la nuit pour extraire l'information sur la dépendance de la masse d'air. Ces données n'ont donc pas été utilisées pour la calibration en flux.

La caméra utilisée comporte 512×512 pixels, avec une résolution spatiale de 2.77"/pixel. Ainsi, chaque champ a une dimension d'environ 23.6'. Le L3CCD a une efficacité quantique élevée de l'ordre de 90% à $H\alpha$ et un bruit de lecture inférieur à $\sigma = 0.1$ électron. Le mécanisme consiste à amplifier le signal avant qu'il n'atteigne le circuit final, responsable de la plus importante source de bruit. Le gain net est produit par effet avalanche lors du passage d'électrons (Daigle et al. 2004; Daigle, Carignan, & Blais-Ouellette 2006).

La galaxie NGC 253 a été observée en trois champs distincts : centre, droit et gauche. Chaque champ a été exposé durant plusieurs cycles (40 canaux par cycle) au cours de la mission d'observation, avec 15 secondes d'exposition par canal. La galaxie a été observée durant un total de 8 nuits. Le champ du centre a été observé pour un total de 64 cycles, et donc 640 minutes ou 10.7 heures. Les champs de gauche et de droite ont été observés pour un total de 38 cycles, et donc 380 minutes ou 6.3 heures.

La galaxie NGC 300 a été observée en un seul champ, durant un total de 5 nuits.

Chaque cycle a été balayé en 40 canaux, avec 15 secondes d'exposition par canal. Un total de 115 cycles, donc 1150 minutes ou 19.2 heures, ont été obtenus. Cette galaxie a une inclinaison plus faible que NGC 253 et NGC 247, soit de l'ordre de 40° , et est répartie sur un diamètre d'environ deux dizaines d'arcmins (Bland-Hawthorn et al. 2005). Un cube de ciel a donc aussi été observé afin de pouvoir soustraire par la suite les raies du ciel^f. À tous les ~ 6 cycles d'observation de la galaxie, 2 cycles de ciel ont été obtenus avec les mêmes paramètres d'exposition en déplaçant le télescope vers le sud d'environ $1200''$. Finalement, la galaxie NGC 247 a été observée en un seul champ, durant un total de 5 nuits. Chaque cycle a été balayé en 40 canaux, avec 15 secondes d'exposition par canal. Un total de 123 cycles, donc 1230 minutes ou 20.5 heures, ont été observés.

f. Les trois champs de la galaxie NGC 253 et la galaxie NGC 247 ne couvraient par toute la superficie du cube de données, et l'observation d'un cube de ciel distinct n'était pas nécessaire afin de soustraire les raies du ciel.

2.2 Réduction des données

2.2.1 Réduction des données : procédure générale

Une observation se définit comme l'exposition consécutive de 1 à 12 cycles. Entre les observations, des cubes de calibration en longueur d'onde ou des cubes du ciel sont observés. La réduction des données pour chacune des observations peut donc se résumer comme suit :

1. Correction pour les inhomogénéités spatiales en divisant les données^g par un *flat* global normalisé.

2. Création du cube en longueur d'onde corrigé pour la variation de la masse d'air, les rayons cosmiques^h, le *dark* et le *gain* (reducl3fp.pro). Une correction pour le guidage a aussi été appliquée.

3. Correction pour les ghosts.

4. Correction de la vitesse héliocentrique et celle induite par erreur lors de l'assemblage initial du cube.

5. Lissage spectral de type *hanning* et soustraction du ciel avec la routine de Daigle, Carignan & Blais-Ouellette (2006).

6. Sommation de toutes les données pour créer un cube final, par galaxie.

Cette somme se fait à l'aide du positionnement des étoiles dans chacun des champs. Dans le cas de NGC 253, les champs de gauche et de droite ont été observés pour un temps inférieur à celui du champ central. Afin de créer une mosaïque, un ajustant entre les intensités des trois champs est nécessaire. La méthode utilisée prenait les étoiles en commun et les ajustait afin d'avoir la même intensité. La mosaïque finale de NGC 253 a une dimension de 1024×512.

7. Lissage spatial de type 5×5 pour chaque cube final.

g. Il s'agit de corriger chaque canal de chaque cycle des observations de la galaxie et des cubes du ciel en les divisant par un *flat* normalisé.

h. La correction des rayons cosmiques s'est avérée plus difficile. Pour une analyse du problème, voir l'Annexe B.

Afin de permettre un meilleur ajustement des profils, un lissage spatial de 5×5 pixels a été utilisé pour les trois cubes finaux (NGC 253, NGC 300 et NGC 247). Ce lissage ne modifie en aucune sorte le flux total des galaxies.

8. Ajustement des profils par une fonction gaussienne.

9. Création d'un cube artificiel à partir des paramètres extraits de l'ajustement, et déconvolution pour la réponse du filtre.

10. Détermination du facteur de conversion entre le nombre de comptes observé et le flux théorique, et ensuite application de ce facteur.

11. Extraction du champ de vitesse final, masquéⁱ, ainsi que la carte de dispersion et de flux intégré.

Les sections qui suivent abordent certaines de ces étapes en plus de détails, notamment la calibration en flux et l'ajustement des profils avec une gaussienne.

2.2.2 Calibration en flux

Nous voulons calibrer en flux les observations de cette étude. Jusqu'à date, peu de routine de calibration en flux existe pour les Fabry-Perot (FPs). L'étude de Epinat et al. (2008) illustre une des méthodes possibles pour calibrer les données Fabry-Perot en flux. Nous présentons dans cet ouvrage la méthode que nous avons développée pour nos données. Dans L'Annexe C, une méthode plus générale pouvant s'appliquer aux futures missions d'observations est proposée. En effet, puisqu'il s'agissait de la première tentative de calibration en flux du groupe de recherche, nous nous sommes rendu compte lors de la réduction de données que nous n'avions pas extrait toutes les observations nécessaires à une calibration en flux de fine pointe, notamment les outils nécessaires pour extraire le coefficient d'extinction (A) de manière précise (voir l'Éq. 2.1).

La masse d'air (X) varie au cours de la nuit, et au cours des jours d'observation. La dépendance de la variation de la masse d'air sur le nombre de comptes des photons

i. Le champ de vitesse *masqué* est l'image du champ de vitesse de la galaxie ne contenant que les pixels ayant de l'émission.

est régit par l'Éq. 2.1 et l'Éq. 2.2, où M_t est la magnitude théorique et M_{obs} est la magnitude observée qui dépend sur la masse d'air. Afin de corriger le nombre de comptes pour la variation de la masse d'air, il faut a priori déterminer la valeur numérique du coefficient d'extinction (A). Ce sera un des premiers objectifs. Par la suite, le vrai nombre de comptes (C_{vraie}) peut être déterminé en fonction du coefficient A , du nombre de comptes observé (C_{obs}), et d'un paramètre qui régit le point zéro (B), voir l'Éq. 2.2. Ensuite, il faudra déterminer le facteur de conversion globale (fac) (voir Éq. 2.3) pour convertir le vrai nombre de comptes en unité de flux ($\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{arcsec}^{-2}$).

Afin de minimiser les paramètres à déterminer, notre deuxième objectif sera de déterminer plutôt la valeur numérique de FAC , qui est le résultat de la fusion du facteur (fac) avec le facteur B (voir Éq. 2.3 et Éq. 2.4).

$$\begin{aligned}
 M_t &= -2.5 \log_{10}(C_{vraie}) + B \\
 &= M_{obs} - A \times X \\
 &= -2.5 \log_{10}(C_{obs}) - A \times X
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

$$C_{vraie} = 10^{(A \times X + B)/2.5} \times C_{obs} \tag{2.2}$$

$$\begin{aligned}
 Flux &= fac \times C_{vraie} \\
 &= fac \times 10^{(A \times X + B)/2.5} \times C_{obs} \\
 &= 10^{(A \times X/2.5)} \times fac \times 10^{(B/2.5)} \times C_{obs}
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

$$Flux = 10^{(A \times X/2.5)} \times (FAC) \times C_{obs} \tag{2.4}$$

a. Création d'un *flat* global.

Avant d'extraire les paramètres nécessaires à la calibration en flux, il faut obtenir l'image d'un *flat* qui permettra de corriger les données pour les inhomogénéités spatiales. Des *flats* ont été pris au crépuscule pour la majorité des nuits d'observation, en gardant l'étalon et le filtre H α mis en place. Le temps d'exposition et le gain ont été ajustés à chaque fois pour ne pas saturer l'image. Par la suite, un *flat* global a été créé en moyennant tous les *flats* pris durant la mission.

Ces *flats* permettent notamment de compenser pour une réflexion qui est apparue dans les données. Cette réflexion est sous forme de bandes rectangulaires, et nuit à la valeur du continuum de nos spectres mais non au flux dans la raie^j.

Un biais moyen a été calculé à partir des observations, et une valeur constante de ~ 419.25 a été obtenue. Cette valeur représente un faible signal présente dans toutes les images. Il s'agit d'un point zéro qu'il faut soustraire à l'image du *flat* global afin de bien faire ressortir les inhomogénéités spatiales. Le *flat* global obtenu est ensuite normalisé (voir Fig. 6).

Avant d'entamer la réduction des données, toutes les données brutes doivent être corrigées en les divisant par le *flat* normalisé. Ceci permettra de corriger les données pour les inhomogénéités spatiales dues à l'étalon, au CCD et au filtre. Les données brutes corrigées par le *flat* n'incluent pas celles de la calibration en longueur d'onde, ni les objets tels que les *dark* et *gain*. Ces dernières ne nécessitent pas la correction par le *flat* puisqu'elles n'influenceront pas la sensibilité spatiale des données.

Les outils dont nous disposons permettent de corriger seulement pour les inhomogénéités spatiales. Celle du filtre, de nature spectrale, sera tenue en compte grâce à

j. Pendant la réduction des données, nous nous sommes aperçus que la correction de la réflexion n'était pas parfaite. Une analyse nous a permis de conclure que la réflexion semblait dépendre de la quantité de lumière présente dans le dome. En prenant les *flats* au crépuscule, la source de lumière ambiante étant importante, la réflexion se voyait accentuée. La réflexion présente dans l'image du *flat* est donc plus importante, c'est-à-dire plus brillante, que celle présente dans les images des galaxies. En divisant les observations par ce *flat*, nous surcorrigeons la galaxie pour la réflexion. Le niveau du continuum dans les portions de l'image où la réflexion est présente est donc sous-estimé par rapport à sa vraie valeur. Néanmoins, cette correction a quand même été appliquée puisque la forme du profil et donc la valeur du flux demeurent inchangées.

la déconvolution des profils. Cette étape ne se fera qu'après l'ajustement des profils, et donc qu'après avoir additionné tous les cubes pour un même objet. La déconvolution du spectre déforme le profil de manière importante. Il devient difficile de bien ajuster les profils de nos galaxies si les données ne sont pas additionnées ensemble puisque, individuellement, elles n'émettent pas une quantité appréciable de photons. Dans le cas d'observations de galaxies plus lumineuses, ou avec un télescope de diamètre plus important, la déconvolution avant l'ajustement des profils demeure à être vérifiée.

Les inhomogénéités spectrales résultantes du passage de la lumière à travers l'étalon ne pourront d'ailleurs pas être tenus en compte puisque nous n'avons pas récolté les données nécessaires lors de la mission d'observation. Néanmoins, nous nous attendons à ne pas avoir de grandes variations. Une méthode de calibration en flux corrigeant ces inhomogénéités spectrales sera proposée à l'Annexe C.

b. Coefficient d'extinction (A).

Le coefficient d'extinction (A) peut être déterminé à partir des observations. Il est responsable de la dépendance du nombre de comptes sur la masse d'air (X). La valeur de ce paramètre est aussi disponible sur le site web de l'ESO. Sa valeur est d'environ 0.07 mag/airmass pour la raie de $H\alpha$ au site de La Silla. Cependant, cette valeur ne représente qu'une moyenne et peut varier en fonction de plusieurs facteurs, incluant les facteurs météorologiques (Burki et al. 1995).

Un des objectifs de cet ouvrage était notamment de confirmer la valeur de ce paramètre à partir des observations, mais ceci n'a pas été possible. Il a donc fallu utiliser la valeur moyenne du site web de l'ESO. L'Annexe C propose une méthode pour remédier à ce problème et extraire à partir des observations la valeur du paramètre.

La section qui suit expliquera néanmoins la méthode que nous avons utilisée, et abordera la raison pour laquelle elle n'a pas fonctionné. La première étape consiste à prendre plusieurs expositions d'un même objet, tout au long de la nuit. D'un point de vue statistique, ces expositions doivent contenir un nombre de comptes assez élevé pour bien extraire le paramètre. Cependant, elles ne doivent pas être exposées sur une période de temps trop longue puisque la variation de la masse d'air sera trop impor-

tante. Les expositions doivent aussi avoir été observées dans d'excellentes conditions photométriques (sans nuages, etc.).

Les données qui répondaient le mieux à tous ces critères étaient celles de NGC 253, et plus précisément celles prises au cours de la nuit du 4 octobre 2007. Un ensemble de 4 cubes pris le long de la nuit a été choisi, chacun exposé pour une période de 1 heure. Les données de NGC 300 prises au cours de la nuit du 10 octobre 2007 permettaient aussi d'extraire le coefficient d'extinction. Dans ce cas, 3 cubes pris durant la nuit ont été choisis, soit au début, milieu et fin de nuit. NGC 300 demeure néanmoins moins brillante que NGC 253, et l'incertitude portant sur le paramètre extrait devrait être plus grande. NGC 247 ne contenait pas suffisamment de flux en 1 heure d'exposition, et la nébuleuse planétaire n'avait pas été observée sur un intervalle de temps bien distinct, ce qui rendait le coefficient d'extinction indéterminable à partir de ces données.

Les 4 cubes de NGC 253 ont été en premier corrigés pour les inhomogénéités spatiales en divisant par le *flat* normalisé. Par la suite, ces cubes ont été calibrés en longueur d'onde avec la routine *reducl3fp.pro*, développée par Olivier Daigle, et corrigés de la même façon pour le *dark* et le *gain*. Cette méthode a été appliquée pour que les observations soient réduites identiquement. Le nombre de comptes final ne devrait donc différer qu'en fonction de la variation de la masse d'air. Ainsi, le coefficient d'extinction (A) pourrait être déterminé à partir de ces observations.

Les cubes de NGC 253 doivent ensuite être corrigés pour la présence de *ghosts*. Les *ghosts* sont des réflexions de sources lumineuses dans le champ. La routine utilise les étoiles brillantes du champ pour corriger deux réflexions : celle entre l'interféromètre et le filtre interférentiel, ainsi que celle entre l'interféromètre et la fenêtre de détection de la caméra. Ce programme a été gracieusement fourni par Benoît Epinat (Epinat et al. 2008). Par la suite, il a fallu corriger chaque cube pour le mouvement orbital de la Terre, qui induit une vitesse héliocentrique propre à chaque cube. De plus, une erreur s'est introduite lors de l'assemblage initial du cube, qui a résulté en un déplacement en longueur d'onde des cubes. Ce déplacement est constant pour une même galaxie. Une correction différente doit être considérée dans le cas des autres galaxies. La prochaine

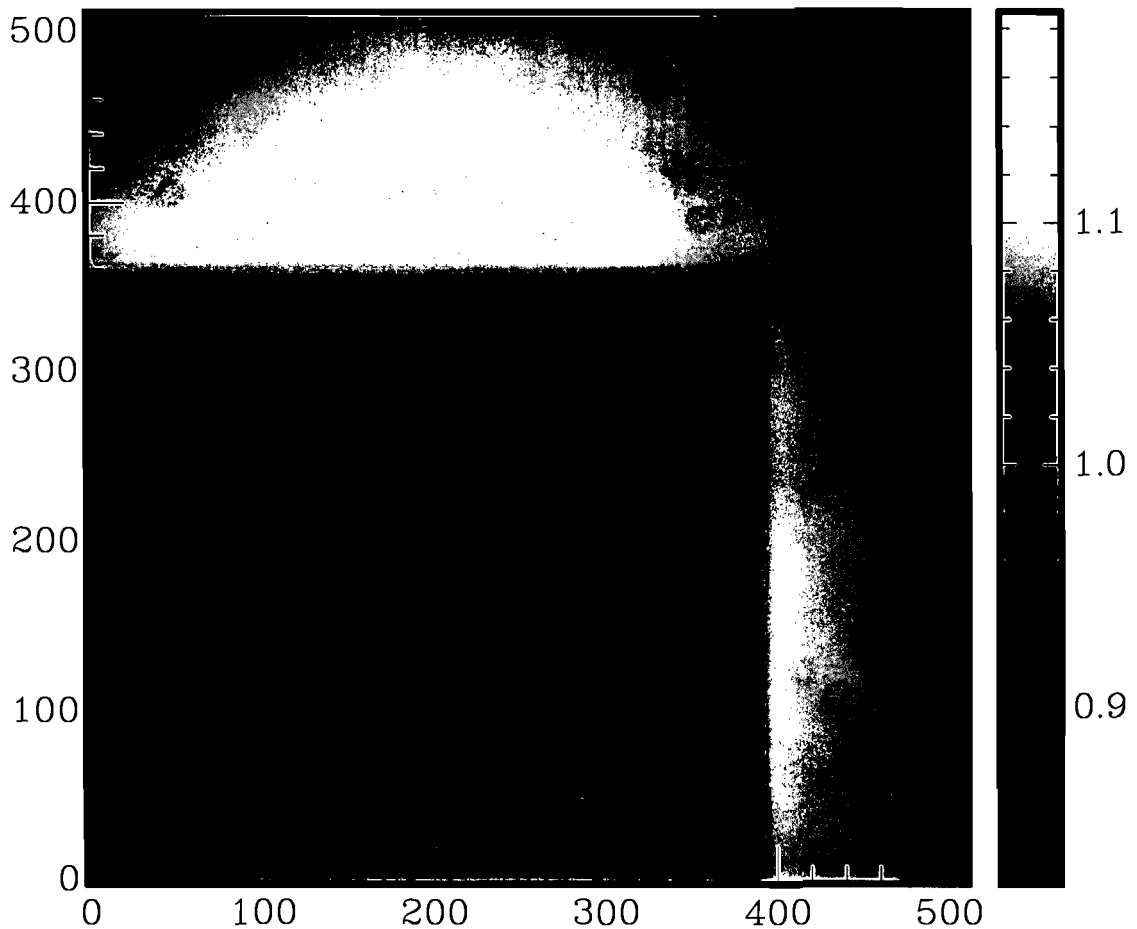


Figure 6: Image normalisée du *flat* global utilisé lors de la réduction de données. Il s'agit d'une image de 512×512 pixels. Un biais moyen a été soustrait à l'image initiale. Cette image a ensuite été normalisée. La réflexion discutée dans le texte est d'ailleurs visible dans cette image. Il s'agit des bandes rectangulaires dans le haut et sur le côté droit de l'image. Des poussières présentes dans le montage de l'instrument sont aussi visibles, et apparaissent comme des beignes d'une taille d'environ 20 pixels.

étape consistait à faire un lissage spectral de type *hanning* afin d'avoir des profils de raies plus lisses et plus facilement ajustables (voir Fig. 7). La soustraction des raies du ciel a aussi été appliquée. Ces deux dernières étapes se font avec le programme d'Olivier Daigle (Daigle, Carignan & Blais-Ouellette 2006).

Finalement, il s'agissait d'ajuster les raies avec un profil gaussien, afin d'intégrer le profil et obtenir pour chacun des cubes un nombre de comptes intégré reflétant le

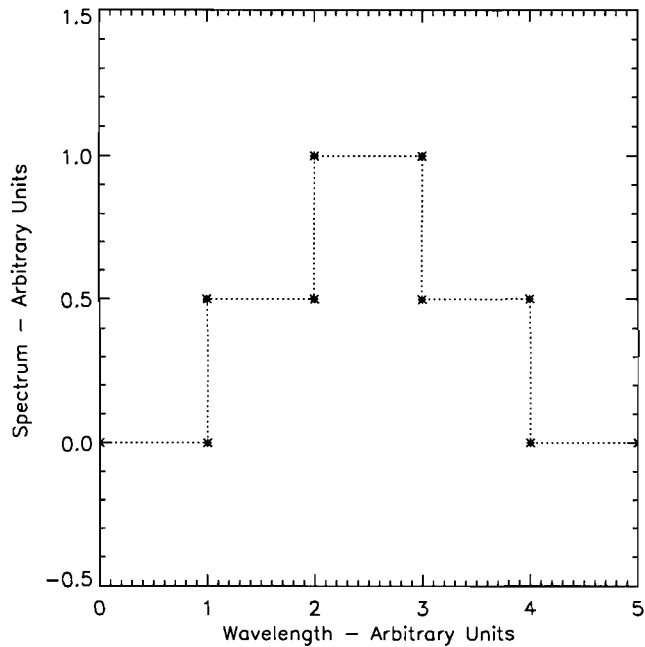


Figure 7: Graphique montrant une fonction normalisée de type *hanning*. Une des étapes de la réduction des données consiste à lisser les spectres avec la fonction de type *hanning* afin de faciliter l'ajustement des profils.

flux en $H\alpha$. Il s'agit d'un nombre de comptes pour lequel le continuum a été soustrait. L'effet de la surcorrection de la réflexion n'influence donc pas les résultats obtenus.

La dernière étape consistait à recréer un cube d'observation artificiel avec les paramètres de l'ajustement et d'ensuite déconvoluer pour la réponse du filtre. La réponse du filtre dépend de la température ambiante. L'observatoire à La Silla au Chili affiche la variation de la température au cours de la nuit, ce qui a permis de connaître la température précise de chacune des observations. En connaissant la réponse théorique du filtre en fonction de la température, la déconvolution précise du profil de la raie était possible (voir programme `pt_comp.pro`). Finalement, il s'agissait d'intégrer la raie pour obtenir le nombre de comptes observé. Ce nombre de comptes intégré a d'ailleurs subi une soustraction du continuum à priori. La variation du nombre de comptes observé entre les cubes s'explique par la variation de la masse d'air.

Le nombre de comptes théorique, s'il n'y avait pas de dépendance sur la masse

d'air, devrait être le même pour toutes les observations (voir Éq. 2.2). En égalisant cette équation pour deux cubes par exemple, il est possible d'isoler la valeur du coefficient d'extinction (A) en fonction de C_{obs1} , C_{obs2} , X_1 et X_2 . Les relations mathématiques prédisent qu'il devrait y avoir une relation linéaire entre le logarithme du nombre de comptes observé et la valeur numérique de la masse d'air. Ainsi, la valeur de la pente de ce graphique est la valeur du coefficient d'extinction (A) recherché.

À partir des régions HII les plus brillantes, deux graphiques du nombre de comptes observé en fonction de la masse d'air ont été obtenus, le premier pour NGC 253 et le deuxième pour NGC 300. Cependant, les données du graphique ne permettaient pas d'obtenir la valeur du coefficient A de manière précise, autant dans le cas de NGC 253 que de NGC 300. En effet, la valeur de la pente recherchée est de l'ordre de 0.07 selon le site de l'ESO, ce qui est très petit. Un léger changement des points dans le graphique peut modifier de manière considérable la valeur de la pente, et ainsi le coefficient A . Une deuxième tentative avec le nombre de comptes des étoiles dans le champ a aussi été faite, mais ne permettait pas d'obtenir de meilleurs résultats. La valeur du paramètre extrait à partir de ces observations variait trop pour être déterminé de manière certaine. Ainsi, la valeur du coefficient d'extinction a plutôt été déterminée à partir de la valeur publiée par l'ESO, soit $A = 0.07$ mag/airmass.

Le faible nombre de comptes dans chacun des cubes et l'influence de la réflexion présent dans les images pourrait être notamment responsable de l'échec de cette méthode. Cependant, l'Annexe C propose une méthode semblable pour remédier à ce problème et pour extraire à partir des observations la valeur du paramètre.

c. Facteur de conversion (FAC).

Afin de calibrer les données en flux, le paramètre de conversion (FAC) permettant de convertir un nombre de comptes corrigé pour la masse d'air en un flux ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{arcsec}^{-2}$) doit être déterminé.

Cette calibration se fait grâce aux données $H\alpha$ ayant subi une soustraction du continuum du catalogue SHASSA (*The Southern $H\alpha$ Sky Survey Catalogue*, <http://>

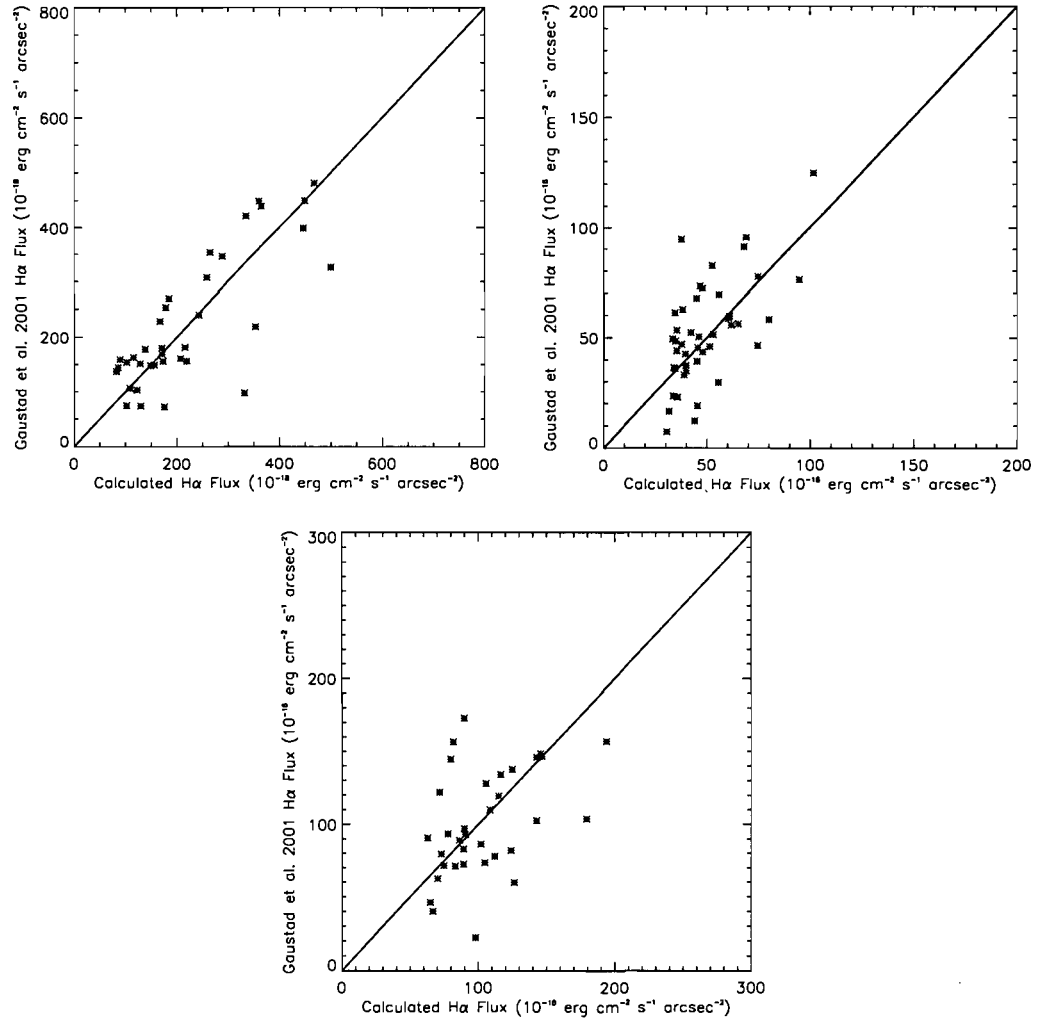


Figure 8: Graphiques comparant les flux obtenus dans cette étude pour chacune des galaxies en fonction des flux de référence du catalogue SHASSA (Gaustad et al. 2001). Ici 10^{-18} ergs cm^{-2} s^{-1} arcsec^{-2} correspond à 1/6 Rayleigh ou à un EM de $2/6 \text{ cm}^{-6}$ pc. Le facteur de conversion (FAC) a été déterminé pour chaque galaxie, soit 4576 pour NGC 253, 4562 pour NGC 300 et 4021 pour NGC 247. Chaque point représente une région HII dans les galaxies. a) Image du coin supérieur gauche : NGC 253. b) Image du coin supérieur droit : NGC 247. c) Image du bas : NGC 300. La ligne continue a une pente fixée à l'unité.

amundsen.swarthmore.edu/; Gaustad et al. 2001). Ce catalogue a été choisi puisqu'il s'agissait du seul qui contienne la raie $H\alpha$ calibrée pour les trois galaxies étudiées dans cet ouvrage. Les flux intégrés $H\alpha$ du catalogue ont aussi été corrigés pour la contamination du $[NII]$ ($\lambda\lambda$ 6548.05 et 6583.5 Å). Le rapport $[NII]/H\alpha$ est de 0.48 pour NGC 253, 0.20 pour NGC 300 et 0.24 pour NGC 247 selon Kennicutt et al.

(2008).

Afin de déterminer ce paramètre le plus précisément possible, cette étape ne se fait qu'une fois toute la réduction des données effectuée, incluant la correction pour la masse d'air. Le nombre de comptes final, résultant de l'intégration sur une dizaine d'heure pour chaque galaxie, est donc suffisamment élevé pour extraire le paramètre FAC de manière précise. Pour chaque galaxie, un paramètre distinct est obtenu. Ce paramètre devrait en principe être semblable d'une galaxie à l'autre.

À l'image du nombre de comptes total obtenu, les coordonnées WCS (World Coordinate System) sont ajoutées à l'aide de la routine `Koords` du programme KARMA (Gooch 1996). Ensuite, pour chaque pixel et en appliquant une recherche par moindre carré, un flux théorique correspondant à ce pixel provenant de l'image SHASSA peut être déterminé. Dans ce qui suit, seule les régions les plus brillantes ont été utilisées. L'image du catalogue SHASSA a été ajustée pour correspondre à un temps d'exposition identique à celui de nos galaxies. Pour chaque pixel qui contient un nombre de comptes, nous pouvons assigner un flux théorique. Nous plaçons chaque pixel dans un graphique du flux théorique en fonction du nombre de comptes observé, C_{obs} . Le paramètre de conversion (FAC) est la pente qui ajuste le mieux la relation linéaire, voir aussi l'Éq. 2.4.

La carte de SHASSA est de plus petite résolution spatiale que nos données. Nos champs calibrés contiennent donc plusieurs pixels avec la même valeur du flux théorique assignée. Pour tenir compte de cette baisse de résolution, un nouveau graphique du flux théorique en fonction du nombre de comptes observé doit être considéré. Chaque point du graphique correspond à la moyenne du nombre de comptes observé des pixels ayant le même flux théorique assigné.

La routine IDL de régression linéaire LADFIT, tenant compte des dispersions, et pour laquelle l'ordonnée à l'origine a été fixée à zéro, permet d'obtenir la valeur du facteur de conversion (FAC). Pour la galaxie NGC 253, un facteur de 4576 a été trouvée, tandis que pour NGC 300 et NGC 247, un facteur de 4562 et 4021, respectivement, ont été trouvés. La Fig. 8 illustre la comparaison entre les flux théoriques du catalogue SHASSA et les flux obtenus dans cet ouvrage sur plusieurs régions brillantes

HII. Chaque graphique représente le cas d'une galaxie, et dans chaque graphique une droite linéaire de pente unitaire est tracée. Nous voyons que les données tombent en moyenne le long de la droite linéaire, ce qui signifie que les flux obtenus dans cet ouvrage se compare bien avec ceux du catalogue. Néanmoins, une dispersion des points existe autour de la droite. L'Annexe C propose une méthode de calibration en flux pour les futures mission qui vise à améliorer la calibration, et donc à diminuer la dispersion.

2.2.3 Ajustement des profils

a. Profils gaussiens et de type barycentre.

Le déplacement d'une raie par rapport à sa position de repos dû à l'effet Doppler sonde la vitesse radiale de l'objet qui émet la raie. Le cube en longueur d'onde d'une galaxie obtenu par interférométrie FP permet d'obtenir la vitesse du gaz à chaque pixel. Afin d'extraire la valeur de la vitesse, il faut ajuster le profil de la raie.

La méthode du barycentre permet d'extraire cette valeur en calculant le barycentre moyen du signal. Le barycentre est déterminé dans l'espace bi-dimensionnelle du spectre de la raie. Cette méthode est particulièrement utile dans le cas où le Signal sur Bruit (S/B) est faible, et donc lorsque le profil de la raie n'est pas évident ou net.

Le signal monochromatique s'étend sur au plus, une dizaine de canaux. Lorsque la raie est identifiée, le continuum se calcule en moyenne sur le 2/3 de l'intervalle spectral libre (FSR), en dehors des canaux où se trouvent la raie. Dans notre cas, l'intervalle spectrale libre est de 40 canaux, et donc le continuum se calcul sur environ 26 canaux. Ensuite, le barycentre du signal monochromatique est calculé. Il s'agit de la vitesse radiale associée au pixel. À partir de cette valeur, une largeur de raie est déterminée. Elle est définie comme la largeur du profil à la hauteur de la position du barycentre. Le flux de la raie est déterminé en sommant le signal se trouvant dans la raie. Pour plus d'informations concernant la méthode du barycentre, voir Amram (1991).

Cette méthode est applicable pour une variété de différents profils. Cependant,

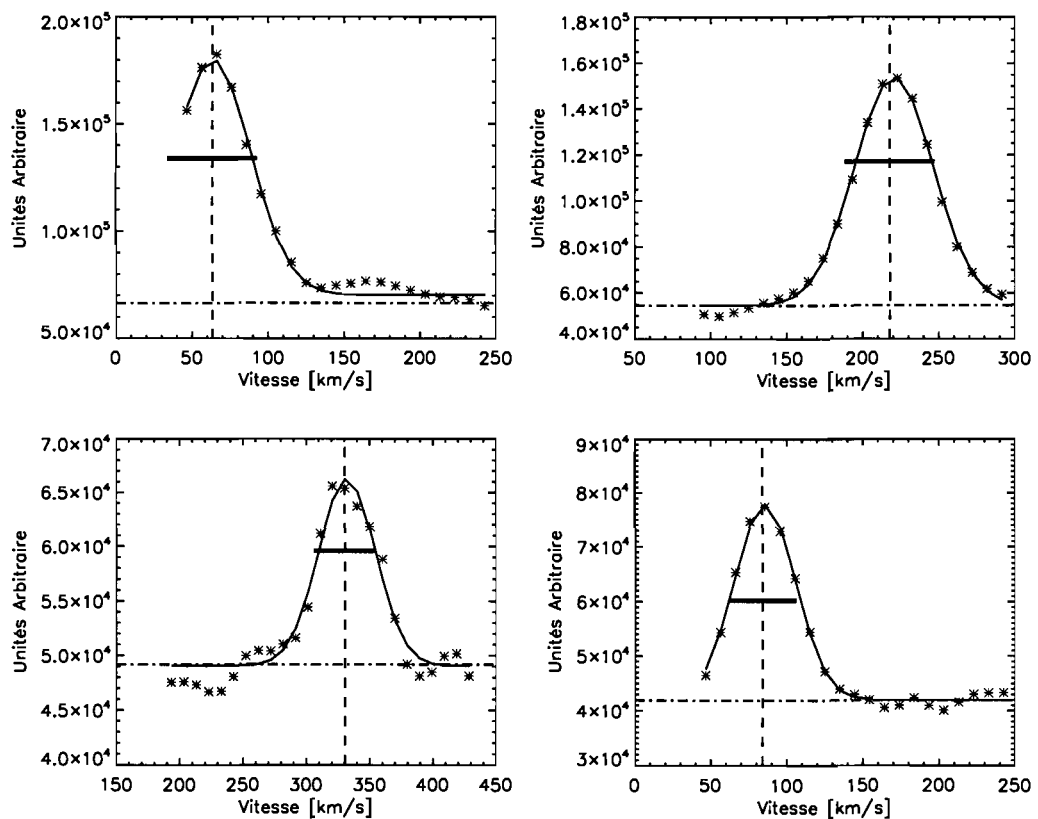


Figure 9: Comparaison entre la méthode d'ajustement de profil avec une raie gaussienne et avec la méthode du barycentre. Les points représentent les données expérimentales, tandis que le trait bleu représente l'ajustement automatique d'un profil gaussien. Les traits pointillés montre l'emplacement de la vitesse et du continuum déterminés à partir de la méthode du barycentre. De plus, le trait rouge continu montre l'équivalent de la dispersion trouvée avec la méthode du barycentre.

le profil d'une raie est le résultat d'une convolution de la fonction de l'appareil FP par la raie d'émission observée^k. Le profil de la fonction de l'appareil est une fonction d'Airy, tandis que la raie d'émission observée est une fonction gaussienne. L'agitation thermique du gaz domine, ce qui résulte en un profil de raie plutôt de type gaussien pour la raie d'émission observée. La convolution des deux profils s'apparente à un profil de Voigt. Néanmoins, le profil de la convolution peut être approximé au premier ordre par un profil gaussien reflétant la raie d'émission. Un des avantages majeurs des profils gaussiens, est qu'il existe une multitude d'outils pour ces ajustements. La fonction IDL Xgaussfit disponible sur le site web de FUSE (http://fuse.pha.jhu.edu/analysis/fuse_idl_tools.html), permet notamment un ajustement interactif détaillé de profils de raies gaussiennes.

La technologie des FPs et la sensibilité des détecteurs permettent de nos jours d'obtenir des profils de raies bien définis. Il est donc possible d'effectuer des ajustements gaussiens de très bonnes qualités, et la méthode de barycentre n'est plus nécessaire que dans les régions à très faible S/B. Cette méthode permet d'ailleurs d'obtenir une largeur de raie, ainsi qu'un flux associé à la raie plus représentatif du profil. Dans les régions où de multiples profils sont présents et où la résolution spectrale le permet, un ajustement à plusieurs profils permettrait aussi de distinguer ces différentes composantes. La méthode du barycentre ne permet pas de distinguer des différentes composantes.

Les trois galaxies étudiées dans cet ouvrage ont été ajustées en utilisant la méthode d'ajustement de profils gaussiens, avec une seule composante gaussienne. La Fig. 9 illustre des exemples de raies de NGC 253 ajustées avec les deux méthodes. Les exemples de raies choisis ne proviennent pas de la région du noyau de la galaxie^l. La méthode d'ajustement par profil gaussien suit très bien les points expérimentaux, et permet d'extraire une vitesse très similaire de celle extraite de la méthode du barycentre. Néanmoins, pour les raisons mentionnées aux paragraphes précédents, incluant

k. Le terme de raie d'émission observée signifie la raie émise par l'objet étudié. Dans notre cas, il s'agit de la raie H α provenant du gaz dans les galaxies.

l. La région centrale de NGC 253 présentait des raies d'émission pouvant s'apparenter à des profils multiples, soit une raie très large avec une très grande dispersion associée. Voir la discussion des profils multiples au Chap. 2.2.3.b pour plus de détails.

la détermination d'une dispersion et d'un flux précité, il est avantageux d'utiliser la méthode avec les profils gaussiens.

La routine utilisée dans cet ouvrage est basée sur celle de Carignan, Chemin & Foster (2007). Cette routine ajuste automatiquement au plus 7 profils gaussiens avec des routines IDL (`gauss1.pro`). Nous l'avons modifié pour n'ajuster qu'un seul profil gaussien aux données. De plus, nous avons modifié la routine pour avoir l'option d'ajuster les profils de manière interactive le cas voulu avec la routine IDL `Xgaussfit` (voir plus haut).

b. Ajustement de plusieurs profils gaussiens.

Un des objectifs de ce mémoire est d'analyser une méthode d'ajustement de plusieurs profils gaussiens, afin de distinguer la composante du mouvement circulaire, qui sonde vraiment le potentiel gravitationnel, des autres composantes de mouvements non-circulaires (ex : barres, warps, ...). Ceci permettrait en principe de mieux contraindre les paramètres du halo massif de chacune de ces galaxies lors de l'analyse des modèles de masse. Il s'agissait notamment de vérifier la méthode proposée par Oh et al. (2008). Cependant, pour des raisons qui seront abordées aux paragraphes suivants, cette méthode ne peut être appliquée aux observations de cet ouvrage.

Oh et al. (2008) discute d'une manière pour extraire un champ de vitesse purement circulaire. Il utilise la méthode dans le cas où l'ajustement de multiples profils s'avère impossible à cause du nombre important de paramètres à ajuster. La démarche consiste principalement en trois étapes : de reproduire un champ de vitesse artificiel à partir des paramètres cinématiques publiés ; faire un ajustement à une gaussienne du cube en longueur d'onde ; si la différence entre les vitesses trouvées est plus grande qu'une valeur critique, il soustrait la gaussienne ajustée du cube en longueur d'onde et réajuste une deuxième gaussienne aux résidus, sinon il garde la valeur ajustée ; si la différence entre la vitesse de la deuxième gaussienne et celle du champ artificiel est trop grande, le pixel est dépourvu de vitesse. La méthode de Oh et al. (2008) s'applique dans le cas où les profils multiples ne sont pas ajustables de manière simultanée,

et lorsque le signal résulte au plus de deux profils gaussiens.

Dans notre cas, le signal des galaxies ne contenait en général qu'un seul profil apparent. Néanmoins, la région centrale de NGC 253 s'étendant sur $130'' \times 65''$ montrait des perturbations considérables, ce qui est attendu de l'activité starburst importante de la galaxie. Les profils apparaissaient souvent sous la forme d'un profil gaussien asymétrique ayant un continuum élevé et une dispersion élevée. Cependant, il n'était pas évident que ce signal résultait de l'assemblage de deux profils gaussiens seulement. Ce signal pourrait résulter de la présence de 3 et même 4 composantes de vitesse. Afin d'appliquer la méthode de Oh et al. (2008) à la région centrale de NGC 253, il aurait fallu modifier la routine pour tenir compte de la possibilité d'avoir plus de deux profils gaussiens.

De plus, la méthode de Oh et al. (2008) s'applique dans le cas où la réduction des données est telle que seul les profils de la raie $H\alpha$ apparaissent dans le signal. Or, dans notre cas, le champ de vitesse de NGC 253 montrait des résidus de ciel et/ou des ghosts importants (voir section suivante). Dans les régions principales de la galaxie^m, l'émission $H\alpha$ est dominante par rapport aux signaux parasites et un ajustement avec un seul profil gaussien permet d'identifier facilement la raie $H\alpha$. Si deux profils doivent être identifiés, et que le deuxième a une intensité plus petite que le pic principale $H\alpha$, de l'ordre de l'intensité des signaux parasites, il devient difficile d'identifier si ce profil résulte de l'émission $H\alpha$ ou des résidus. Ceci peut donc induire d'importantes erreurs.

En plus des raies du ciel et/ou ghosts, il pourrait aussi avoir une contamination des raies [NII] dans le spectre. Cela a notamment été le cas pour la galaxie NGC 253, où des raies de [NII] ont été observées dû à un saut d'interfrange. La raie [NII] au repos se trouve à une longueur d'onde de 6548 \AA . Avec des vitesses radiales de 450 km s^{-1} ,

m. Le terme de régions principales signifie les régions où l'émission $H\alpha$ est importante, donc en dehors des régions du gaz ionisé diffus. Dans le cas de NGC 253, les régions principales s'étendent environ jusqu'au rayon maximal de l'émission $H\text{I}$, soit environ $11'$ ou environ 10 kpc . En dehors de ces régions, le signal de la galaxie peut être confondu au signal des résidus du ciel et/ou ghosts, et il devient primordial de bien identifier les profils. C'est pour cela qu'une méthode spéciale a été appliquée dans l'étude du DIG afin de bien différencier le signal de la galaxie de celui des parasites (voir Chap. 2.2.4).

tel qu'il est observé dans le cas de NGC 253, cette raie se trouverait à une longueur d'onde de 6557.8 Å. Dans le cas des FP, des sauts d'interfrange peuvent être observés, ce qui placerait la raie [NII] à une longueur d'onde de 6557.8 Å + FSR, et donc à 6557.8 Å + 8.58 Å = 6566.4 Å. Cette raie tomberait directement dans l'intervalle permis du FP et pourrait se confondre avec la raie du H α .

La méthode de Oh et al. (2008) ne peut donc être appliquée que dans le cas où la réduction de données est excellente, et où aucune contamination de raies autre que le H α n'est apparente. Dans le cas de NGC 247 et NGC 300, pour ces mêmes raisons, il a été préférable de ne pas appliquer la méthode de Oh et al. (2008). En revanche, dans le cas où la réduction des données ne pose pas de conflits, cette méthode pourrait s'avérer être très intéressante afin de distinguer les différentes composantes.

2.3 Extraction du champ de vitesse

Pour chacune des galaxies, un profil gaussien a été ajusté pour chaque pixel contenant une raie H α . Par la suite, l'image du champ de vitesse a été masquée pour ne contenir que les vitesses désirées. La même procédure de masquage a été appliquée pour la carte de dispersions.

Pour obtenir la carte intégrée H α en flux, nous avons reconstruit une carte en longueur d'onde artificielle avec les paramètres extraits de l'ajustement gaussien. Ensuite, nous avons déconvolué le profil pour tenir compte de la réponse du filtre qui varie selon la température ambiante et la longueur d'onde. Nous avons considéré la température moyenne d'observation de la mission, soit $\sim 10^\circ\text{C}$ (pt.comp.pro). Le profil a par la suite été intégré en utilisant la routine *integrate* de IDL, qui permet d'intégrer le profil généré par un ensemble de points. Ceci permet d'obtenir la carte intégrée H α en flux, qui est ensuite masquée pareillement au champ de vitesse. Cette carte est valide pour le temps d'observation total de chaque galaxie, et se mesure dans les mêmes unités que le catalogue de référence (SHASSA) mais intégré sur le temps d'observation total. La carte a donc été divisée par le temps d'intégration totale pour obtenir les unités du catalogue, soit des dR (où $1\text{R} = 10^6/4\pi \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ou $0.6 \times 10^{-17} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$, et 1R correspond à un EM de $\sim 2 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$). Afin de pouvoir ensuite comparer avec l'article de Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997), les unités ont été convertit en $10^{-18} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$ (où $10^{-18} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2} = 1\text{R}/6$).

Nous appliquons les coordonnées WCS sur le cube de flux intégré à l'aide d'une carte de référence obtenue dans le catalogue NED (*New Extragalactic Database*, <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>).

Afin de chercher la composante du gaz ionisé diffus à grand rayon, nous avons procédé d'une manière similaire à celle décrite dans Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997). Dans les régions externes, le signal étant difficile à détecter de manière certaine, un lissage spatial doit être effectué. Il s'agit d'un lissage en forme de pointe de tarte : l'angle d'ouverture demeure constant ; plus on s'éloigne du centre (plus

le rayon augmente), plus la couverture augmente. Un lissage est effectué dans cette région pour différents intervalles de rayons, qui sont de plus en plus grand au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre de la galaxie. Cette dernière étape tient compte du fait que plus on s'éloigne du centre, plus il est difficile de sonder l'émission. Un premier lissage de cette forme a été effectué le long de l'axe majeur pour un petit angle d'ouverture, d'une largeur moyenne tournant autour de la largeur de la galaxie. La présence de résidus de ghosts présents dans les régions externes la galaxie nous limite à la grandeur de l'angle d'ouverture. L'angle d'ouverture a donc été choisi de telle sorte à ne pas contenir le signal de ces ghosts. Afin de bien distinguer si le signal détecté provenait de la galaxie, un deuxième lissage semblable a été effectué.

Dans le cas de NGC 253, il y avait une présence importante de résidus de ciel et/ou de ghosts, qui apparaissaient sous la forme d'anneaux dans le champ de vitesse (voir image du haut de la Fig. 10). Initialement, il a été soupçonné que les anneaux observés provenaient des résidus du ciel. Cependant, il est difficile d'expliquer pourquoi ces émissions parasites se promènent le long de tout le FSR. En effet, les résidus de ciel ne devraient que se trouver aux alentours des raies d'émissions principales du ciel. Ainsi, une autre hypothèse a été formulée, que ces résidus proviendraient plutôt d'un ghost résultant de la très grande brillance du noyau de NGC 253. Le pic de luminosité du noyau étant si brillant, qu'il pourrait diffuser légèrement la lumière à travers le filtre interférentiel, créant une contamination de l'image au complet. Cette émission très forte ne couvrirait que quelques canaux dans le cube initial.

Cependant, pendant le réarrangement du cube tri-dimensionnel avec la carte de phase, chaque pixel verrait l'émission parasite provenant du noyau se déplacer d'une longueur d'onde différente. Plus précisément, tous les pixels d'un même anneau verraient la raie parasite se déplacer de la même longueur d'onde, mais les pixels provenant d'un anneau à un autre verraient un déplacement différent. Ainsi, la raie d'émission parasite apparaîtrait sous forme d'anneaux dans la carte de vitesse. Cette hypothèse a été formulée pendant une mission d'observation à l'Observatoire du Mont-Mégantic par Olivier Daigle, quand des anneaux semblables sont apparus dans le champ de vitesse d'une nébuleuse planétaire très brillante et non dans celle de d'autres objets

moins brillants. Néanmoins, la raie d'émission parasite est plus faible que les raies d'émission des régions principales de la galaxie. Elle n'influence donc pas le champ de vitesse des régions principales de la galaxie. Cependant, dans les régions du DIG, où l'émission de la galaxie est beaucoup moins forte, il devient crucial de bien différencier les raies du signal parasite de celles de la galaxie.

Il fallait donc bien distinguer si l'émission observée dans la pointe de tarte provenait de la galaxie ou des résidus parasites. Un deuxième lissage en pointe de tarte a donc été effectué, mais centré autour des anneaux parasites et avec un angle d'ouverture semblable au premier lissage (voir image du bas de la Fig. 10). Dans la Fig. 10 (voir image du bas), ce deuxième lissage a été effectué dans la région sous la galaxie, où les raies parasites étaient bien apparentes. Ainsi, si la soustraction des deux révèle la présence d'un signal, il devrait provenir de la galaxie et non des parasites.

Dans le cas de NGC 247, un lissage en pointe de tarte a aussi été effectué afin de tenter de détecter du gaz diffus à grands rayons. L'inclinaison de NGC 253 et de NGC 247 étant élevée, soit $\sim 70^\circ$, ces galaxies apparaissent comme étant vu presque par la tranche et un lissage en pointe de tarte est adéquat. Les raies parasites pour NGC 247 n'étaient pas apparentes. Ceci est en accord avec l'hypothèse que les raies parasites étaient dues au noyau brillant de NGC 253 puisque NGC 247 ne contient pas de noyau actif. Néanmoins, pour bien distinguer si le signal provenait de la galaxie, un deuxième lissage a été effectué avec un angle d'ouverture important de $\sim 120^\circ$. Ainsi, si la différence des deux lissages révèle la présence d'un signal, il devrait provenir de la galaxie puisqu'il n'est apparent que le long de son axe majeur.

Pour NGC 300, un lissage en pointe de tarte n'a pas été effectué. L'inclinaison de la galaxie n'est que de $\sim 45^\circ$, ce qui donne à la galaxie une grande couverture spatiale. Il est donc difficile de faire un lissage en pointe de tarte puisque l'ouverture devrait être très large parce que le flux de la galaxie est distribué sur plusieurs pixels.

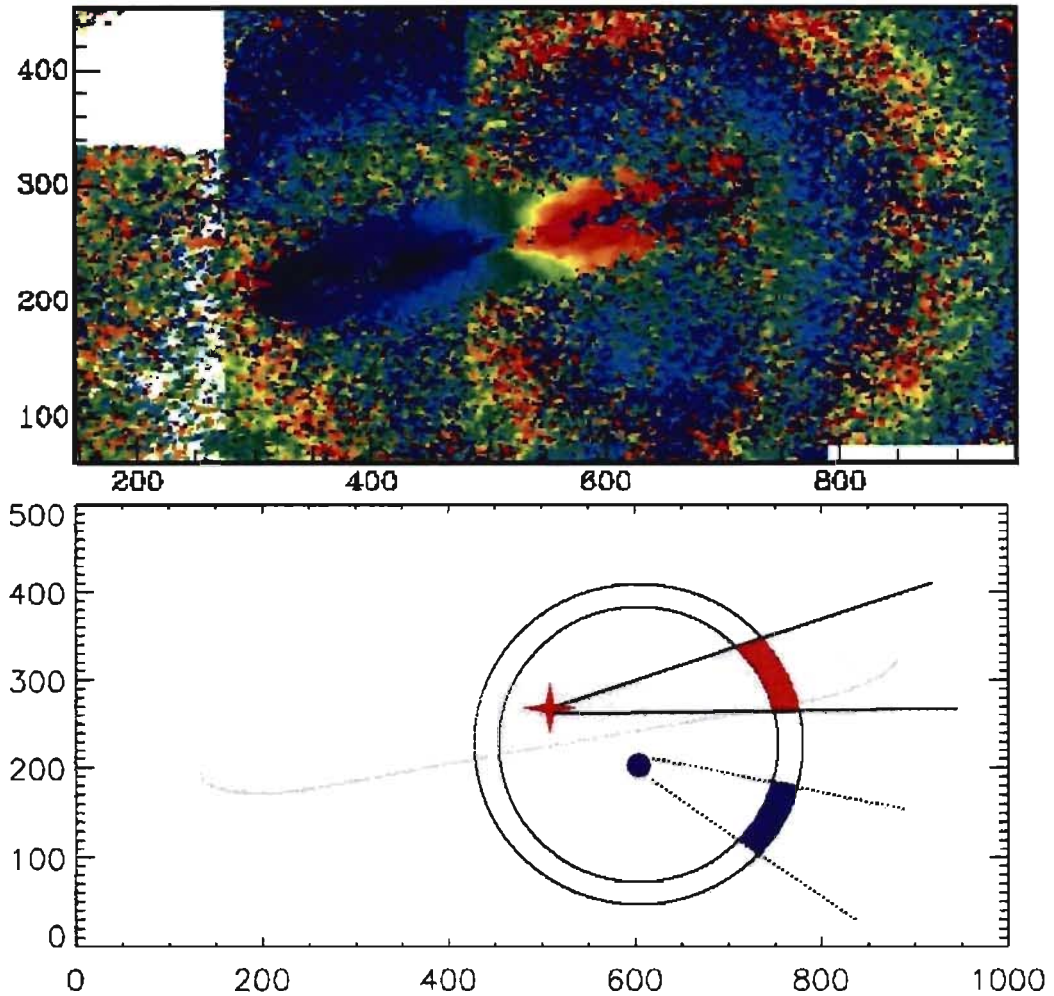


Figure 10: Image du haut : Champ de vitesse brut de NGC 253 obtenu après un ajustement gaussien, sans masquage. La galaxie apparaît au centre, ainsi que les résidus de ciel et/ou de ghosts (en forme d'anneaux) autour de la galaxie. Image du bas : Illustration montrant la galaxie NGC 253 (teinte grise). L'étoile rouge est le centre de la galaxie, d'où émane la première pointe de tarte (trait noir continu). La section remplie en rouge est un des intervalles binnés de la galaxie ; le spectre moyen résultant permettra d'identifier de l'émission diffuse. Un des anneaux de la contamination est illustré à travers les grands cercles noirs. Le point rempli en bleu illustre le centre des anneaux de contamination, d'où émane la deuxième pointe de tarte (trait noir pointillé). La section remplie en bleu est pour un des intervalles binnés de la contamination, qui permettra d'identifier le signal parasite dans la section remplie en rouge.

2.4 La courbe de rotation

La courbe de rotation peut être obtenue grâce au programme GIPSY et la routine ROTCUR. L'article de Begeman (1989) et van der Hulst & al. (1992) illustrent en plus de détails la méthode utilisée. La méthode consiste à déterminer les paramètres cinématiques qui reproduisent le mieux le champ de vitesse en utilisant un ajustement par moindre carré entre la vitesse observée dans le champ de vitesse et celle de l'anneau incliné obtenue par ROTCUR. Ceci permet d'extraire un centre dynamique (x_0, y_0) , une vitesse systémique V_{sys} , une inclinaison et un angle de position (PA). La courbe de rotation est ensuite extraite à l'aide de l'Éq. 2.5 où V_{obs} est la vitesse observée, V_{sys} est la vitesse systémique, V_{rot} est la vitesse orbitale recherchée, V_{exp} est la vitesse d'expansion du gaz que l'on considère nulle pour des raisons de simplification, r est le rayon en coordonnées polaire (dans le plan galactique), θ est l'angle polaire et i est l'inclinaison.

$$V_{obs} = V_{sys} + V_{rot} \cos(\theta) \sin(i) + V_{exp} \sin(\theta) \sin(i) \quad (2.5)$$

La méthode consiste à effectuer trois étapes. La première est de trouver le centre cinématique et la vitesse systémique, en gardant i et PA fixés aux valeurs initiales. Les valeurs initiales sont déterminées à partir des valeurs optiques ou des valeurs déterminées par les études de l'hydrogène neutre (HI). L'angle d'ouverture est choisi de telle sorte à enlever les effets de projection. Une loi en cosinus carré est utilisée pour peser les autres points, afin de maximiser le poids des points qui se trouvent proches de l'axe majeur. La valeur de la vitesse systémique trouvée peut être légèrement différente de celle trouvée dans les études HI (e.g. NGC 253, NGC 300, NGC 247; Puche, Carignan & van Gorkom 1991; Puche, Carignan & Bosma 1990; Carignan & Puche 1990). Ceci est dû à l'incertitude reliée au point zéro de l'échelle des vitesses venant du fait que la calibration se fait à la longueur d'onde du néon et non à celle de l'émission de la galaxie. Cependant, la différence entre les vitesses de rotation qui

s'approchent/éloignent et la vitesse systémique devraient être semblables. L'inclinaison et l'angle de position sont ensuite déterminés, en gardant le centre dynamique et la vitesse systémique fixés aux valeurs trouvées. Des solutions pour le côté qui s'approche et s'éloigne de la galaxie sont aussi déterminées afin de pouvoir quantifier l'axisymétrie de la galaxie.

La dernière étape consiste à obtenir la vitesse de rotation. En connaissant la valeur des paramètres, il est possible d'extraire la vitesse de rotation à partir de l'Éq. 2.5. Le choix de laisser les paramètres fixés à leur valeur moyenne, ou de les laisser varier avec le rayon dépendra de la galaxie étudiée. L'erreur pour chaque vitesse de rotation est obtenue en prenant la plus grande différence entre la vitesse de rotation de la galaxie entière et celle d'un des côtés ou, si plus grand, l'erreur intrinsèque de la routine de modélisation utilisée.

2.5 Le profil de masse de la matière sombre

Le profil de masse de type sphère isotherme est utilisé. Ce modèle considère que le halo massif a une distribution sphérique et symétrique (Blais-Ouellette, Carignan & Amram 1999; Blais-Ouellette, Amram & Carignan 2001). La distribution de masse est donnée par l'Éq. 2.6, et possède une densité constante en son centre (l'inverse de *Cuspy Core*).

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{[1 + (r/R_0)^2]^{(3/2)}} \quad (2.6)$$

La méthode consiste à utiliser un ajustement par moindres carrés pour déterminer la valeur de trois paramètres : $(M/L)_{disque}$, ρ_0 , R_0 . La valeur de la magnitude absolue du Soleil est fixée à 5.43 dans la bande B , afin de déterminer les paramètres $(M/L)_{disque}$.

Ce chapitre avait pour objectif de présenter les observations, ainsi que la méthode de réduction des données abordée dans cette étude. Les nouveaux outils développés ont été présentés et seront incorporés aux prochains chapitres. Le Chap. 3 présentera les résultats de la galaxie NGC 253, tandis que le Chap. 4 présentera les résultats de NGC 300 et NGC 247. Ces deux chapitres seront sous la forme d'articles. Finalement, la conclusion permettra de résumer les points clés de ce mémoire au Chap. 5.

Chapitre 3

Résultats / Articles scientifiques : NGC 253

3.1 Introduction de l'article

Les meilleures observations du disque d'hydrogène neutre (HI) dans les galaxies spirales semblent montrer qu'après un certain rayon, la brillance de surface du disque diminue subitement de façon significative. Une des explications possible serait que le milieu se voit ionisé par la radiation cosmique ambiante, si cette dernière est suffisamment forte. Ainsi, les parties les plus externes du disque galactique pourraient être sondées par l'émission d'un gaz diffus ionisé. L'étude de Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) a notamment tentée de détecter ce gaz pour le cas de la galaxie NGC 253, et a réussi à observer sur le côté qui s'éloigne de la galaxie de l'émission [NII] à un rayon de $1.05 R_{25}$ et $1.35 R_{25}$ et de l'émission $H\alpha$ à un rayon de $1.2 R_{25}$ et $1.4 R_{25}$. Puche, Carignan & van Gorkon (1991) avait déterminé que l'étendue maximale du gaz d'hydrogène neutre était de $1.15 R_{25}$. Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) ont donc réussi à obtenir une courbe de rotation très étendue, et qui semblait montrer un soupçon de décroissance.

La détection de ce gaz dans les galaxies spirales peut donc avoir des grandes conséquences,

puisqu'elle permettrait d'avoir des courbes de rotation très étendue et donc de mieux contraindre les paramètres du halo massif. Néanmoins, l'étude de Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) ne portait que sur un côté de la galaxie, et pour renforcer leurs résultats, il serait intéressant d'observer aussi le côté qui s'approche de la galaxie. De plus, afin de confirmer la décroissance de la courbe, il faudrait observer la présence d'émission après un rayon de $1.4 R_{25}$. À la lumière de ces résultats, cette étude porte sur l'analyse cinématique de la galaxie NGC 253 et tente de répondre à ces questions. Les données Fabry-Perot optiques profondes ont été obtenues en octobre 2007 avec le télescope de 36 cm de Marseille, à la Silla au Chili avec la caméra Andor iXon qui utilise un détecteur L3CCD. Les observations ont été faites en mode intégration.

3.2 Article scientifique

DEEP H α OBSERVATIONS OF NGC 253 : A VERY EXTENDED AND POSSIBLY DECLINING ROTATION CURVE ?

J. Hlavacek-Larrondo^{1*}, C. Carignan¹, O. Daigle^{1,2}, B. Epinat^{2,3}, O. Hernandez¹, M. Marcelin²

¹Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale, Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. centre-ville,
Montréal, Québec, Canada, H3C 3J7

²Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Université de Provence, CNRS, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, F-13388 Marseille
Cedex 13, France

³Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, Université de Toulouse, CNRS, 14 Avenue Edouard Belin, F-31400
Toulouse, France

August 19, 2009

Abstract

Deep observations of galaxies are essential to extract extended rotation curves, and allow greater constraints on the dark halo parameters. This study presents a deep H α kinematical analysis of the Sculptor Group galaxy NGC253. The Fabry-Perot data were taken in October 2007 at the 36 cm Marseille Telescope in La Silla, Chile, using an Andor iXon camera equipped with a EMCCD detector. Typical emission measures of $\sim 0.1 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ were reached. Kinematical parameters were derived and yielded a mean systemic velocity of $241.2 \pm 5.4 \text{ km s}^{-1}$, an inclination i of $76.4 \pm 3.9^\circ$ and a position angle of the major axis PA of $230.1 \pm 2.1^\circ$. The observations allowed the detection of the DIG¹ component through [NII] emission at radii of 11.5', 12.8' and 19.0', on the receding side of the galaxy. No H α emission was observed at radii larger than the neutral component (11.5'). The very extended rotation curve derived also showed signs of a significant decline, on the order of 30% v_{max} . From this, a mass model analysis was performed on the rotation curve with and without the [NII] data points.

Key words: galaxy kinematics - dark matter - Diffuse Ionized Gas.

1 INTRODUCTION

The Sculptor Group harbours an impressive amount of gas-rich late-type galaxies (de Vaucouleurs 1959), including NGC 7793, NGC253, NGC 300, NGC 247 and NGC 55. Several other small galaxies are known

*E-mail: [information retirée / information withdrawn]

¹Diffuse Ionized Gas

to be gravitationally bound to the group (Côté et al. 1997). The group is located at a distance estimated between 1.5 and 4 Mpc (Jerjen, Freeman & Binggeli 1998; Karachentsev et al. 2003). Its proximity, as well as the fact that its galaxies are isolated, therefore makes it an ideal ground for studying the kinematical properties of disk galaxies. Moreover, the majority of its galaxies being late-type with no or almost no bulge, renders them excellent tools for studying the properties of dark matter halos (Carignan & Freeman 1985).

The literature contains many studies of the Sculptor Group galaxies. Among them, a *deep* H α study of NGC 7793 was performed by Dicaire et al. (2008). This study, based on deep optical Fabry-Perot (FP) data, confirmed that NGC 7793 has a truly declining rotation curve. Deep surveys of galaxies are essential to extract very extended rotation curves, and allow better constraints on the dark halo parameters. This study aims to study the dynamical properties of another galaxy belonging to the Sculptor Group, NGC 253, also using deep H α data.

The optical parameters of NGC 253 are summarized in Table 1. A distance of $D=2.58$ Mpc has been adopted for this study (Puche & Carignan 1988). NGC 253 is a late-type spiral *starburst* galaxy. The central regions show significant activity, and have therefore been thoroughly studied. H53 α and H72 α observations showed the presence of a counter-rotating central disk (Zhao et al. 2001). Furthermore, observations of the H $_2$ emission line showed the presence of gas being ejected to distances of 130 parsecs above the disk (Sugai, Davies & Ward 2003).

The large-scale structure of this galaxy has been studied. Puche, Carignan & van Gorkon (1991) presented a kinematical study of the neutral gas component (HI) using 21 cm synthesis observations. A rotation curve extending to a maximum radius of 8.5 kpc (or 11.5') was derived, and showed that even at the largest radius, the rotation curve continued to rise with a velocity of 224 km s $^{-1}$. The Diffuse Ionized Gas (DIG) has also been studied in this galaxy by Hoopes, Walterbos & Greenwalt (1996). The DIG is an important component of the interstellar medium. Studies have shown that the gas is both warm, $T\sim 6000-10000$ K (Reynolds 1992), and diffused, $n_e\sim 0.03$ cm $^{-3}$ (Dopita & Sutherland 2003). The origin of the DIG still remains controversial. One of the leading theories implies ionizing photons escaping HII regions and reaching very large distances of several kiloparsecs. The study by Hoopes, Walterbos & Greenwalt (1996) measured the fraction of H α luminosity from the DIG, and found it to be between 35 and 43%. The distribution of the DIG also seemed to be concentrated near the HII regions, extending away from them up to a maximum radius of 1 kpc.

The kinematical properties of the DIG were studied later on by Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997). This study found very extended H α and [NII] emission on the south-west side of the galaxy at radii larger than that of the neutral component (HI). The neutral component reached a distance of 11.5', while the optical component reached a maximum distance of 15.0'. Moreover, the last observational point of the optical

Table 1: Optical parameters of NGC 253

| | |
|--|---|
| Morphological type ² | SAB(s)c |
| R.A (2000) ¹ | 00 ^h 47 ^m 33.1 ^s |
| Dec. (2000) ¹ | -25°17′18″ |
| Isophotal major diameter ¹ , D_{25} (B) | 27.5′ |
| Holmberg radius ² , R_{HO} (B) | 17.5′ |
| Exponential scale length ² , α^{-1} (B) | 2.4 kpc |
| Axis ratio ² ($q \equiv b/a$) | 0.23 |
| Inclination ² ($q_0 = 0.15$), i | 79.8° |
| Total apparent B magnitude, $B^{0,i}_T$ ⁵ | 8.05 |
| Total corrected apparent B magnitude, $B^{0,i}_T$ ^{3,4} | 7.09 |
| Adopted distance (Mpc) ² | 2.58 |
| | (1′ = 0.75 kpc) |
| Absolute B magnitude, $M^{0,i}_B$ | -19.97 |
| Total blue luminosity ($M_\odot = 5.43$), $L_{B\odot}$ | 14.4x10 ⁹ |

¹RC3²Puche, Carignan & van Gorkon (1991)³Internal absorption $A(i) = 0.91$ (RC3).⁴Galactic extinction $A_B = 0.05$ (RC3).⁵Pence 1980

rotation curve also suggested a decreasing rotation curve. Observing emission at these radii could therefore have great implications, since it would allow the study of the distribution of the dark halo component at very large radii, and perhaps even allow the study of the entire distribution of matter.

This paper aims to study deep optical FP data of the Sculptor Group galaxy NGC 253. The results of Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) concerning the DIG detected will also be examined. A look at emission on both sides of the galaxy will be performed, as well as a search for emission beyond a radius of 15.0′ in order to confirm the declining rotation curve.

This paper first presents, in Section 2, a description of the FP observations. Afterwards, the data reduction techniques used to extract the velocity field and the total integrated H α emission map obtained are presented. A method developed for flux calibrating the FP data is also accounted for in Section 2. Section 3 shows the velocity fields obtained in this study, and Section 4 presents the extracted kinematical parameters and adopted rotation curve. The mass models analysis is performed in the following section, Section 5. The results are then analyzed and discussed in Section 6. Section 7 finally presents a summary and the

conclusions.

2 FABRY-PEROT OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

2.1 Observations

The FP observations were obtained on the 36 cm Marseille Telescope at La Silla, Chile, from 2007 October 3 to 2007 October 15. A commercial camera Andor iXon was used, and was equipped with a EMCCD detector. All the observations were made with the same filter, camera and FP etalon. Dark frames were taken at the beginning, and end of each night. Furthermore, data were taken to calibrate the gain of the EMCCD. Flats with the etalon and H α filter kept in place were also taken at twilight. The interference filter had a central wavelength of $\lambda_c=6565.0$ Å, and a FWHM of 15 Å. Maximum transmission was $\sim 80\%$ at a temperature of 20°C. The FP interference order was $p = 765$ at H α , with a Free Spectral Range (FSR) of 8.58 Å. The mean *Finesse* during the observations was ~ 16 , with an etalon spectral resolution of ~ 0.53 Å ($\Delta\lambda = \frac{FSR(\text{Å})}{Finesse}$). The data were scanned throughout the FSR over 40 channels of 0.21 Å per channel. Wavelength calibration was performed using a neon lamp (Ne) at 6598.95 Å. Several observations of the calibration cube were made during each night. For each observation of the calibration data, the etalon was scanned during one complete cycle (40 channels), with an exposure of 1 second per channel. The Ne lamp emission is much stronger than the galaxy's, and the exposure time of 1 second per channel was chosen in order to avoid saturation of the detector. The EMCCD has dimensions of 512×512 pixels and a resolution of 2.77"/pixel. Each field covers $\sim 23.6' \times 23.6'$.

The EMCCD has a quantum efficiency of $\sim 90\%$ at H α and the EM gain used yielded a read-out noise of $\sigma \simeq 0.05$ electron. In order to lower the effect of the Clock Induced Charges generated by the Andor iXon, the observations were made in Amplified Mode (15 s per image), where more than one photon per pixel per frame can be counted. This mode of operation causes the excess noise factor of the EMCCD to affect the photometric quality of the data. It is opposed to the Photon Counting operation, where the camera is operated at a higher frame rate and where only one photon per pixel can be detected, which eliminates the excess noise factor. More details can be found in Daigle et al. (2004, 2006, 2008).

NGC 253 was observed over three fields : center, right, and left. Each field was exposed during many cycles (40 channels per cycle) with an exposure time of 15 seconds per channel. The galaxy was observed during a total of 8 nights. The central field was exposed for 64 cycles, corresponding to 640 minutes or 10.7 hours. The left and right fields were each exposed for 38 cycles, corresponding to 380 minutes or 6.3 hours.

2.2 Data reduction

2.2.1 Reduction steps

Raw observational data consist of many data files taken for every cycle and channel. Each observational run consists of one to twelve cycles, and for each run, a wavelength-sorted data cube can be extracted. The first step is to correct the data with the normalized flat image. In order to correct for the airmass dependence, which can vary considerably during an observing run, the correction must be applied prior to the creation of a wavelength-sorted data cube. These two corrections are applied at the beginning of the reduction procedure, for each and every channel of every cycle. The following steps were adopted for the reduction of the data :

1. Correction of all data with the normalized flat image.
2. Creation of a wavelength-sorted data cube corrected for airmass dependence, guiding shift, cosmic rays, dark, and gain.
3. Ghosts correction (see Epinat et al. 2008).
4. Heliocentric velocity correction.
5. Hanning spectral smoothing and sky subtraction (see Daigle, Carignan & Blais-Ouellette 2006).

The data cubes were then summed for each field of NGC 253, using the position of bright stars. The three fields were then mosaicked together, and corrected for different time exposures using the computed flux of bright stars in each field. The final 1024×512 pixels data cube of NGC 253 was obtained after a spatial 5×5 square smoothing was performed on the cube in order to study the DIG in greater detail.

6. Spatial 5×5 binning procedure.

The next step was to extract the velocity component of the final data cube. A single gaussian fitting procedure was adopted. This was followed by a deconvolution of the profiles in order to account for the dependence of the filter on wavelength and temperature. The deconvolution only changes the value of the integrated fluxes and not the value of the extracted velocity or dispersion. Moreover, when applying the deconvolution, the slope of the spectra changes slightly, and the continuum is no longer constant. This adds an extra parameter to determine when applying the single gaussian fitting procedure. To minimize the number of parameters, the deconvolution was applied after having adjusted the spectra with a single gaussian fitting procedure. The velocity and the dispersion are not affected, and only the integrated flux corrected for the

deconvolution was redetermined. A mean temperature of 10°C was adopted for the deconvolution. From this, the velocity, dispersion and H α integrated maps could be extracted.

7. Single gaussian fitting procedure.
8. Deconvolution of the profile for the filter dependance.
9. Extraction of the velocity, dispersion and H α integrated maps.

2.2.2 Lorentzian and gaussian profiles

The intensity weighted method, which is often used to extract the velocity of galaxies through spectral-line profiles, calculates the barycenter of the spectral line, and is appropriate for cases of low S/N data (see Amram 1991 for more details). However, the shape of the emission lines observed should be the result of a convolution between the device function, an Airy function, and the emitted spectral line, which is assumed to be a gaussian profile. Thermal agitation of the gas dominates, and is responsible for the gaussian shape of the profile. The observed profile can therefore be approximated by a Lorentzian or a gaussian profile. A comparison between both profiles was performed for NGC 253 (see Fig. 1 for individual examples of profiles). This figure shows that the gaussian profile seems to better adjust the wings of the line. The gaussian profile yielded a mean reduced χ^2_r of 1.37 for the entire galaxy, while the Lorentz profile yielded a mean χ^2_r of 2.67. The gaussian fitting procedure was therefore adopted since the χ^2_r indicated not only a good fit, but also a better fit compared to the Lorentzian profile.

2.3 H α flux calibration

Flux calibration of the data was made during the reduction process. Although the planetary nebulae NGC 7293 was observed to flux calibrate the data during the observing mission, the observations were not performed at different times in the night and could not be used to extract the calibration parameters, in particular the extinction coefficient A (see Eq. 1). Flats were taken at twilight to allow correction for the spatial inhomogeneities, including a prominent reflexion seen in all data in the shape of two rectangles. A global normalized flat was created out of all the flats taken (see top of Fig. 2) and applied to all data of the galaxy. In order to carry out the calibration, an extinction coefficient as well as a conversion factor (FAC) must be determined as defined by Eq. 1 and Eq. 2, where $Flux$ is the corresponding flux value, X is the airmass at the time of exposure, C_{obs} is the observed number of counts, and C_{true} is the true number of counts. The conversion factor (FAC) is the result of a merger between the zero point parameter, B , and the

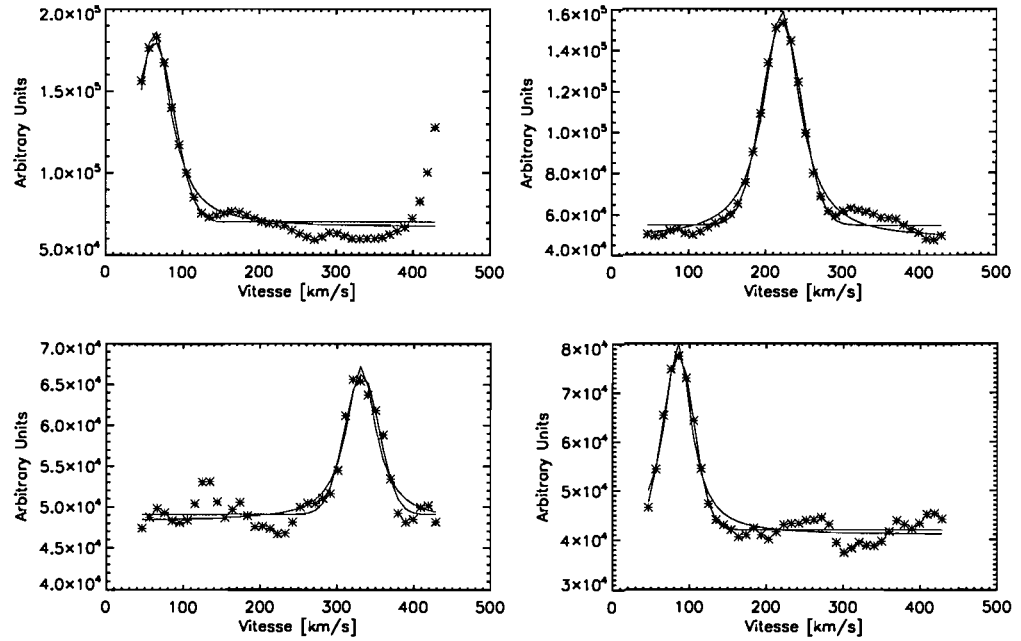


Figure 1: Plots comparing the gaussian fitting procedure (blue) with the Lorentzian fitting procedure (red). Each image represents the profile of a single pixel, taken arbitrarily in the NGC 253 data cube. The intensity of the profiles are in arbitrary units, but the abscissae are in km s^{-1} .

initial conversion factor, fac , in order to alleviate the total number of parameters to adjust.

$$\begin{aligned}
 Flux &= fac \times C_{true} \\
 &= fac \times 10^{(A \times X + B)/2.5} \times C_{obs} \\
 &= 10^{(A \times X)/2.5} \times C_{obs} \times fac \times 10^{(B/2.5)}
 \end{aligned} \tag{1}$$

$$Flux = 10^{(A \times X)/2.5} \times C_{obs} \times (FAC) \tag{2}$$

An attempt to determine the extinction coefficient from the observations was performed, but was not successful. It seemed that the number of counts of the galaxy was too low to be able to monitor individual cycles throughout the night and extract the extinction coefficient. Only when summed over many cycles can the number of counts be determined precisely, but this implies summing over an important variation of the airmass. Hence, the extinction coefficient could not be derived from this study, and the value published by ESO had to be used. The value for $H\alpha$ at the La Silla site is set to 0.07 mag/airmass (see also Burki et al. 1995).

The next step was to extract the conversion factor between a number of counts corrected for airmass and a corresponding flux. This was accomplished once all the reduction steps were performed, and the total number of counts was obtained, since it allows a better constraint on the factor determined. The continuum subtracted $H\alpha$ map from the SHASSA (Southern $H\alpha$ Sky Survey) catalogue was used to flux calibrate the data (Gaustad et al. 2001, <http://amundsen.swarthmore.edu/>). This catalogue has units of dR ($1R = 10^6$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ or 0.6×10^{-17} ergs $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{arcsec}^{-2}$ or to an EM of $\sim 2 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$). Moreover, the SHASSA image was corrected for [NII] ($\lambda\lambda$ 6548 Å, 6583 Å) contamination. A contamination of $0.48H\alpha$ was adopted for NGC 253 (Kennicutt et al. 2008). Afterwards, a linear regression was applied between the counts observed from this study and those of the SHASSA catalogue for individual bright HII regions in NGC 253. Fig. 2 compares the calibrated data from this study with those of the SHASSA image for bright HII regions.

The flat image did not allow a complete correction of the reflexions seen in the observations. After analysis, it was apparent that the reflexion depended on the total amount of light present in the dome. Hence, when taking the flats at twilight, the light in the dome being significant, the reflexion was brighter than the one present in the data sets of the galaxy. When correcting the galaxy with the flat image, the regions where the reflexion was visible were over-corrected. The continuum in these regions was therefore smaller than that of the rest of the cube, and this value is not representative of the true continuum. Nonetheless, the extracted integrated $H\alpha$ maps are not affected since they are the result of the integration of the profile once the continuum has been subtracted.

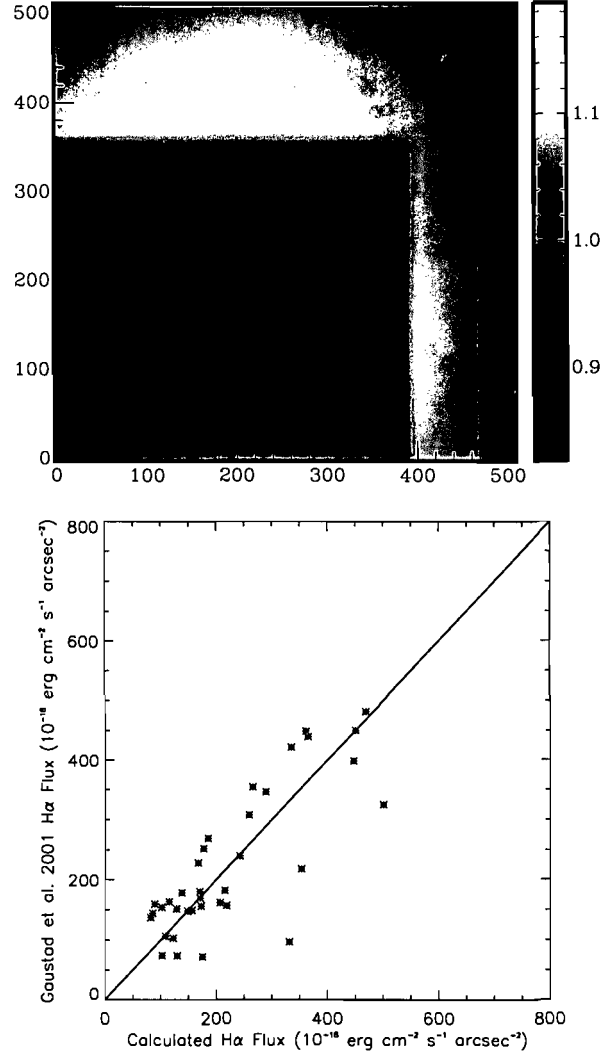


Figure 2: a) Top image : Global normalized flat determined from this study. The reflexion discussed in the text is apparent in this image. b) Bottom image : Comparison between the fluxes obtained for NGC 253 in this study, and those of Gaustad et al. (2001). Each point represents a bright HII region in NGC 253. The conversion factor was determined to be 4576 (1 count = 4576 dR, where $1/6R$ or and EM of $2/6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc} = 10^{-18} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$). The continuous line has a slope set to unity.

3 VELOCITY FIELDS

Three distinct velocity fields were extracted in this study. The first was the result of the reduction steps outlined in Section 2.3.1, and is presented in Fig. 3. The corresponding velocity dispersion map and H α integrated map are also shown. As shown by the dispersion map, this velocity field contains perturbations, notably in the inter-arm region of the northern side. In order to determine the global kinematical parameters, another velocity field with a more prominent spatial smoothing was extracted. This allows smoothing of the perturbations of the galaxy, and therefore determination of global kinematical parameters. These global parameters can then be used to study the DIG component. A gaussian smoothing with $w_\lambda=20$ was applied to the NGC 253 data cube, where w_λ is the width in pixels of the smoothing function, and then the second velocity field was extracted.

The third velocity field was extracted in order to study the DIG component. A special binning procedure similar to that of Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) was applied. The smoothing function has the shape of an isoscele triangle (pie-shape), centered around the major axis of the galaxy and about its dynamical center. For a given opening angle, different regions corresponding to different radii intervals were binned together. The opening angle was chosen to be large enough to detect the presence of the DIG, and small enough to not overlap with residual ghosts seen in the field. Although ghosts were properly removed in the regions of galaxy emission, residuals were still seen in the outskirts. This yielded an opening angle of $\sim 15^\circ$ after careful consideration. Since the DIG becomes more difficult to detect at larger radii, the binning intervals grow with radius (see Fig. 4).

The central regions of NGC 253 are very bright. It is therefore possible that this bright source causes the appearance of ghosts in the field, similar to those caused by bright stars in the field. Indeed, the strong emission from the nucleus could be dispersed through the filter and contaminates the initial data. When applying the phase correction to the data, the contamination would be shifted by a different wavelength for each ring. They could not also be properly corrected with the sky subtraction since they varied too much from ring to ring. Hence, rings in the velocity map, on top of the velocity field of the galaxy, would appear.

After reducing the data, the presence of residual emission was observed. This appeared in the shape of circular rings in the velocity field map, and the extracted velocity of the contamination emission varied from ring to ring. It was therefore hypothesized that the additional source was not sky residual emission, but rather residuals from contamination of the central regions of NGC 253. In the regions of strong H α emission, i.e. up to $\sim 11'$, these residuals are not problematic since the H α emission is much stronger and can easily be identified. However, in the DIG regions, i.e. beyond $\sim 11'$, the emission becomes much weaker. It becomes crucial to determine whether the emission seen is the result of the DIG or the contamination. To determine this, another binning procedure was performed, this time centered around the contamination

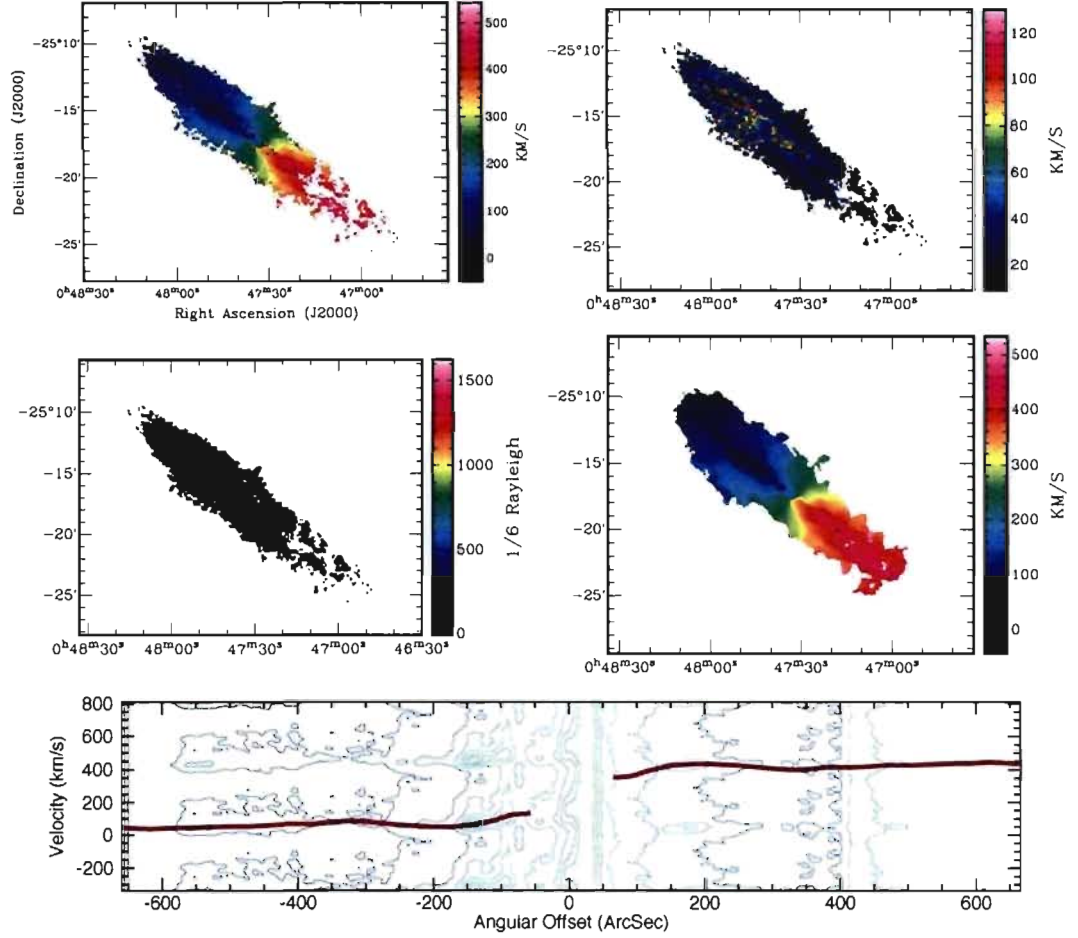


Figure 3: Kinematical maps of NGC 253 obtained after a 5 pixels \times 5 pixels square binning and a single Gaussian fitting procedure, unless otherwise specified. Top-left : H α velocity field. Top-right : Dispersion map. Middle-left : Flux calibrated integrated map obtained after correction for [NII] contamination (scaled in 1/6 Rayleigh or 10^{-18} ergs cm $^{-2}$ s $^{-1}$ arcsec $^{-2}$). Middle-right : H α velocity field with a gaussian spatial smoothing of $w_\lambda=20$. Bottom : Position-velocity diagram.

residuals. More precisely, the binned region for the contamination was located in the south-east region below the galaxy. This procedure was applied to the radii intervals beginning as of $11.5'$, where strong $H\alpha$ emission was not longer evident. The width of the radii intervals, as well as the opening angle, were chosen to be the same as the first binning procedure in order to be able to directly compare both procedures. Any emission profiles detected in the first procedure and not in the second should be the result of emission from the DIG. The spectra of the intervals where emission was detected are illustrated in the bottom of Fig. 4. The regions where the contamination is present (grey color), as well as the location of the emission detected (red line), are also shown. It can be seen that this procedure allows adequate identification of the contamination. After careful analysis, the observed emission was determined to be the result of $[\text{NII}]$ emission ($\lambda 6548 \text{ \AA}$) rather than $H\alpha$, and more precisely the result of a phase jump of the $[\text{NII}]$ line. No emission was detected on the northern side of the galaxy. These results are discussed in Section 6.

An important remark is to recall that the reflexions in the data cubes were overcorrected, and the continuum cannot be associated with its true value. Hence, it is possible to observe emission from the DIG even if the continuum from its procedure is less than that of the contamination ray procedure (see bottom-right image of Fig. 4). From the observed emission spectra along the pie-shape binning procedure, gaussian profiles were adjusted to extract the velocity component. Fig. 4 shows the velocity field obtained, as well as the spectra of the intervals where diffused $[\text{NII}]$ was detected corresponding to the last three intervals seen in the velocity field.

4 KINEMATICAL PARAMETERS AND ROTATION CURVE

In order to derive the rotation curve of NGC 253 from the analysis of the velocity field, the GIPSY program and ROTCUR task were used (Vogelaar & Terlouw 2001; Begeman 1989; van der Hulst et al. 1992). The objective is to extract the orientation parameters (dynamical center (x_0, y_0) , systemic velocity V_{sys} , inclination i and position angle PA) that best reproduce the observed velocity field. As mentioned earlier, the velocity field smoothed with a gaussian function of $w_\lambda = 20$ is used. The parameters are found by a least square method between the observed velocity field and a tilted annulus derived by the ROTCUR task.

There are 3 main steps with the GIPSY program. Since they are correlated, the dynamical center and systemic velocity are found first by keeping i and PA fixed at their initial values. The initial values are taken as the ones derived from the HI study of Puche, Carignan & van Gorkon (1991). Data in an opening angle of 65° around the minor axis are excluded in order to minimize errors due to deprojection effects. A cosine-square weighting function is then used on the rest of the data, maximizing the weight of the points around the major axis. From this, a systemic velocity of $241.2 \pm 5.4 \text{ km s}^{-1}$ is found. The systemic velocity determined from HI by Puche, Carignan & van Gorkon (1991) was $\sim 245 \text{ km s}^{-1}$ and from the optical component by Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) was $243 \pm 9 \text{ km s}^{-1}$. Although the systemic velocities

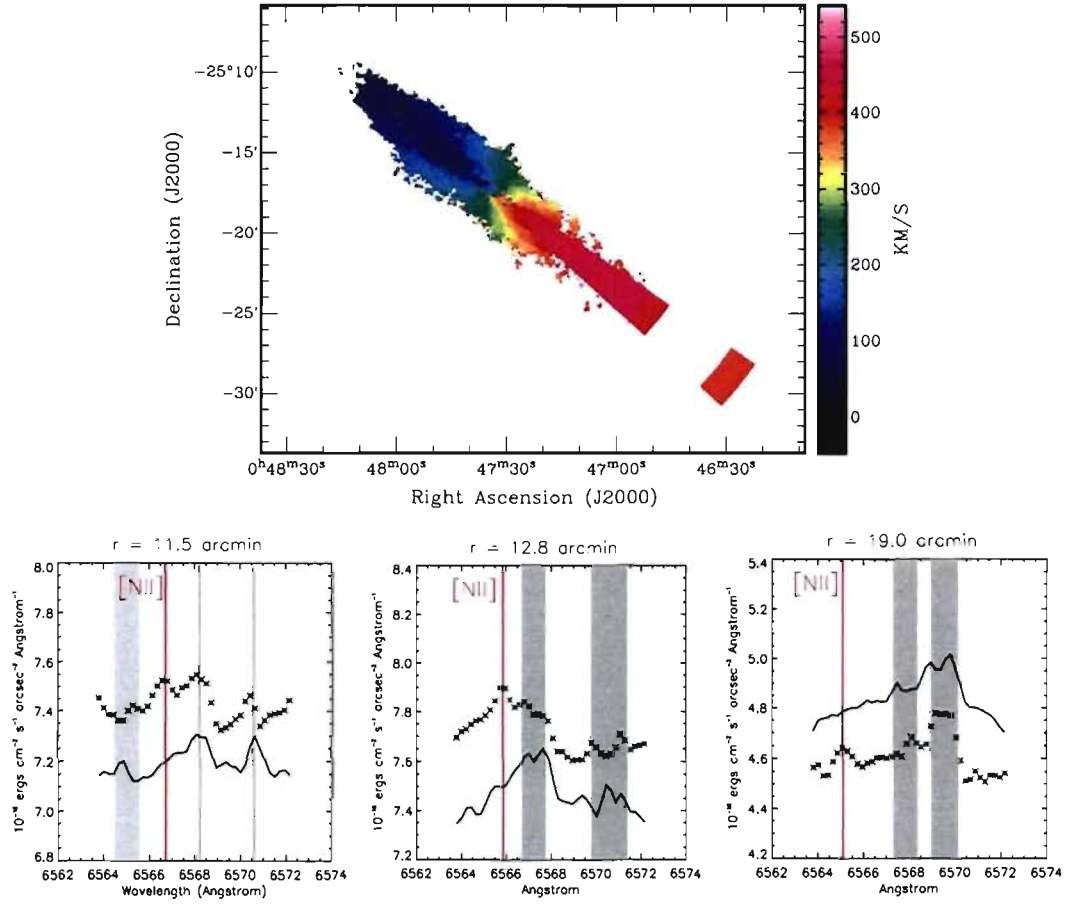


Figure 4: Top : Velocity field of NGC 253 obtained after a 5×5 square binning procedure, a pie-shaped binning procedure, and a single gaussian adjustment to the emission profiles. The last three binned intervals are the result of [NII] emission. Bottom : Spectra of the last three binned intervals of the pie-shape in order of radius (from left to right). The star-like points are for the spectra of the DIG and the continuous lines are for the contamination spectra. The red vertical lines represent the location of the [NII] emission, and the grey regions represent the areas of contamination.

coincide within the allowed error bars, differences between the optical and the neutral one can be understood by a slight zero-point shift since the calibrations were done using a neon source and not at $H\alpha$. Moreover, a dynamical center slightly shifted by $\sim 13''$ from the photometric center towards the approaching side of the galaxy is found. Such differences can be seen in late type barred galaxies, such as NGC 253. Studies from de Vaucouleurs & Freeman (1972), Beauvais & Bothun (2001) and Wel Drake, Blok & Walter (2003) mention that late type barred galaxies could have differences as large as 1 kpc. We find a difference of approximately 0.17 kpc.

The second step seeks to find the inclination i and the position angle PA, while keeping the dynamical center and systemic velocity fixed at their extracted values. The initial values for the inclination i and position angle PA are still kept at those derived by the HI study of Puche, Carignan & van Gorkon (1991). Separate solutions are obtained for the receding and approaching side. A mean value for the inclination i of $76.4 \pm 3.9^\circ$ and for the position angle PA of $230.1 \pm 2.1^\circ$ are derived between a radius of $1'$ and $10'$. The ROTCUR could not converge for a small number of radii, and the value of the parameters at these radii were extrapolated with the values of nearby data. Moreover, the gaussian smoothed velocity field extended to a radius of $10'$, while the original velocity field extended to $11.5'$, although the later was very clumpy beyond $10'$. In order to derive the rotation curve from the original velocity field using the derived kinematical parameters, extrapolated values of the parameters were added for radii larger than $10'$ and until $11.5'$. The top figures of Fig. 5 show the adopted values of the inclination i and position angle PA. The results are consistent with the parameters derived by the HI study of Puche, Carignan & van Gorkon (1991), and also suggest the presence of a warp in the outer regions as seen through the decrease of the position angle at r larger than $5'$. In the inner $5'$ region, a variation of the position angle is also seen. However, this can be attributed to the perturbations of the nuclear region since NGC 253 is known to be a *straburst* galaxy. Puche, Carignan & van Gorkon (1991) find for the HI data a mean inclination i of $\sim 72^\circ$ and a mean position angle PA of $\sim 229^\circ$.

From these adopted values of the inclination i and position angle PA, the rotation curve of NGC 253 could be extracted from the original velocity curve (without the gaussian smoothing). The warp seen in NGC 253 (Puche, Carignan & van Gorkon 1991) can be accounted for by letting the inclination and the position angle vary with radius. The bottom-left image of Fig. 5 illustrates the rotation curve derived, along with the solutions found for the approaching and receding side. Finally, the bottom-right image gives the final adopted rotation curve of the galaxy, with the proper error bars. The error bars correspond to the biggest difference between to rotation curve of the whole galaxy and that of one of the sides, or if larger the intrinsic error determined by the ROTCUR task.

The velocities determined for the DIG component from the previous section are also shown in Fig. 5 (turquoise color). The kinematical parameters used to derive the rotation velocity from the radial one were

Table 2: Adopted H α rotation curve

| <i>radius</i> (arcsec) | V_{rot} (km s $^{-1}$) | ΔV_{rot} (km s $^{-1}$) | <i>radius</i> (arcsec) | V_{rot} (km s $^{-1}$) | ΔV_{rot} (km s $^{-1}$) |
|---------------------------|------------------------------|-------------------------------------|---------------------------|------------------------------|-------------------------------------|
| 60 | 123.96 | 35.66 | 390 | 183.09 | 19.21 |
| 90 | 124.54 | 9.97 | 420 | 182.45 | 22.31 |
| 120 | 164.25 | 4.97 | 450 | 185.27 | 20.80 |
| 150 | 189.73 | 6.71 | 480 | 198.82 | 9.74 |
| 180 | 201.20 | 3.50 | 510 | 199.55 | 4.01 |
| 210 | 197.36 | 2.82 | 540 | 203.52 | 1.54 |
| 240 | 192.80 | 10.79 | 570 | 202.81 | 10.88 |
| 270 | 187.55 | 13.65 | 600 | 212.54 | 9.65 |
| 300 | 170.12 | 30.85 | 630 | 212.72 | 11.67 |
| 330 | 160.46 | 36.60 | 660 | 208.00 | 13.81 |
| 360 | 168.38 | 32.31 | 690 | 197.72 | 18.30 |

those at the maximum radius of 690". The error bars in the abscissae direction were chosen as the half width of the radii interval from which the emission line was extracted, while the one in the vertical direction was carefully chosen as the one resulting from the dispersion of the adjusted gaussian profile to the emission line since the largest uncertainty is the precise location of the profile, rather than the variation in the kinematical parameters.

The adopted values of the rotation velocity and the associated errors are given in Table 2 and Table 3. In order to compare the results of this study with the previous, the HI rotation curve found by Puche, Carignan & van Gorkon (1991) is also illustrated in Fig. 5, as well as the data points found by Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997).

5 MASS MODELS

In order to determine the impact of the DIG component at large radii of the galaxy NGC 253, two mass models analysis will be performed for NGC 253. The first will be performed without the addition of the three extended velocities in the rotation curve of NGC 253, corresponding to that found for the DIG by the pie-shape procedure. The second will be performed on the rotation curve including these extended velocities. Moreover, in order to compare the results with those found for the HI data by Puche, Carignan & van Gorkon (1991), the analysis of the mass distribution must be the same. Hence, another mass model analysis will be

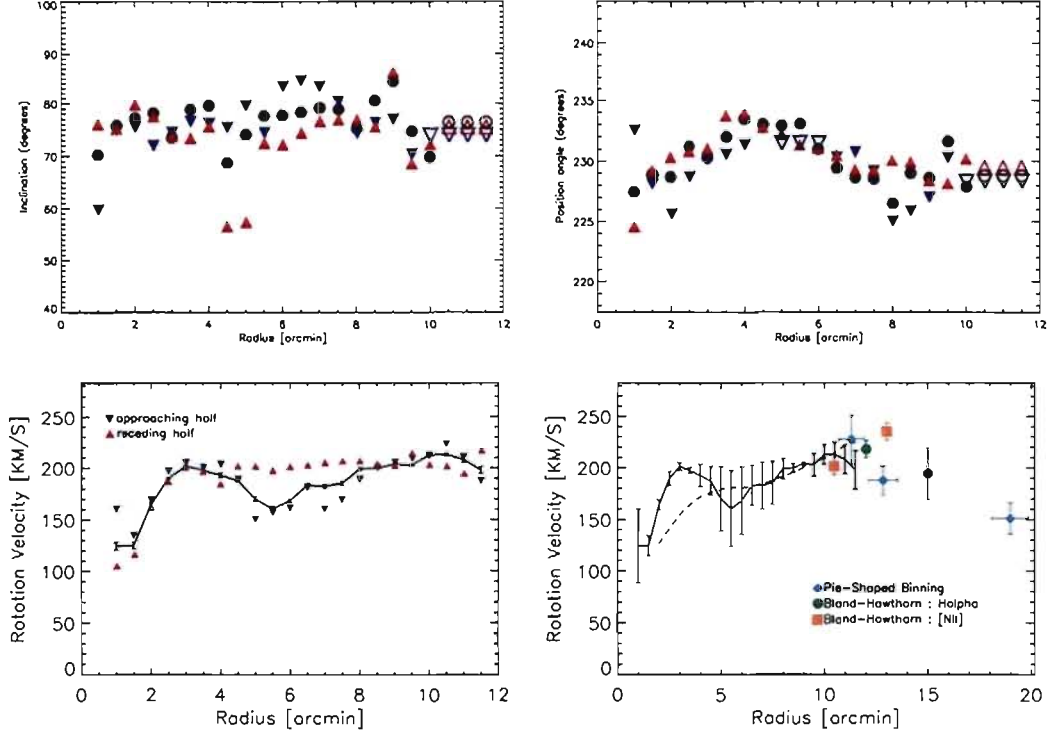


Figure 5: Top : Kinematical parameters of NGC 253 derived from the gaussian smoothed ($w_\lambda=20.0$) velocity field for both sides (circles) and separately for the receding (red triangles) and for the approaching (blue triangles) sides. The non-filled symbols represent the extrapolated parameters, see Section 3 for more details. Bottom-left : Rotation curve derived using the kinematical parameters of the top figures as a function of radius, with a systemic velocity of $V_{sys}=241.2 \text{ km s}^{-1}$, and the non gaussian smoothed velocity field. The rotation curve obtained using both sides at once is represented by the continuous line, along with the derived error bars, while the receding (red) and approaching (blue) sides are represented by the triangles. Bottom-right : Final adopted rotation curve, with the proper error bars as explained in the text (continuous line). The slashed line represents the HI data from Puche, Carignan & van Gorkon (1991). The colored points illustrates the results of Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) for [NII] (orange) and for H α (green) beyond the HI data, as well as those derived from this study (turquoise).

Table 3: Derived DIG rotation curve

| <i>radius</i> (arcsec) | Δr (arcsec) | V_{rot} (km s ⁻¹) | ΔV_{rot} (km s ⁻¹) |
|---------------------------|------------------------|------------------------------------|---|
| 678 | 36 | 226.64 | 23.60 |
| 768 | 42 | 187.06 | 13.90 |
| 1140 | 51 | 150.98 | 15.25 |

obtained using the data taken from Puche, Carignan & van Gorkon (1991). A dark halo in the shape of an isothermal sphere will be used. The density of the isothermal sphere also has a flat slope in the central regions.

To carry out the mass model analysis, a total of three parameters must be extracted. First, two parameters must be determined for the dark halo, a central density ρ_0 and a core radius r_c . Although the two are tied by a velocity dispersion $\rho_0 = 9\sigma^2/4\pi Gr_c^2$, the dark halo remains characterized by exactly two parameters. The third parameter is the mass-to-light ratio $(M/L)_*$, and determines the impact of the stellar disk. The papers by Carignan & Freeman (1985), as well as Carignan (1985), show in greater detail the method used. A least square fit is applied to determine the three parameters. In order to compare the HI studies and that of this paper, the stellar disk is described by the surface brightness profile in the B spectral band. The absolute magnitude of the sun in this band is taken as 5.43, as in the HI paper.

In the case of the HI analysis, the data at intermediate radii, between 3 kpc and 5.5 kpc, have much smaller errors than the central and outer points. The mass model is designed to put higher weight on the data points that have smaller error bars. For the HI data, the mass model tended to fit as best as possible the intermediate radii, while almost neglecting the other radii. On the other hand, in the case of the H α data, the mass model tended to fit as best as possible the central areas which had the smallest error bars. This yielded very different results since the central areas of the H α data showed a steeper slope in part due to the presence of a bulge. Hence, in order to better compare the results from the HI data to those of the H α data, *equal weight was given to all data points*.

First, a best fit model was applied to the data. However, this always converged towards a maximum disk. Therefore, the first mass model obtained was a maximum disk with no halo component (see top of Fig. 6, Fig. 7, Fig. 8 and Table 4). Second, a sub-maximum disk was obtained. In this case, $(M/L)_*$ is fixed to the value that allows the maximum velocity of the stellar disk to be 0.6 times the maximum velocity of the rotation curve (HI or H α) as suggested by the study of Courteau & Rix (1999). Indeed, the $(M/L)_*$ determined from the maximum disk is usually too high to agree with the predictions of the stellar

Table 4: Parameters and results of the mass models for NGC 253

| | HI rotation curve ^a | 36 cm H α rotation curve ^b without the [NII] data | 36 cm H α rotation curve ^b with the [NII] data |
|--------------------------|---|---|---|
| Maximum Stellar Disk | | | |
| Luminous component | $(M/L_B)_* = 12.7 M_\odot/L_\odot$ | $(M/L_B)_* = 13.5 M_\odot/L_\odot$ | $(M/L_B)_* = 13.4 M_\odot/L_\odot$ |
| Dark halo | none | none | none |
| Sub-Maximum Stellar Disk | | | |
| Luminous component | $(M/L_B)_* = 5.0 M_\odot/L_\odot$ | $(M/L_B)_* = 5.0 M_\odot/L_\odot$ | $(M/L_B)_* = 5.0 M_\odot/L_\odot$ |
| Dark halo component | $r_c = 2.1$ kpc $\sigma = 93.40$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.336 M_\odot$ pc ⁻³ | $r_c = 1.3$ kpc $\sigma = 96.55$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.937 M_\odot$ pc ⁻³ | $r_c = 1.3$ kpc $\sigma = 97.27$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.951 M_\odot$ pc ⁻³ |

^aData from Puche, Carignan & van Gorkon (1991)

^bData from this work

populations models (Bell & de Jong 2001), and sub-maximum disks seem to agree better with the results of Courteau & Rix (1999). See bottom of Fig. 6, Fig. 7, Fig. 8 and Table 4.

6 ANALYSIS OF THE RESULTS

6.1 Velocity field resolution

The first velocity field (top-left of Fig. 3) obtained shows emission extending up to a radius of 11.5' (0.83 R_{25} with the adopted value of R_{25} in this paper). However, this field also shows important distortions. First, a lack of emission was seen on the southwest part of the galaxy in comparison to the opposing side beginning at a radius of $\sim 5'$. This was also seen in the HI study of Puche, Carignan & van Gorkon (1991), i.e. that there

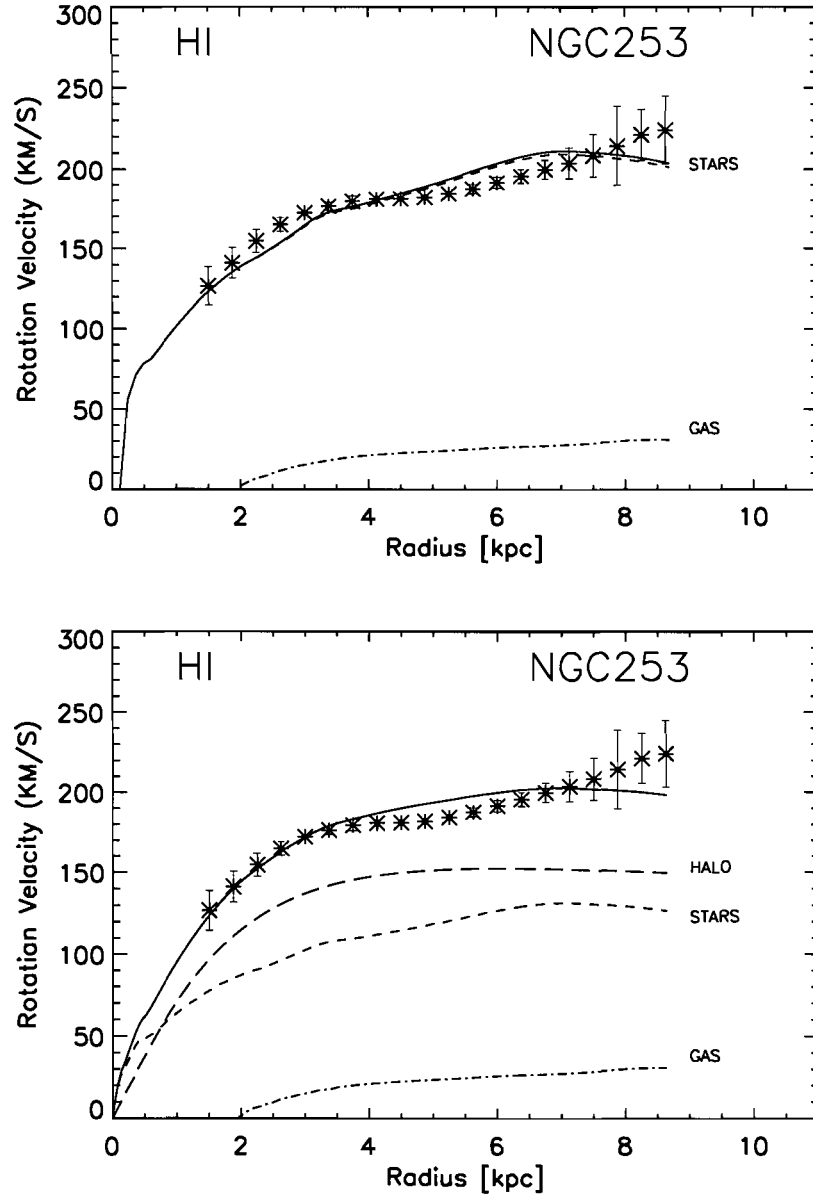


Figure 6: Mass model analysis for the adopted HI rotation curve (star-like points) of NGC 253. The data were taken from Puche, Carignan & van Gorkon (1991). An isothermal sphere was used for the dark halo. A first analysis was performed using a maximum stellar disk (top), and a second using a sub-maximum stellar disk (bottom). The stellar disk is illustrated with a small-dashed line, the gaseous component with a dot-dashed line, the halo with a long-dashed line and the total adjusted rotation curve with the continuous line. The parameters extracted are in Table. 4.

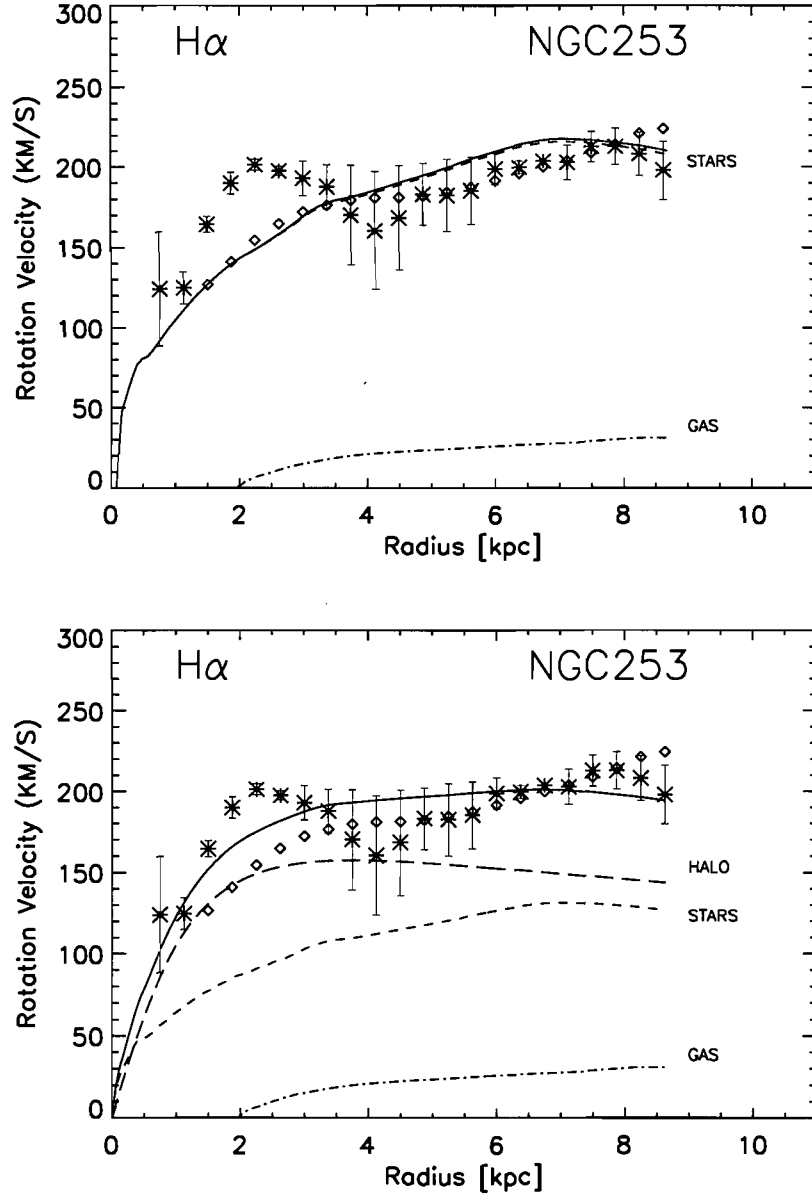


Figure 7: Mass model analysis for the adopted $H\alpha$ rotation curve from this study (star-like points) of NGC 253, without the DIG [NII] points. Same caption as Fig. 6 with a maximum stellar disk (top) and a sub-maximum stellar disk (bottom). The HI data from Puche, Carignan & van Gorkon (1991) are also illustrated with the diamond-shaped points.

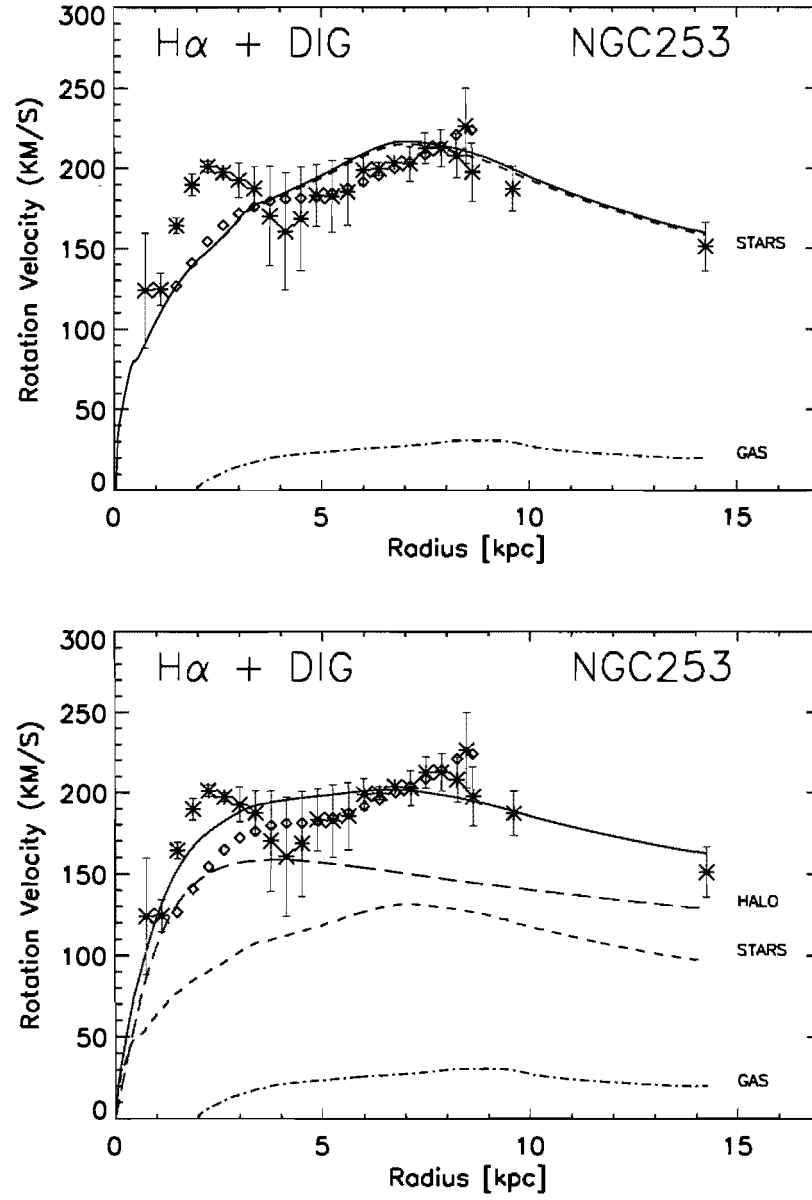


Figure 8: Mass model analysis for the adopted $H\alpha$ rotation curve with the DIG [NII] points (star-like points) of NGC 253. Same caption as Fig. 6 with a maximum stellar disk (top) and a sub-maximum stellar disk (bottom). The HI data from Puche, Carignan & van Gorkon (1991) are also illustrated with the diamond-shaped points.

is more HI present on the northeast side than the southwest side. Second, important perturbations were seen on the northeast side through increase of the dispersion. The nuclear region also showed an interesting structure (see Section 6.2). Although less extended, the lower resolution velocity field (middle-right of Fig. 3) showed a more regular field, noticeably in the inter-arm regions. This allowed an easier extraction of the kinematical parameters. The last velocity field (see Fig. 4) is a combination of the first velocity field, and the extracted velocities of the pie-shape binning procedure. The velocities seemed to blend well according to the images, but the emission was harder to detect on the approaching side of the galaxy (northeast), than the receding side (southwest).

6.2 Nuclear region

NGC 253 is a starburst spiral galaxy. The central regions have been thoroughly studied. Some suggest that NGC 253 is also an AGN (Ptak et al. 1997) and has extensive galactic winds (see a review by Veilleux, Cecil & Bland-Hawthorn 2005). Moreover, Heesen et al. (2009a) find that the poloidal component of the magnetic field shows a prominent X-shaped structure centered on the nucleus. Boomsma et al. (2005) also find extra-planar HI on the northeast half of the galaxy, located in a half-ring structure and plumes with a smaller rotation velocity than the disk. It is suggested that the origin of the extra-planar HI is related to the starburst activity and the active star formation in the disk.

This study finds high H α emission and high velocity dispersions in the nuclear region, which are expected from the strong nuclear activity. However, a small bar like structure is also seen in the velocity field, lagging in velocity by at least 50 km s^{-1} (see top-left image of Fig. 3; a bar-like structure in the nuclear region appears more blue-shifted than its surroundings). The structure also seems slightly inclined with respect to the major axis. The dimensions are approximately $24''$ by $88''$, i.e. 0.3 kpc by 1.1 kpc . The strong activity in the nuclear region of the galaxy could account for these observations, including the presence of a possible bar (Paglione et al. 2004) or a possible counter-rotating circumnuclear disk (Zhao et al. 2001). An inclined counter-rotating disk could be overlaying the bulk circular rotating disk and account for the lagging velocities and strong dispersion. Rubin, Graham & Kenney (1992) and Rix et al. (1992) have shown for the early-type galaxy NGC 4550, that a natural explanation for a decrease in velocities and increase in dispersion could be the presence of two counter-rotating stellar components, as indicated by the observed double-peaked line profiles. Although NGC 253 is not an early-type galaxy, but rather a late-type galaxy, this explanation could also be appropriate for its gaseous component.

In order to strengthen this hypothesis regarding the H α observations, a decomposition of the profiles observed in the nuclear region could be performed (see Plana & Boulesteix 1996 for early-type galaxies) to disentangle the counter-rotating movement from the bulk movement. Oh et al. (2008) suggest a method to disentangle the bulk circular movement from that of the non-circular motions, by adjusting two gaussian profiles in two

consecutive steps, i.e. not simultaneously. After analyzing the data set, it was determined that this method was not adequate for this study because of the remaining contamination from the nucleus. The intensity of the merged $H\alpha$ component is significantly stronger than that of the contamination residuals, and the adjustment of a single gaussian component is not problematic. It simply yields a larger dispersion resulting of the combination between two profiles, as seen in the dispersion map. However, if the second gaussian component is of lesser intensity, than when applying the method by Oh et al. (2008), the contamination profile could be mistaken for the second $H\alpha$ profile. Hence, another method must be found to adequately distinguish the multiple profiles, and this is beyond the scope of this paper.

6.3 Diffuse Ionized Gas

6.3.1 [NII] emission

This study succeeded in detecting [NII] (λ 6548 Å) emission on the receding side of NGC 253 at radii of 11.5', 12.8' and 19.0'. The presence of the emission is the result of a phase jump in the emission line. The rest wavelength of the observed [NII] line is 6548 Å, and with a radial velocity of ~ 450 km s⁻¹ as observed in the velocity fields, this line should be located around 6557.8 Å. The filter used for this study has a total width of 30 Å, and is centered at ~ 6561 Å for an average temperature of 10°C. Hence, the shifted emission line of [NII] should be within the filter band. At this wavelength, the filter transmission is $\sim 60\%$, which should allow the [NII] line to pass through. However, the FP has a width of 8.58 Å and is centered at the systemic velocity of the galaxy, i.e. ~ 6568.3 Å. When a FP is combined with a filter of a larger bandwidth, a phase jump can be observed. This means that the shifted [NII] line, initially at ~ 6557.8 Å, could appear in the spectrum at a wavelength of $6557.8 \text{ Å} + 8.58 \text{ Å} = 6566.4 \text{ Å}$. This falls in the region where the lines were observed (see Fig. 4). It is assumed that the emission ray observed at 6566.4 Å is not $H\alpha$, since if it were, the velocity extracted would be completely discontinuous with the velocity field of NGC 253.

However, on the approaching side, the radial velocity should be around 40 km s⁻¹ which yields a shifted [NII] line at ~ 6548.9 Å. At this wavelength, the filter transmission is only $\sim 5\%$, which should block almost all of the [NII] emission line on the approaching side. Hence, this could explain why the [NII] line on the approaching side was not detected.

As mentioned earlier, particular care was brought to the ghosts correction of the data, and the observed [NII] emission did not seem to be the result of residual ghosts. The proper steps taken to analyze the nucleus contamination (see Section 3 and bottom images of Fig. 4) also suggest that the [NII] emission lines seen are not the result of the contamination.

Two questions still remain unanswered. The first concerns the $H\alpha$ emission of the DIG. $H\alpha$ was detected up to a maximum radius of 11.5', which coincides with the maximum radius of the HI study of Puche, Carignan

& van Gorkon (1991). Beyond this radius, the strength of the emission lines dropped significantly and no $H\alpha$ emission was observed, on both sides of the galaxy. Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) was able to detect [NII] (λ 6548 Å) emission at radii of 10.5' and 13.5', and $H\alpha$ at radii of 12' and 15'. However, the strength of the [NII] line in their study seemed to be on average slightly stronger than that of $H\alpha$. If this ratio is indeed greater than unity in the outer parts of the disk of NGC 253, it is possible that the sensitivity of this study could not allow detection of $H\alpha$ at these radii. Furthermore, an $H\alpha$ line with velocities of ~ 450 km s $^{-1}$ and 40 km s $^{-1}$ gives respectfully a shifted wavelength of ~ 6572.6 Å and 6563.6 Å. It is possible that in the bottom-left image of Fig. 4 $H\alpha$ is visible since it seems that on the edges, the spectra rises. However, it is difficult to determine precisely where the maximum intensity occurs. The [NII] line on the other hand gives a more precise estimate of the radial velocity.

The study by Kennicutt et al. (2008) found a mean [NII]/ $H\alpha$ ratio of 0.48, which includes the [NII] lines at 6548 Å and 6583 Å. However, many studies have shown that this ratio can significantly change in areas located outside of dense HII regions and where the DIG component is still present (Rand 1997, Reynolds et al. 1999), i.e., at radii larger than the neutral component for NGC 253. [NII] is a forbidden line, and can therefore be seen in areas of diffuse gas where the spontaneous emission can become important. Rand (1997,1998) showed for the galaxy NGC 891 that the [SII]/ $H\alpha$, [NII]/ $H\alpha$ and even [OIII]/ $H\alpha$ ratio increased significantly with increasing distance to the midplane. Moreover, for the DIG component of the Milky Way, the forbidden lines of [NII] and [SII] were also found to have intensities with respect to the $H\alpha$ line of a few tenths to unity, and even larger (Haffner et al. 2009). This is much greater than that observed in classical HII regions. Hence, the detection of [NII] at radii larger than 11.5' rather than $H\alpha$ could be understood in part by the general properties of the DIG.

Another question still remains unanswered, and refers to the [NII] not being detected between a radius of 12.8' and 19.0'. One of the possible reasons may be that no emission was seen because of the very noisy nucleus contamination in this radii interval, noisier than that of a radius of 11.5', 12.8' and 19.0'. The scatter could not allow identification of precise emission profiles. However, it is still possible that no emission can be detected between these radii and it would be very interesting to re-observe NGC 253, this time using an appropriate filter for the [NII] emission line. If emission is indeed not detected between a radii of 12.8' and 19.0', the association of the [NII] emission with the galaxy at a radius of 19.0' could be put into question. However, it is still very interesting to see the impact of this last data point on the mass model analysis.

The wavelengths of the observed [NII] lines are seen to decrease. This in turn results in a declining rotation curve at large radii (see Fig. 5). The integrated fluxes of the [NII] lines yield a mean value of ~ 0.12 cm $^{-6}$ pc ($r = 11.5'$), ~ 0.10 cm $^{-6}$ pc ($r = 12.8'$) and ~ 0.09 cm $^{-6}$ pc ($r = 19.0'$). Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) finds for [NII] a mean EM of 0.25 cm $^{-6}$ pc ($r = 10.5'$) and 0.13 cm $^{-6}$ pc ($r = 13.5'$). Hence,

this study seems to find [NII] emission consistent with those detected in Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997).

6.3.2 Origin of the very extended DIG

Hoyle and Ellis (1963) mention for the first time the existence of a diffused matter of free electrons in the vicinity of the Galactic plane using a low frequency synchrotron survey. Since then, many new properties of the DIG have been discovered. Some of these properties include the high ratios of forbidden lines with respect to $H\alpha$ (Rand 1997, 1998). Furthermore, it was found that several edge-on less active galaxies showed a correlation between the DIG in the halo and the star formation rate (SFR) (Rossa & Dettmar 2003a,b ; Miller & Veilleux 2003). The study by Rossa & Dettmar (2003a) also suggested that there was a minimum SFR per area required to mimic the disk-halo interaction. However, a more recent study from Oey et al. (2007) concluded from their SINGS $H\alpha$ Survey (Survey for Ionization in Neutral Gas Galaxies) that the DIG does not seem to correlate with either the Hubble type or the total SFR of the galaxy.

Nevertheless, many theories were proposed to explain the existence of the DIG. Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) analysed the case of NGC 253. Several ionization and heating sources of the DIG were examined, including the following : metagalactic ionizing background, compact halo sources, compact disk sources (white dwarf population and hot horizontal-branch stars), ram pressure heating resulting from shock waves, exotic heat sources such as turbulent MHD waves, young stellar disk, dilute photoionization, gas-phase depletion from grains, Lyman continuum (Lyc) ionizing photons escaping from OB stars. However, the only possible source that could explain the observations was the one regarding hot young stars in the central regions of the galaxy looking out towards the outer part of the warped disk. Ionizing photons could escape from these stars through dust scattering, and would be more easily exposed to the outer regions because of the warped structure. Their calculations also ruled out the source from the metagalactic ionizing background. Their study determined that the metagalactic ionizing background was around five times less than that required to explain the $H\alpha$ observations. Their calculations also showed that the photoionization model, accounting for the Lyc photons escaping from OB stars, could not account for the observations, since the observed ratio of [NII] (λ 6548 Å)/ $H\alpha$ was slightly higher than unity. This implied that the ratio of [NII] (λ 6583 Å)/ $H\alpha$ was close to three. The latter is a factor of two higher than that is predicted from the photoionization model. The photoionization model also fails to explain the lack of HeI (λ 5876 Å) emission. Studies show that the ionizing flux necessary to explain the observed [NII] and [SII] of the DIG should allow the existence of the HeI line (Domgorgen & Mathis 1994).

Other studies have also shown a correlation between the DIG in the halos of galaxies and their synchrotron radiocontinuum. This might suggest that the DIG is correlated with cosmic rays and magnetic fields (see Dahlem, Lisenfeld & Golla 1995). However, Sciama (1995) discussed that it was difficult for cosmic rays to

penetrate clouds of gas, and that they should not play an important role in generating the DIG. Nevertheless, Heesen et al. (2009b) found a total equipartition magnetic field on the order of $7 \mu\text{G}$ to $18 \mu\text{G}$ for the disk of NGC 253. This values remains high. The magnetic field of NGC 253 could therefore play a key role in understanding the DIG component. The presence of a disk wind in NGC 253 was also discussed in the study of Heesen et al. (2009a), and could explain the presence of extra-planar H I, H α , and soft X-ray emission in the halo. Finally, it is also important to note that the Magellanic streams can not explain the [N II] emission found in this study, since the radial velocities of the two do not correlate spatially (Mathewson & Ford 1984).

6.3.3 Consequences of a declining rotation curve

Declining rotation curves in spiral galaxies are rare. However, some have been seen in earlier-types systems (Casertano & van Gorkom 1991), as well as in some edge-on systems (NGC 891, Sancisi & Allen 1979). Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) find for NGC 253 a decline at the last observed point of the rotation curve of $\sim 10\%$ v_{max} at $\sim 10\%$ of r_{max} . Moreover, Dicaire et al. (2008) find a decline of NGC 7793 of $\sim 25\%$ v_{max} over half the radius range. This study finds a decline of $\sim 30\%$ v_{max} over slightly more than half the radius range, where v_{max} was taken as the maximum of the H I rotation curve (see Puche, Carignan & van Gorkon 1991) since it agrees well with the maximum of the H α data.

The top of Fig. 6, Fig. 7 and Fig. 8 show the results for the maximum stellar disk model, respectively for the H I data of Puche, Carignan & van Gorkon (1991), the H α data without the DIG points, and the H α data with the DIG points. In all cases, the observed rotation curve can be reproduced by a stellar disk and a gaseous disk. Hence, no dark halo seems to be needed. However, in the central regions of the H α rotation curve, the presence of a bulb can be observed as seen by the *bump* in the curve. To reproduce this region, a bulb component could be added to the maximum stellar disk model.

An advantage of maximum disks is that a unique solution can be determined, whereas many degeneracies exist in multicomponent fits including dark halos (van Albata & Sancisi 1986 ; Carignan & Freeman 1985). Maximum stellar disks also seem to reproduce well the small scale irregularities in the rotation curves, since the stellar disk also traces these perturbations (Freeman 1993). However, as can be seen in Table 4, the $(M/L)_*$ that best fits the maximum-disk model is of $\sim 13 M_{\odot}/L_{\odot}$ for all three cases. This value is much too high, especially in the case of late-type galaxies such as NGC 253, which causes great concern for the validity of the model.

The study by Courteau & Rix (1999) showed that the Tully-Fisher relation (TFR) seemed to be independent of surface brightness for high surface brightness (HSB) galaxies when plotted as M_r versus $V_{2.2}$. In order to reproduce this feature, their models suggested that disks were sub-maximum with $v_{disk}/v_{total} \sim 0.6$. Moreover, their study suggested that these sub-maximum disks allowed a smooth transition between

HSB and low surface brightness galaxies, and that the maximum disks for the majority of the HSB late-type galaxies were not valid.

The bottom of Fig. 6, Fig. 7 and Fig. 8 show the results for sub-maximum disks, respectively for the HI data of Puche, Carignan & van Gorkon (1991), the H α data without the DIG points, and the H α data with the DIG points. For NGC 253, the $(M/L)_*$ was fixed to $5.0 M_{\odot}/L_{\odot}$ to allow $v_{disk}/v_{total} \sim 0.6$. For all three cases, the sub-maximum disk seems to agree well with the derived rotation curves. The decline observed with the DIG points is also well reproduced. Hence, the derived rotation curve for NGC 253 using the DIG points truly seems to illustrate a declining rotation curve, and hints that the end of the mass distribution has started to be probed.

Nonetheless, the sub-maximum disk gives a steeper slope in the central areas and seems to reproduce better the H α data at these radii. Table 4 shows that the H α data have a dark halo density thrice more concentrated than the HI data, which can be explained by the steeper slope of the H α data. However, the dark halo dispersion σ seems to be fairly the same in all three cases. This parameter is a measure of the maximum amplitude of the rotation curve (Blais-Ouellette, Carignan & Amram 1999), and since the maximum velocity is essentially the same for the HI and H α data, a similar dispersion should be obtained. Moreover, the $(M/L)_*$ in the B band determined by stellar populations for NGC 253, using the $(B-V)$ magnitude given by the RC3 catalogue (0.85 mag), is $\sim 3.46 M_{\odot}/L_{\odot}$ (Bell & de Jong 2001). This is much more consistent with the ratio used for the sub-maximum disk than the one determined from the maximum disk.

7 CONCLUSION

Deep FP H α observations were taken of one the Sculptor Group galaxies, NGC 253. The main conclusions of this study are as follows :

1. Three distinct velocity fields were obtained : an initial velocity field reaching distances of 11.5' ; another having been smoothed with a gaussian function ($w\lambda=20$) in order to extract global kinematical parameters, and reaching 10' ; a third having been smoothed with a coverage in the shape of a pie in order to extract the profiles of the DIG component. Typical flux values of $\sim 0.1 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ were reached.
2. The nuclear region showed the presence of a bar-like structure lagging in velocity and showing increase in dispersion. A hypothesis was suggested that this was the result of a double counter-rotating disk but still remains to be tested.
3. The observations allowed detection of the DIG component through [NII] emission at radii of 11.5', 12.8' and 19.0', on the receding side of the galaxy. No H α emission was observed at radii larger than the neutral component (11.5').

4. From the gaussian smoothed velocity field, the global kinematical parameters were derived and yielded a mean systemic velocity of $241.2 \pm 5.4 \text{ km s}^{-1}$, an inclination i of $76.4 \pm 3.9^\circ$ and a position angle PA of $230.1 \pm 2.1^\circ$. A warp was also seen through the variation of the kinematical parameters with radius.

5. A rotation curve was extracted from the global kinematical parameters and the initial velocity field. This rotation curve is in good agreement with the HI one derived by Puche, Carignan & van Gorkon (1991), although the slope of the inner region is steeper. The data points resulting from the [NII] ($\lambda 6548 \text{ \AA}$) emission were added and showed a significant decline in the curve, although they showed some differences with the results of Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997).

6. A mass model analysis was performed on the H α rotation curve with and without the velocities derived for the diffuse [NII] emission. The two yielded very similar results, both for the maximum stellar disk and the sub-maximum stellar model. The declining part of the rotation curve was also very well modeled, and seems to be truly declining.

Deep observations of galaxies can yield very interesting results, as was the case for the study by Dicaire et al. (2008) which allowed confirmation of a truly declining rotation curve of NGC 7793. In this study, the emission detected in NGC 253 of the DIG indicated not only a *very* extended rotation curve, but also a *very* declining rotation curve. This has profound consequences on the study of dark matter properties, and could allow very good constraints of the parameters of the dark halo.

Acknowledgments

We would like to thank the staff from the ESO La Silla site, in Chile, for their support. Moreover, we would like to greatly thank the students from the 1.2-m Euler Telescope for lending us their computer during the observation mission. We recognize all the support given by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada, as well as the Fonds Québécois de la Recherche sur la Nature et les Technologies. The Southern H-Alpha Sky Survey Atlas (SHASSA), which is supported by the National Science Foundation, was used for flux calibration of the data in this study. The images were taken with a robotic camera operating at Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO), in Chile.

References

- Amram, P. 1991, PhD Thesis, University of Provence & University of Montreal
- Beauvais, C. & Bothun, G. 2001, ApJS, 136, 41
- Begeman, K.G. 1989, A&A, 223, 47
- Bell, E. F. & de Jong, S. 2001, ApJ, 550, 212

- Blais-Ouellette, S., Carignan, C., Amram, P. & Côté, S. 1999, *AJ*, 118, 2123
- Bland-Hawthorn, J., Freeman, K. C. & Quinn, P. J. 1997, *ApJ*, 490, 143
- Bland-Hawthorn, J., Taylor, K., Veilleux, S. & Shopbell, P. L. 1994, *ApJ*, 437, L95
- Boomsma, R., Oosterloo, T. A., Fraternali, F., van der Hulst, J. M. & Sancisi, R. 2005, *A&A*, 431, 65
- Burki, G., Rufener, F., Burnet, M., Richard, C., Blecha, A. & Bratschi, P. 1995, *A&AS*, 112, 383B
- Carignan, C. & Freeman, K.C. 1985, *AJ*, 294, 494
- Carignan, C. 1985, *ApJ*, 299, 59
- Casertano, S. & van Gorkom, J.H. 1991, *AJ*, 101, 1231
- Côté, S., Freeman, K.C., Carignan, C. & Quinn, P. J. 1997, *AJ*, 114, 1313
- Courteau, S. & Rix, H.-W. 1999, *ApJ*, 513, 561
- Daigle, O., Gach, J.-L., Guillaume, C., Carignan, C., Balard, P. & Boisin, O. 2004, *Proceedings of the SPIE*, 5499, 219
- Daigle, O., Carignan, C. & Blais-Ouellette, S. 2006, *Proceedings of the SPIE*, 6276, 62761F
- Daigle, O., Gach, J.-L., Guillaume, C., Lessard, S., Carignan, C. & Blais-Ouellette, S. 2008, *Proceedings of the SPIE*, 7014, 70146L
- Dahlem, M., Lisenfeld, U. & Golla, G. 1995, *ApJ*, 444, 119
- Dicaire, I., Carignan, C., Amram, P., Marcelin, M., Hlavacek-Larrondo, J., de Denus-Baillargeon, M.-M., Daigle, O. & Hernandez, O. 2008, *AJ*, 135, 2038
- Dopita, M.A. & Sutherland, R.S. 2003, *Diffuse matter in the universe*, Springer, *Astronomy and Astrophysics Library*
- Domgörgen, H. & Mathis, J.S. 1994, *ApJ*, 428, 647
- Epinat, B., Amram, P., Marcelin, M., Balkowski, C., Daigle, O., Hernandez, O., Chemin, L., Carignan, C., Gach, J.-L. & Balard, P. 2008, *MNRAS*, 388, 500
- Freeman, K.C. 1993, in *Physics of Nearby Galaxies: Nature or Nurture ?*, ed. R. X. Thuan, C., Balkowski, & J. Thanh Van (Paris: Frontières), 201
- Gaustad, J.E., McCullough, P.R., Rosing, W. & Van Buren, D. 2001, *PASP*, 113, 1326
- Haffner, L. M., Dettmar, R. -J., Beckman, J. E., Wood, K., Slavin, J. D., Giammanco, C., Madsen, G. J., Zurita, A. & Reynolds, R. J. 2009, *Reviews of Modern Physics*, 29 pages.

- Heesen, V., Krause, M., Beck, R. & Dettmar, R.-J. 2009b, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 259, 509
- Heesen, V., Beck, R., Krause, M. & Dettmar, R.-J. 2009a, *A&A*, 494, 563
- Hoopes, Charles G., Walterbos, Rene A. M., Greenwalt & Bruce E. 1996, *AJ*, 112, 1429
- Hoyle, F. & Ellis, G.R.A. 1963, *Australian Journal of Physics*, 16, 1
- Jerjen, H., Freeman, K.C. & Binggeli, B. 1998, *AJ*, 116, 2873
- Karachentsev, I. D., Grebel, E. K., Sharina, M.E., Dolphin, A. E., Geisler, D., Guhathakurta, P., Hodge, P.W., Karachentseva, V. E., Sarajedini, A. & Seitzer, P., 2003, *A&A*, 404, 93
- Kennicutt, R. C., Lee, J.C., Funes, J.G., Shoko Sakal, S.J. & Akiyama, S. 2008, *ApJS*, 178, 247
- Mathewson, D.S. & Ford, V.L. 1984, *IAU Symp.* 108, 125
- Miller, S.T. & Veilleux, S. 2003, *ApJS*, 148, 383
- Oey, M. S., Meurer, G. R., Yelda, S., Furst, E. J., Caballero-Nieves, S. M., Hanish, D. J., Levesque, E. M., Thilker, D. A., Walth, G. L., Bland-Hawthorn, J., Dopita, M. A., Ferguson, H. C., Heckman, T. M., Doyle, M. T., Drinkwater, M. J., Freeman, K. C., Kennicutt, R. C., Jr., Kilborn, V. A., Knezek, P. M., Koribalski, B., Meyer, M., Putman, M. E., Ryan-Weber, E. V., Smith, R. C., Staveley-Smith, L., Webster, R. L., Werk, J. & Zwaan, M. A. 2007, *ApJ*, 661, 801
- Oh, S.-H., de Blok, W. J. G., Walter, F., Brinks, E. & Kennicutt, R. C. 2008, *AJ*, 136, 2761
- Paglione, T. A. D., Yam, O., Tosaki, T. & Jackson, J. M. 2004, *ApJ*, 611, 835
- Pence, W.D. 1980, *ApJ*, 239, 54
- Plana, H. & Boulesteix, J. 1996, *A&A*, 1996, 307, 391
- Ptak, A., Serlemitsos, P., Yaqoob, T., Mushotzky, R. & Tsuru, T., 1997, *AJ*, 113, 1286
- Puche, D. & Carignan, C. 1988, *AJ*, 95, 1025
- Puche, D., Carignan, C. & van Gorkon, J.H. 1991, *AJ*, 101, 456
- Rand, R.J. 1997, *ApJ*, 474, 129
- Rand, R.J. 1998, *ApJ*, 501, 137
- Reynolds, R.J. 1992 *AJ*, 392, 35
- Reynolds, R. J., Tufte, S. L., Kung, D. T., McCullough, P. R. & Heiles, C. 1995, *ApJ*, 448, 715
- Reynolds, R.J. 1999, *ASP Conf. Series.* 168, 279

- Rix H.-W., Franx M., Fisher D. & Illingworth G. 1992, ApJ, 400, L5
- Rossa, J. & Dettmar, R.J. 2003a, A&A, 406, 493
- Rossa, J. & Dettmar, R. J. 2003b, 406, 505
- Rubin V. C., Graham J. A. & Kenney J. D. P., 1992, ApJ, 394, L9
- Sancisi, R. & Allen, R.J. 1979, A&A, 74, 73
- Sciama, D.W. 1995, MNRAS, 276, L1
- Sugai, H., Davies, R. I. & Ward, M. J. 2003, ApJ, 584, L9
- van Albada, T. S. & Sancisi, R. 1986, Philos. Trans. R. Soc. London, A, 320, 447
- van der Hulst, J. M., Terlouw, J. P., Begeman, K. G., Zwitter, W. & Roelfsema, P. R. 1992, Astron. Data Analysis Software and Systems I, A.S.P. Conf. Ser., 25, 131
- de Vaucouleurs, G. 1959, AJ, 130, 718
- de Vaucouleurs, G. & Freeman, K. C. 1972, *Visitas in Astronomy*, 14, 163
- Veilleux, S., Cecil G. & Bland-Hawthorn, J. 2005, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 43, 769
- Vogelaar, M.G.R & Terlouw, J.P. 2001, ASP Conf. Ser. 238. *Astronomical Data Analysis Software and System X.*, ed F. R. Harnden, Jr. F. A. Primini, & H. E. Payne (San Francisco) 358
- Weldrake, D. T. F., de Blok, W. J. G. & Walter, F. 2003, MNRAS, 340, 12
- Zhao, J., Goss, W. M., Ulvestad, J. S. & Anantharamaiah, K. R. 2001, ASP Conference Proceedings, 240, 204

Chapitre 4

Résultats / Articles scientifiques : NGC 247 et NGC 300

4.1 Introduction de l'article

Le Gaz Ionisé Diffus (DIG) est un important constituant du milieu interstellaire. Ce gaz peut-être étudié grâce à des observations profondes de galaxies. L'étude de Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) a notamment tenté de détecter ce gaz au delà du disque HI pour la galaxie NGC 253, un des membres importants du Groupe Sculpteur. Son succès a permis d'extraire une courbe de rotation très étendue de la galaxie, montrant d'ailleurs un soupçon de décroissance. Grâce à des observations très profondes, l'article présentée dans la section précédente a permis d'obtenir pour NGC 253 une courbe de rotation encore plus étendue, confirmant ainsi la décroissance.

L'article qui suit porte sur l'analyse du DIG dans deux autres membres importants du Groupe Sculpteur, NGC 247 et NGC 300. Les observations Fabry-Perot ont été prises durant la même mission d'observation que celle de NGC 253, en octobre 2007, avec le télescope de 36 cm de Marseille, à la Silla au Chili. La même caméra a été utilisée, soit la caméra Andor iXon qui utilise un détecteur L3CCD. Environ 20 heures d'observations ont été faites sur chacune des galaxies, ce qui a permis de détecter la

présence de gaz très diffus.

4.2 Article scientifique

DEEP FABRY-PEROT H α OBSERVATIONS OF TWO SCULPTOR GROUP GALAXIES, NGC 247 AND NGC 300

J. Hlavacek-Larrondo^{1*}, C. Carignan¹, O. Daigle^{1,2}, B. Epinat^{2,3}, O. Hernandez¹, M. Marcelin²

¹Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale, Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. centre-ville,
Montréal, Québec, Canada, H3C 3J7

²Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Université de Provence, CNRS, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, F-13388 Marseille
Cedex 13, France

³Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes, Université de Toulouse, CNRS, 14 Avenue Edouard Belin, F-31400
Toulouse, France

August 19, 2009

Abstract

A deep H α study of two Sculptor Group galaxies, NGC 247 and NGC 300, is presented. The FP data were taken in October 2007 at the 36 cm Marseille Telescope in La Silla, Chile, using an Andor iXon camera equipped with a EMCCD detector. With almost 20 hours of observations for each galaxy, very diffuse emission was detected. For NGC 247, emission extending to a radius comparable with that of the HI disk ($r \sim 13.5'$) was found, but no emission was seen beyond the HI disk. The bright HII regions of NGC 300 were found to be embedded in a diffuse background. A kinematical analysis was performed for the two galaxies. This study finds for NGC 247 a mean systemic velocity of 164.84 ± 5.3 km s⁻¹, an inclination i of $75.5 \pm 7.3^\circ$ and a position angle of the major axis PA of $170.3 \pm 4.6^\circ$, and for NGC 300, a mean systemic velocity of 151.6 ± 5.3 km s⁻¹, an inclination i of $54.4 \pm 12.8^\circ$ and a position angle PA of $-70.3 \pm 4.3^\circ$. A warp was also seen through the variation of the kinematical parameters for NGC 300 beginning at a radius of $9'$. A mass model analysis was performed on the rotation curves of each galaxy.

Key words: galaxy kinematics - dark matter - Diffuse Ionized Gas - Sculptor Group.

1 INTRODUCTION

The Diffuse Ionized Gas (DIG) is a component of the interstellar medium first discovered in 1963 by Hoyle and Ellis. These authors studied the synchrotron emission from the Galactic plane and found that the majority of the emission below a frequency of 5 MHz was attributed to free-free absorption. Recent studies have

*E-mail: [information retirée / information withdrawn]

allowed further constraints on this matter, including an average temperature of $T \sim 6000\text{-}10000$ K (Reynolds 1992) and density of $n_e \sim 0.03$ cm $^{-3}$ (Dopita & Sutherland 2003). The distribution of this component seems to be in the form of filaments superimposed on a diffused background (Rand 1997), but reaching distances of several kpc above the galactic plane (Rand 1997; Rossa & Dettmar 1999; Dettmar 1990). However, the origin of the DIG still remains controversial. One of the leading theories implies Lyman continuum (Lyc) ionizing photons escaping HII regions from the galactic disk and reaching very large distances. However, this model predicts emission from [OI] (λ 6300 Å) and of HeI (λ 5876 Å). The former is only barely detected, and the latter not at all (Reynolds 1995; Domgörgen & Mathis 1994). Hence, to explain the observations, it seems that another ionizing source is required.

To study this component, deep observations of galaxies is needed. NGC 247 and NGC 300 are two late-type spiral galaxies belonging to the Sculptor Group, which has been greatly documented in the literature. Among the reasons for this, its proximity plays a key role. The group is located at a distance between 1.5 and 4 Mpc (Jerjen, Freeman & Binggeli 1998; Karachentsev et al. 2003). Moreover, the Sculptor Group has an impressive amount of isolated galaxies and gas rich late-types with no, or almost no, bulge (de Vaucouleurs 1959). Hence, these galaxies are also excellent candidates for studying the properties of dark matter (Carignan & Freeman 1985).

An earlier *deep* Fabry-Perot (FP) H α study of another Sculptor Group galaxy, NGC 7793, was performed by Dicaire et al. in 2008. This study used the 36 cm Marseille Telescope located in La Silla, Chile. With almost 20 hours of observations, they confirmed that NGC 7793 had a truly declining rotation curve. In order to complement this study, another observing run was carried out in October 2007 with the objective of studying three other Sculptor Group galaxies: NGC 253, NGC 247 and NGC 300. The results concerning NGC 253 have already been presented in a previous article (see Hlavacek-Larrondo et al. 2009). A distance of 1.80 Mpc for NGC 300 and 2.53 Mpc for NGC 247 have been adopted for this study (Puche & Carignan 1988). The optical parameters of NGC 300 and NGC 247 are summarized in Tables 1 and 2, respectively.

NGC 300 is a spiral galaxy with a very rich distribution of bright HII regions (see Rizzi, Mendez & Gieren 2006). The galaxy is located at a high Galactic latitude of $\sim 79^\circ$, and therefore has a very low dust extinction, i.e. around 0.013 mag for $E(B-V)$. The HI study of the galaxy performed by Puche, Carignan & Bosma (1990) finds a rotation curve extending to a radius of $\sim 20'$ which seems to be rising at maximum radius. The velocity of the last point reaches approximately 93 km s $^{-1}$. A study by Bland-Hawthorn et al. (2005) finds for NGC 300 a *very* extended stellar disk out to an impressive distance of $24'$.

NGC 247, on the other hand, is a galaxy of relatively low surface brightness ($B(0)_c = 23.44$, see Carignan 1985a). The neutral gas study (HI) performed by Carignan & Puche (1990) finds a rotation curve

Table 1: Optical parameters of NGC 300

| | NGC 300 |
|---|---|
| Morphological type ¹ | SA(s)d |
| R.A. (2000) ² | 00 ^h 54 ^m 53.5 ^s |
| Dec. (2000) ² | -37°41′04″ |
| Isophotal major diameter ² , $D_{25} (B)$ | 21.9′ |
| Holmberg radius ¹ , $R_{HO} (B)$ | 11.7′ |
| Exponential scale length ¹ , $\alpha^{-1} (B)$ | 2.06 kpc |
| Axis ratio ¹ ($q \equiv b/a$) | 0.74 |
| Inclination ¹ ($q_0 = 0.12$), i | 42.3° |
| Total apparent B magnitude ³ , $B^{0,i}_T$ | 8.70 |
| Total corrected apparent B magnitude ^{4,5} , $B^{0,i}_T$ | 8.47 |
| Adopted distance ¹ (Mpc) | 1.80 (1′ = 0.52 kpc) |
| Absolute B magnitude, $M^{0,i}_B$ | -17.81 |
| Total blue luminosity ($M_\odot = 5.43$), $L_{B\odot}$ | 1.97×10^9 |

¹Puche, Carignan & Bosma (1990)

²RC3

³Carignan (1985a)

⁴Internal absorption $A(i) = 0.21$ (RC3).

⁵Galactic extinction $A_B = 0.02$ (RC3).

extending to a distance of $\sim 14'$, which also shows a continuously rising curve. The maximum velocity found is around 108 km s^{-1} . The diffuse component of NGC 247 was studied by Ferguson et al. (1996). They found that the radial and azimuthal distribution seemed to be strongly correlated with the HII regions, both on small and large scales. They also found emission extending out to a radius of $\sim 10'$, or ~ 7.3 kpc with this paper's adopted distance, and that the DIG accounted for $\sim 53\%$ of the total $H\alpha$ emission of the disk.

This paper reports the results of a deep optical FP study of two Sculptor Group galaxies, NGC 300 and NGC 247. A look at the very extended emission on the scale of the HI extent will be performed in order to extract an extended rotation curve. The FP observations, followed by the data reduction techniques including a method to flux calibrate the data are first presented in Section 2. The velocity fields obtained are presented in Section 3. Section 4 presents the extracted kinematical parameters and adopted rotation curve. The mass model analysis is performed in the following section, i.e. Section 5. The results are then discussed in Section 6. Finally, Section 7 concludes this article by presenting a brief summary of the results.

Table 2: Optical parameters of NGC 247

| | NGC 247 |
|---|---|
| Morphological type ¹ | SAB(s)d |
| R.A. (2000) ² | 00 ^h 47 ^m 08.5 ^s |
| Dec. (2000) ² | -20°45′37″ |
| Isophotal major diameter ² , $D_{25} (B)$ | 21.4′ |
| Holmberg radius ¹ , $R_{HO} (B)$ | 12.2′ |
| Exponential scale length ¹ , $\alpha^{-1} (B)$ | 2.9 kpc |
| Axis ratio ¹ ($q \equiv b/a$) | 0.28 |
| Inclination ¹ ($q_0 = 0.12$), i | 75.4° |
| Total apparent B magnitude ³ , $B^{0,i}_T$ | 9.67 |
| Total corrected apparent B magnitude ^{4,5} , $B^{0,i}_T$ | 8.92 |
| Adopted distance ¹ (Mpc) | 2.53 |
| | (1′ = 0.73 kpc) |
| Absolute B magnitude, $M^{0,i}_B$ | -18.09 |
| Total blue luminosity ($M_\odot = 5.43$), $L_{B\odot}$ | 2.57×10^9 |

¹Carignan & Puche (1990)

²RC3

³Carignan (1985a)

⁴Internal absorption $A(i) = 0.68$ (RC3).

⁵Galactic extinction $A_B = 0.07$ (RC3).

2 FABRY-PEROT OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

The FP observations were obtained on the 36 cm Marseille Telescope at La Silla, Chile, from 2007 October 3 to 2007 October 15. A commercial camera Andor iXon was used, equipped with an EMCCD detector (Daigle, Carignan & Blais-Ouellette 2006). All the observations were made with the same filter, camera and FP etalon. Dark frames were taken at the beginning and end of each night, and data were taken to calibrate the gain of the EMCCD. Flats with the etalon and H α filter kept in place were also taken at twilight. The interference filter had a central wavelength of $\lambda_c=6565.0$ Å, and a FWHM of 15 Å. Maximum transmission was $\sim 80\%$ at a temperature of 20°C. The FP interference order was $p = 765$ at H α , with a Free Spectral Range (FSR) of 8.58 Å. The mean *Finesse* during the observations was ~ 16 , with an etalon spectral resolution of ~ 0.53 Å ($\Delta\lambda = \frac{FSR(\text{Å})}{Finesse}$). The data were scanned throughout the FSR over 40 channels of 0.21 Å per channel. Wavelength calibration was performed using a neon lamp with a line at 6598.95 Å. Several observations of the calibration cube were made during each night. For each observation of the calibration data, the etalon was scanned during one complete cycle (40 channels), with an exposure of 1 second per channel. The EMCCD has dimensions of 512×512 pixels, and an image scale of 2.77"/pixel. Each field covers 23.6'×23.6'.

The EMCCD has a quantum efficiency of $\sim 90\%$ at H α and the EM gain used yielded a read-out noise of $\sigma \simeq 0.05$ electron. In order to lower the effect of the Clock Induced Charges generated by the Andor iXon, the observations were made in integration mode (15 s per image), where more than one photon per pixel per frame can be counted. This mode of operation causes the excess noise factor of the EMCCD to affect the photometric quality of the data. It is opposed to the Photon Counting operation, where the camera is operated at a higher frame rate and where only one photon per pixel can be detected, which eliminates the excess noise factor. More details can be found in Daigle et al. (2004; 2006; 2008).

NGC 300 and NGC 247 were both observed in distinct fields. Each field was exposed during many cycles (40 channels per cycle) with an exposure time of 15 seconds per channel. NGC 300 and NGC 247 were each observed during 5 nights. The field of NGC 300 was exposed for 115 cycles, corresponding to 1150 minutes or 19.2 hours, whereas the field of NGC 247 was exposed for 123 cycles, corresponding to 1230 minutes or 20.5 hours. However, since NGC 300 has a large spatial coverage, it was necessary to observe separate cubes to extract the sky background for this galaxy. For every 6 cycles taken for NGC 300, ~ 2 cycles of sky were observed.

The data were calibrated in flux using the SHASSA, Southern H α Sky Survey, catalogue (see Gaustad et al. 2001 ; <http://amundsen.swarthmore.edu/>). The method used is described in greater detail in Hlavacek-Larrondo et al. (2009). However, a brief summary is presented in this paper. The data were first corrected for spatial inhomogeneities by flat field correction. The extinction coefficient was then chosen as the one

published by ESO, i.e. 0.07 mag / airmass for H α at La Silla (see also Burki et al. 1995). Next, the conversion factor between the number of counts corrected for airmass and the corresponding flux from the SHASSA catalogue for the continuum subtracted integrated H α emission was determined, once all the reduction steps were performed. The SHASSA catalogue was corrected for [NII] contamination ($\lambda\lambda$ 6548 Å, 6583 Å), i.e. 0.20 H α for NGC 300 and 0.24 H α for NGC 247 (Kennicutt et al. 2008). Fig. 1 compares the calibrated data of this study with that of the SHASSA catalogue. The units are such that 1R = 10^6 photons cm $^{-2}$ s $^{-1}$ or 0.6×10^{-17} ergs cm $^{-2}$ s $^{-1}$ arcsec $^{-2}$ or to an EM of ~ 2 cm $^{-6}$ pc.

As mentioned in Hlavacek-Larrondo et al. (2009), the flat field image did not allow complete correction of the reflexion seen in the observations. The reflexion depended on the light present in the dome, and was therefore brighter when taking the flats at twilight than when observing the galaxies. The continuum in the regions of reflexion is therefore inferior than that of the rest of the cube, and is not representative of the true continuum. However, the extracted integrated H α maps are not affected since they are the result of the integration of the profile once the continuum has been subtracted.

The same general reduction procedures were applied as in Hlavacek-Larrondo et al. (2009). The following summarises the main reduction steps applied to both NGC 247 and NGC 300. A deconvolution of the profile accounting for the filter dependance on wavelength and temperature could not be applied before the fitting procedure because this caused a distortion in the spectra which resulted in it being difficult to adjust automatically the profiles. A mean temperature of 10°C was adopted for the deconvolution.

1. Correction of all data with the normalized flat field image.
2. Creation of a wavelength-sorted data cube corrected for airmass dependance, guiding shift, cosmic rays, *dark*, and *gain*.
3. Ghosts correction (see Epinat et al. 2008).
4. Heliocentric velocity correction, including a correction for the induced initial shift.
5. Hanning spectral smoothing and sky subtraction (see Daigle, Carignan & Blais-Ouellette 2006).
6. Spatial 5 pixels \times 5 pixels binning procedure to allow better identification of the DIG.
7. Single gaussian fitting procedure.

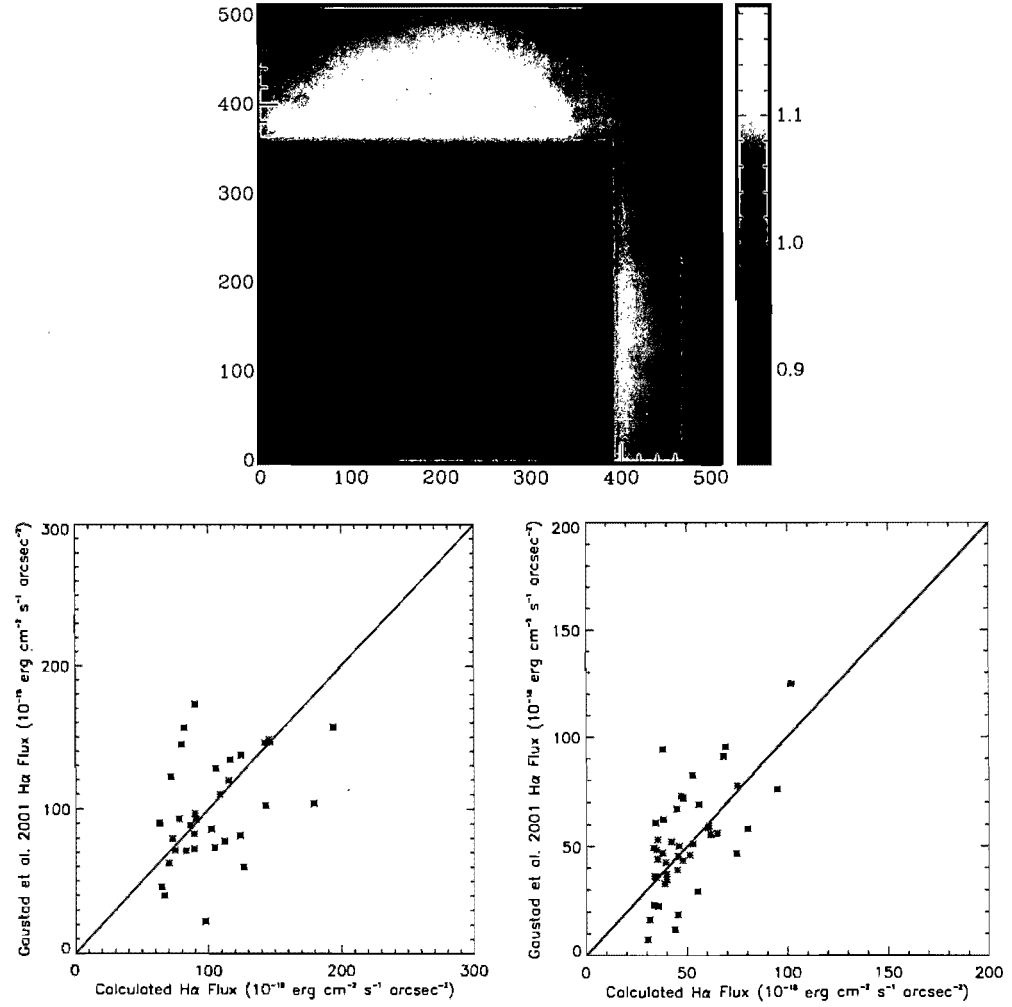


Figure 1: a) Top image : Global normalized flat determined from this study. The reflexion discussed in the text is apparent in this image (bright rectangles). b) Bottom image : Comparison between the fluxes obtained for NGC 300 (left) and NGC 247 (right) in this study, and those of Gaustad et al. (2001). Each point represents a bright HII region in a galaxy. Conversion factors of 4562 for NGC 300 and 4021 for NGC 247 were found (scaled in $1/6R$ or and EM of $2/6 \text{ cm}^{-6} \text{ pc} = 10^{-18} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$). The continuous line has a slope set to unity.

8. Recreation of the adjusted profile, and deconvolution for the filter dependance.
9. Extraction of the velocity, dispersion and H α integrated maps.

3 VELOCITY FIELDS

For each galaxy, two velocity fields were obtained at different resolutions. The full resolution velocity field was used to extract the rotation curve of the galaxy, while the smoothed velocity field was obtained to determine the global kinematical parameters of the galaxy. The reduction steps mentioned above (see Section 2) were applied to obtain the first velocity field. The results are presented in the top-left corner of Fig. 2 for NGC 247 and of Fig. 3 for NGC 300. The respective dispersion map and calibrated H α integrated map are also shown in these figures in the top-right and middle-left corners. These maps show distortions in the velocity field and in the dispersion map, such as in the inter-arm region of NGC 247 of the northern and southern sides. It was therefore decided to obtain a smoother velocity field where the perturbations are less noticeable in order to extract the smoothed out kinematical parameters of each galaxy. Hence, a second velocity field, following the reduction steps of Section 2 as well as a gaussian spatial smoothing with $w_\lambda=20$ was obtained for both galaxies. The w_λ represents the width in pixels of the smoothing function. The width of the second spatial smoothing, i.e. $w_\lambda=20$, was determined after an analysis of a $w_\lambda=2$, $w_\lambda=6$ and $w_\lambda=10$ spatial smoothing. The three latter ones did not allow sufficient smoothing to account for the perturbations, while the $w_\lambda=20$ seemed to smooth out sufficiently the perturbations, although beyond this value the gaussian smoothing did not seem to perform in a better way. The results are presented in the middle-right corner of Fig. 2 for NGC 247 and Fig. 3 for NGC 300.

NGC 247 is known to be highly inclined. Carignan & Puche (1990) find an average inclination of 74° . Hence, the elongated shape of the galaxy resulting from its high inclination allows for a special binning procedure in order to study the DIG component, such as that of Bland-hawthorn, Freeman & Quinn (1997). This author used a pie-shape smoothing procedure on the galaxy NGC 253 ($i \sim 72^\circ$, Puche, Carignan & van Gorkon 1991), in order to study the DIG. A third velocity field has therefore been obtained for NGC 247 to study the DIG component (see Fig. 4). The pie-shape is centered around the major axis of the galaxy and approximately about its dynamical center. For a given opening angle, different regions corresponding to different radii intervals were binned together. The opening angle was chosen to be large enough to be able to detect the presence of the DIG belonging to the galaxy, while remaining small enough not to overlap too large a portion of the sky background. This yielded an opening angle of $\sim 20^\circ$ after careful consideration. The DIG becomes more difficult to detect at larger radii. Therefore, the different binning intervals would grow with radius (see Fig. 4).

An attempt to correct the reflexions present in the data was performed by correcting with a flat field

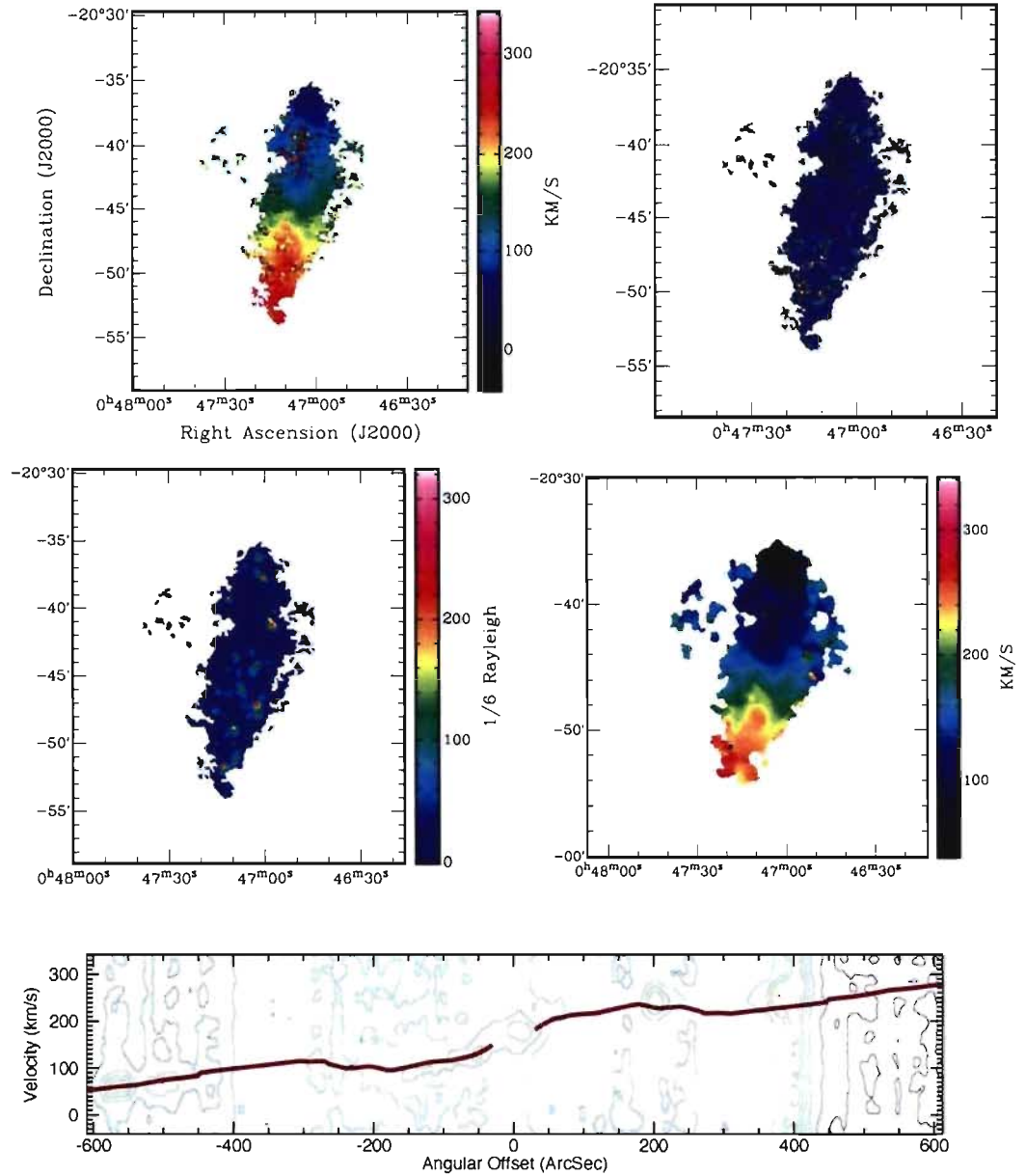


Figure 2: Deep Fabry-Perot H α kinematical maps of NGC 247 obtained after a 5 pixels \times 5 pixels square binning and a single spectral gaussian fitting procedure, unless otherwise specified. Top-left: H α velocity field. Top-right: Dispersion map. Middle-left: Flux calibrated integrated map (scaled in 1/6 Rayleigh or 10^{-18} ergs cm $^{-2}$ s $^{-1}$ arcsec $^{-2}$). Middle-right: H α velocity field obtained with an additional gaussian spatial smoothing of $w_\lambda=20$. Bottom: Position-velocity diagram.

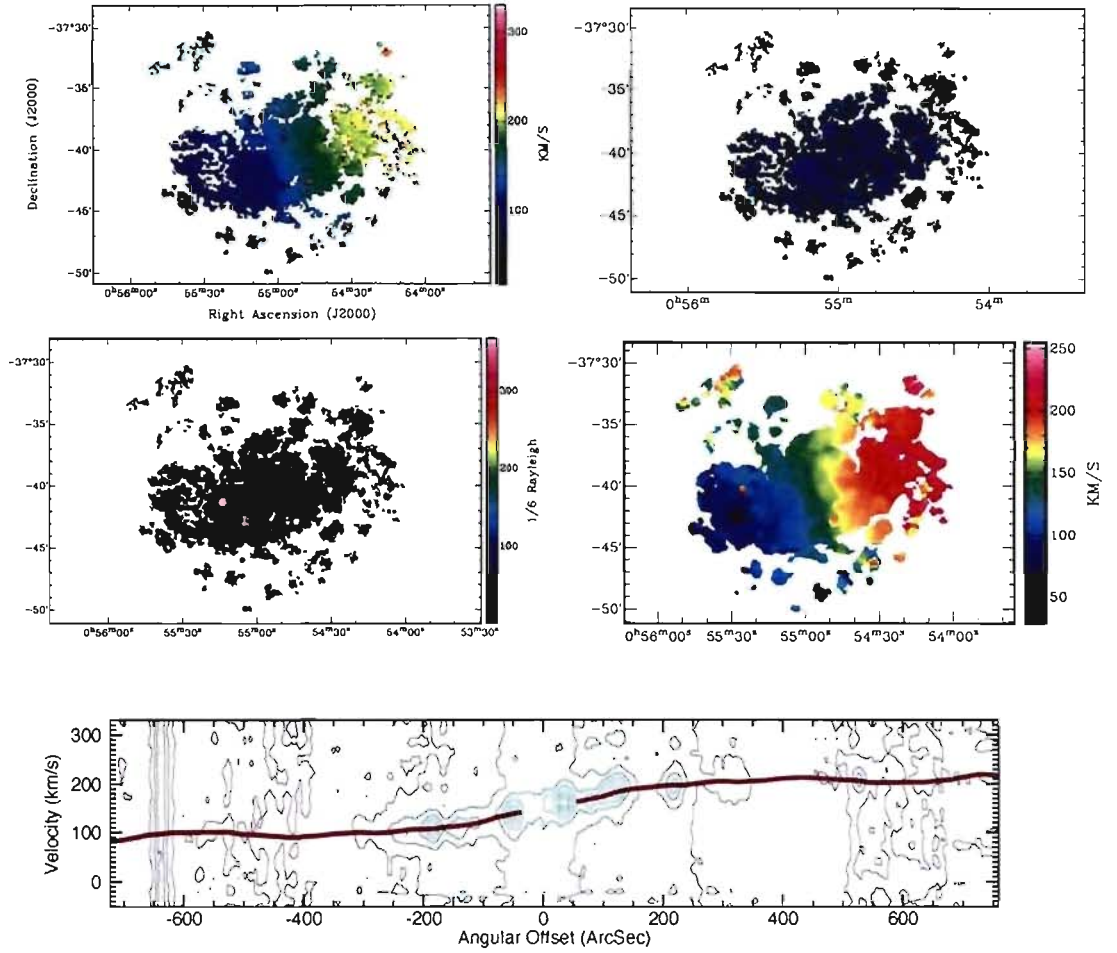


Figure 3: $H\alpha$ kinematical maps obtained for NGC 300, same order as the previous figure (Fig. 2). Top-left: $H\alpha$ velocity field. Top-right: Dispersion map. Middle-left: Flux calibrated integrated map (scaled in $1/6$ Rayleigh or 10^{-18} ergs cm^{-2} s^{-1} arcsec $^{-2}$). Middle-right: $H\alpha$ velocity field with a gaussian spatial smoothing of $w_\lambda=20$. Bottom: Position-velocity diagram.

image. However, as mentioned in Section 2, the regions where the reflexion is present in the galaxy data were overcorrected for. The continuum of the galaxy data in these regions is not representative of its true value. Moreover, when performing the sky subtraction, the continuum in these regions could amount to a negative value since they had been previously overcorrected for. Nonetheless, emission profiles resulting from the gas of the galaxy can still be identified in these regions if proper care is taken. In the case of NGC 300, the emission of the galaxy was strong enough, in the regions where the reflexion was present, to easily identify the emission profile. NGC 300 has a larger spatial coverage than NGC 247. As an indicator, the H I component of NGC 247 only reaches a radius of $\sim 14'$, whereas that of NGC 300 is known to reach $\sim 20'$ (see respectively Carignan & Puche 1990 ; Puche, Carignan & Bosma 1990).

The field dimensions in this study are $23.6' \times 23.6'$. The maximum diameter that can be reached for a galaxy centered in this field is therefore $\sim 24'-26'$, which gives a maximum radius of $\sim 12'-13'$. For NGC 300, it was therefore expected, and seen, that H α could be easily detected in the entirety of the observational cubes of this study. For NGC 247, the galaxy was centered more towards to lower-right side of the cube, which allowed better study of the northern side of the galaxy. Indeed, the galaxy is known to have more gas in the northern side (Carignan & Puche 1990). Hence, a maximum radius of up to $\sim 15'$ could be studied for the northern side of NGC 247, and only $\sim 10'$ for the southern side. However, the location of the galaxy on the data cube was such that on the northern side beyond a radius of $11'$, the galaxy fell directly in the reflexion regions. If diffuse and faint H α can be detected in NGC 247 at radii larger than $\sim 11'$, particular care must be taken into account to identify whether the emission results from the reflexion or from the gas.

For the north side, up to a radius of $\sim 10.5'$, NGC 247 showed significant emission profiles that could be easily identified, with or without the pie-shape binning procedure (see the previous paragraph). However, beyond $10.5'$, the strength of the emission diminished significantly, and the pie-shape binning procedure is needed to identify the H α emission. The two following pie-shape binning intervals beyond $10'$ were centered at $r \sim 11.24'$ and $r \sim 13.11'$. In these two intervals, faint H α emission was found. However, to identify in a certain way that these profiles were the result of the DIG and not the reflexion, another binning procedure had to be performed similar to that of Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997). This time, the opening angle was set to $\sim 80^\circ$. All other parameters of the pie-shape binning procedure were the same. This large smoothing allowed significant binning over the reflexion regions, and from this a typical signal of the reflexion regions could be extracted. By comparing both pie-shape procedure, an emission profile could be identified if it was only seen in the first (opening angle of $\sim 15^\circ$) and not the second ($\sim 80^\circ$). The spectra of the two radii intervals where the DIG was identified through H α emission are seen in Fig. 4. The red line indicates the presence of an emission profile seen in the first pie-shape procedure (opening angle of $\sim 15^\circ$) and not the second ($\sim 80^\circ$), hence associated with H α emission from the DIG. The velocity of the H α emission lines obtained with the pie-shape procedure, including the two of the DIG in the northern side of NGC 247, were

obtained by adjusting interactively a gaussian profile to the spectra.

4 KINEMATICAL PARAMETERS AND ROTATION CURVE

In order to extract the rotation curve, four kinematical parameters must first be derived: the dynamical center, x_0 and y_0 , the systemic velocity V_{sys} , the inclination i ; and the position angle PA. The velocity field, smoothed with a gaussian function ($w_\lambda = 20$), is used to determine the parameters. Next, these parameters along with the original velocity field are used to obtain the rotation curve. These steps are accomplished with the GIPSY program and ROTCUR task using a least square method that best reproduces the observed velocity field (Vogelaar & Terlouw 2001; Begeman 1989; van Der Hulst et al. 1992).

For each galaxy, three steps must be accomplished with the GIPSY program. First, the dynamical center and systemic velocity are found by keeping i and PA fixed at their initial values. The initial values for this study were chosen as the ones derived from the HI study, since they have been derived as a function of radius and allow accounting of any strong perturbation, such as a warp in the case of NGC 300 (Puche, Carignan & van Bosma 1990). Data in an opening angle of 60° around the minor axis are excluded for NGC 247 and those in an opening angle of 35° are excluded for NGC 300, in order to minimize errors due to deprojection effects. A cosine-square weighting function was then used on the rest of the data for NGC 247, maximizing the weight of the points around the major axis. For NGC 300, since the inclination is smaller, a simple cosine weighting function sufficed and gave enough weight to the rest of the data points around the major axis.

This yielded a systemic velocity of $164.84 \pm 5.30 \text{ km s}^{-1}$ for NGC 247 and $151.64 \pm 4.20 \text{ km s}^{-1}$ for NGC 300. The systemic velocity found for the HI component of NGC 247 by Carignan & Puche (1990) was $\sim 161 \text{ km s}^{-1}$, while that of NGC 300 by Puche, Carignan & Bosma (1990) was $144.5 \pm 3.0 \text{ km s}^{-1}$. Moreover, the dynamical center of NGC 247 was found to coincide almost with that of the photometric one, while the one for NGC 300 was slightly shifted by $\sim 30''$ or $\sim 260 \text{ pc}$ towards the north-est.

The second step determines the inclination i and the position angle PA, while the dynamical center and the systemic velocity are kept fixed at the values extracted in the previous step. Separate solutions are obtained for the receding and approaching side. For NGC 247, this yielded a mean inclination of $75.5 \pm 7.3^\circ$ and a mean position angle of $170.3 \pm 4.6^\circ$. Whereas, for NGC 300, this yielded a mean inclination of $54.4 \pm 12.8^\circ$ and a mean position angle of $-70.3 \pm 4.3^\circ$. ROTCUR could not converge for a small number of radii, and the value of the parameters at these radii were extrapolated using adjacent values. For NGC 300, the original velocity field extended to $13.5'$, whereas the gaussian smoothed velocity field extended only to $12.0'$. In order to extract the complete rotation curve up to a radius of $13.5'$, the value of the parameters beyond $12.0'$ were taken as the ones of the last data point. These results are presented in the top images of Fig. 5 and Fig.

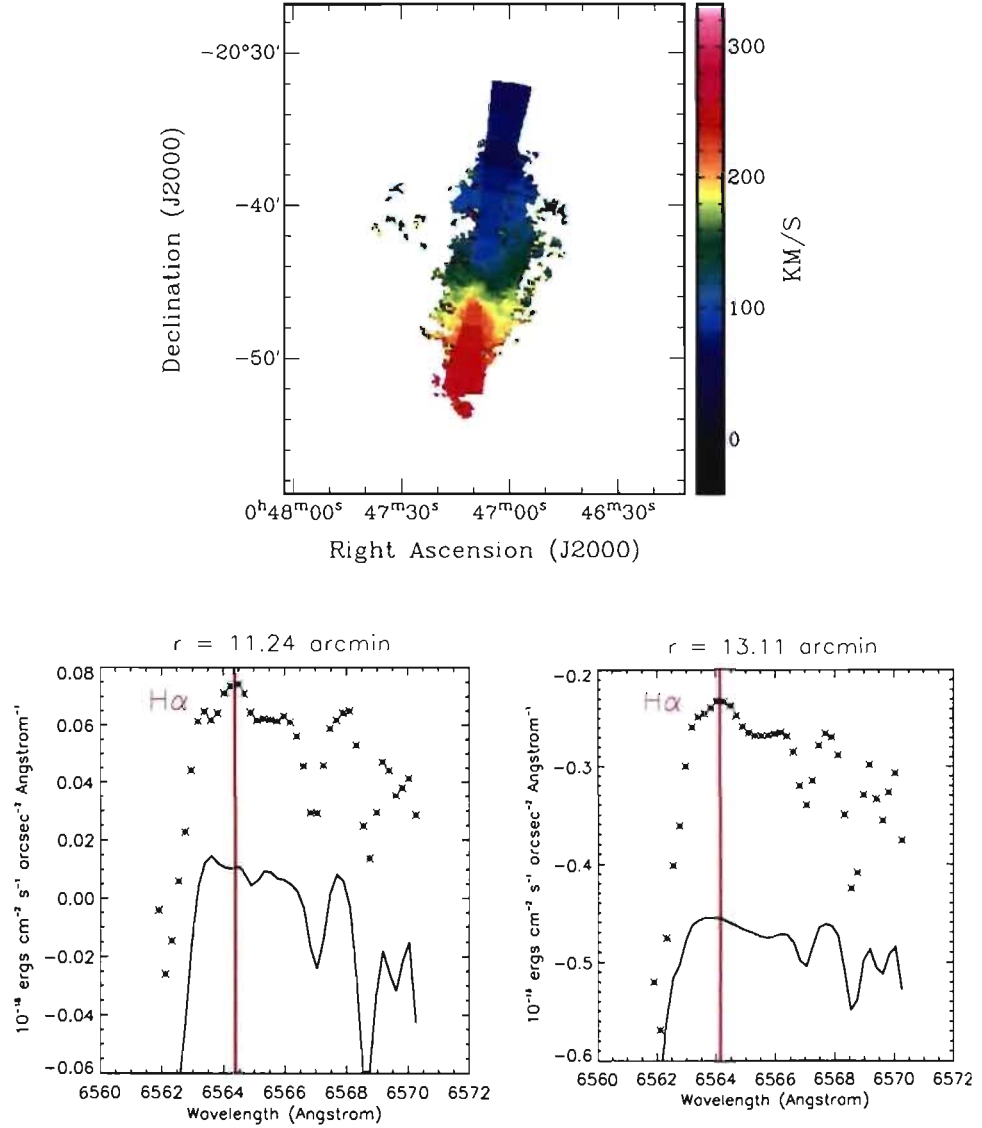


Figure 4: Top : Velocity field of NGC 247 obtained after a 5 pixels \times 5 pixels square binning procedure, a pie-shaped binning procedure, and a single gaussian adjustment to the emission profiles. The last two binned intervals of the north side show very faint and diffuse H α emission. Bottom : Spectra of the last two binned intervals of the pie-shape in order of radius (from left to right). The star-like points are for the spectra of the DIG (opening angle of $\sim 15^\circ$) and the continuous lines are for the reflexion spectra (opening angle of $\sim 80^\circ$). The red vertical lines represent the location of the H α emission. For the graph centered at a radius of 13.11', the reflexion spectra (continuous line) was lowered in order to allow better comparison with the DIG spectra (star-like points) by a value of 0.5 in units of 10^{-18} ergs cm^{-2} s^{-1} arcsec^{-2} \AA^{-1} . As mentioned in Section 2 and Section 3, the continuum of the spectra are not representative of their true value.

6. The large uncertainty for NGC 300 can be accounted for by the presence of the warp seen by Carignan & Puche (1990). Since the north side (or receding side) of NGC 247 extended to a larger radii, beyond a radius of $8.5'$, only emission on the receding side was found.

The results are consistent with the parameters derived by the HI study of Puche, Carignan & Bosma (1990) for NGC 247 and Carignan & Puche (1990) for NGC 300. From these global kinematical parameters, the rotation curve of each galaxy can be derived from the original velocity field without the gaussian smoothing. The inclination and the position angle are set to vary with radius, which is strongly required in the case of NGC 300 to account for the warp (Puche, Carignan & van Bosma 1990). The bottom-left images of Fig. 5 and Fig. 6 illustrate the rotation curve derived respectfully for NGC 247 and NGC 300, along with the solutions found for the approaching and receding side. Finally, the bottom-right images give the final adopted rotation curve of each galaxy, with the proper error bars. The error bars are chosen as the largest value between the difference of to rotation curve of the whole galaxy with that of one of the sides, or if larger the intrinsic error determined by the ROTCUR task.

In the case of NGC 247, the velocities that were extracted for the DIG component are also shown in Fig. 5 (turquoise color). These rotational velocities were derived using the kinematical parameters at the maximum radius of $10.5'$. In the horizontal direction the error bar was chosen as the half width of the radii bin interval from which the emission line was extracted, while in the vertical direction the error bar was carefully chosen as the one resulting from the dispersion of the adjusted gaussian profile to the emission line since the largest uncertainty was the precise location of the profile, rather than the variation in the kinematical parameters. The adopted values of the rotation velocity and the associated errors for NGC 247 are given in Table 3 and Table 4, whereas those of NGC 300 are given in Table 5.

5 MASS MODELS

One of the objectives of this paper is to compare the mass model parameters determined from the data of this paper with those of Puche, Carignan & Bosma (1990) for NGC 300 and Carignan & Puche (1990) for NGC 247. In the case of NGC 247, the $H\alpha$ data points resulting from the DIG analysis (turquoise color in middle-right image of Fig. 5) will also be taken into account in the rotation curve of the galaxy. A proper comparison between the HI data and that of this study requires that the approach of the mass distribution be the same. Therefore, another mass model analysis will be performed in this study using the HI data of Puche, Carignan & Bosma (1990) for NGC 300 and Carignan & Puche (1990) for NGC 247. For all mass models, the dark halo will be in the form of an isothermal sphere, parametrized by a central density ρ_0 and a core radius r_c where the two are tied by σ , the one dimensional velocity dispersion. The relation between the three parameters is $\rho_0 = 9\sigma^2/4\pi Gr_c^2$.

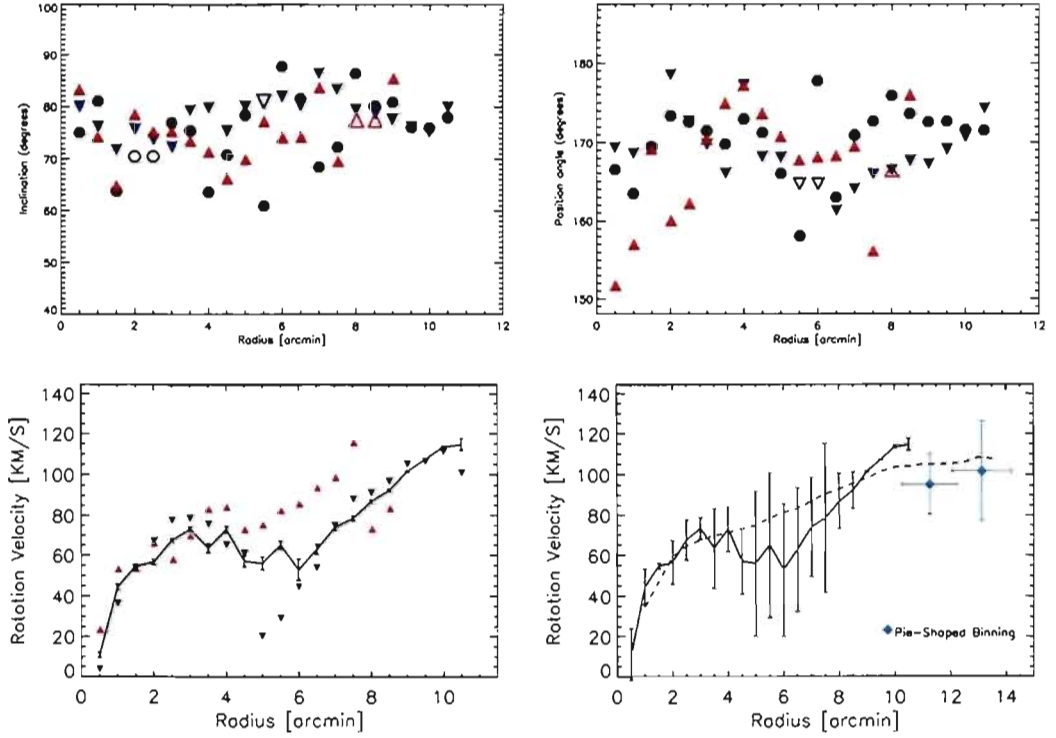


Figure 5: Top : Kinematical parameters of NGC 247 derived from the gaussian smoothed ($w_\lambda=20.0$) velocity field for both sides (circles) and separately for the receding (red triangles) and for the approaching (blue triangles) sides. The non-filled symbols represent the extrapolated parameters, see Section 3 for more details. Bottom-left : Rotation curve derived using the kinematical parameters of the top figures as a function of radius, with a systemic velocity of $V_{sys}=164.84 \text{ km s}^{-1}$, and the non-gaussian smoothed velocity field. Again, both sides are represented by the continuous line, along with the derived error bars, while the receding (red) and approaching (blue) sides are represented by the triangles. Bottom-right : Final adopted rotation curve, with the proper error bars (continuous line). The slashed line represents the HI data from Carignan & Puche (1990). The colored points illustrate the DIG velocities derived from this study (turquoise).

Table 3: Adopted H α rotation curve for NGC 247

| <i>radius</i> (arcsec) | V_{rot} (km s $^{-1}$) | ΔV_{rot} (km s $^{-1}$) | <i>radius</i> (arcsec) | V_{rot} (km s $^{-1}$) | ΔV_{rot} (km s $^{-1}$) |
|---------------------------|------------------------------|-------------------------------------|---------------------------|------------------------------|-------------------------------------|
| 30 | 11.05 | 12.81 | 360 | 52.98 | 32.87 |
| 60 | 44.43 | 8.70 | 390 | 62.93 | 30.66 |
| 90 | 54.58 | 1.33 | 420 | 74.05 | 24.44 |
| 120 | 56.54 | 10.58 | 450 | 78.59 | 36.63 |
| 150 | 67.57 | 10.06 | 480 | 86.99 | 13.61 |
| 180 | 73.26 | 5.55 | 510 | 92.43 | 8.93 |
| 210 | 63.62 | 19.67 | 540 | 101.57 | 0.32 |
| 240 | 73.00 | 11.22 | 570 | 107.40 | 0.28 |
| 270 | 57.11 | 16.05 | 600 | 113.50 | 0.54 |
| 300 | 56.12 | 35.81 | 630 | 114.64 | 2.94 |
| 330 | 65.06 | 35.72 | | | |

Table 4: DIG rotation curve for NGC 247

| <i>radius</i> (arcsec) | Δr (arcsec) | V_{rot} (km s $^{-1}$) | ΔV_{rot} (km s $^{-1}$) |
|---------------------------|------------------------|------------------------------|-------------------------------------|
| 674.54 | 59.0 | 95.0 | 14.7 |
| 786.34 | 62.8 | 101.35 | 24.1 |

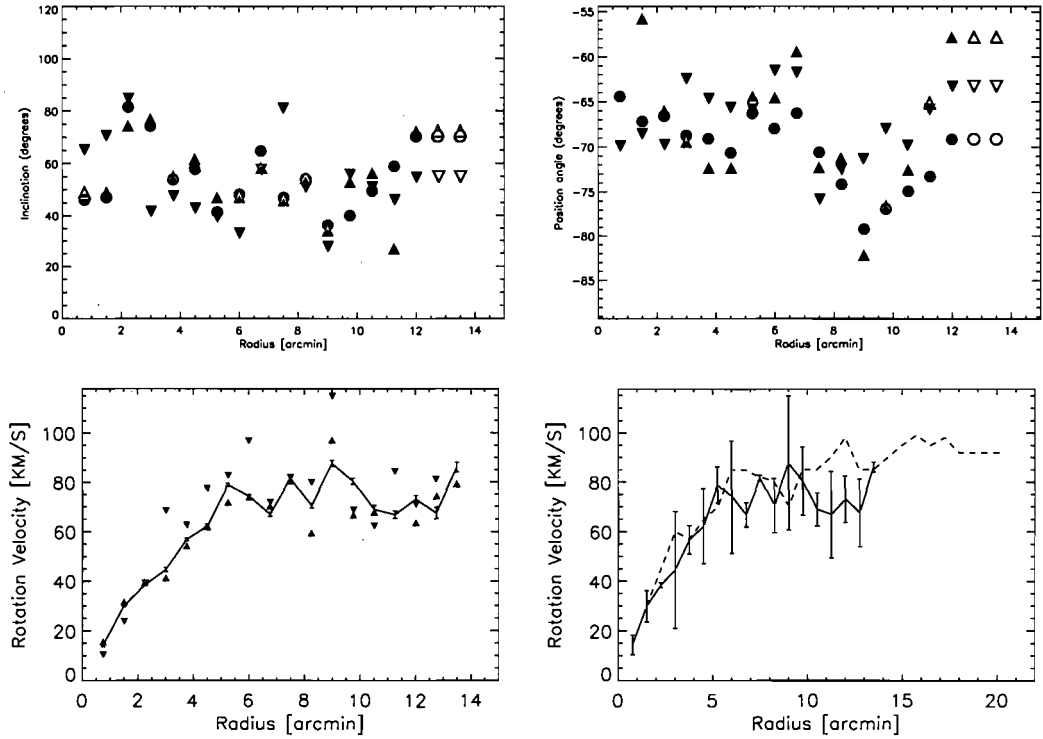


Figure 6: Same as the previous figure (Fig. 5), but for the galaxy NGC 300. The systemic velocity of $V_{sys}=151.64 \text{ km s}^{-1}$ was used, and the slashed line represents the H I data from Puche, Carignan & van Bosma 1990.

Table 5: Adopted H α rotation curve for NGC 300

| <i>radius</i> (arcsec) | V_{rot} (km s^{-1}) | ΔV_{rot} (km s^{-1}) | <i>radius</i> (arcsec) | V_{rot} (km s^{-1}) | ΔV_{rot} (km s^{-1}) |
|---------------------------|-------------------------------------|--|---------------------------|-------------------------------------|--|
| 45 | 14.33 | 3.90 | 450 | 81.44 | 1.12 |
| 90 | 29.85 | 6.27 | 495 | 70.35 | 10.93 |
| 135 | 38.40 | 0.94 | 540 | 87.67 | 27.07 |
| 180 | 44.58 | 23.56 | 585 | 80.39 | 13.87 |
| 225 | 56.78 | 5.72 | 630 | 68.87 | 6.59 |
| 270 | 62.24 | 15.02 | 675 | 66.87 | 17.48 |
| 315 | 78.87 | 7.38 | 720 | 72.95 | 9.33 |
| 360 | 74.10 | 22.67 | 765 | 67.53 | 13.62 |
| 405 | 66.89 | 4.85 | 810 | 86.07 | 6.96 |

Three parameters must be determined for the mass model analysis. The central density ρ_0 and the core radius r_c are the two first parameters, and they characterize the dark halo. The third parameter is the mass-to-light ratio $(M/L)_*$ which characterizes the luminous component. The papers by Carignan & Freeman (1985), as well as Carignan (1985b), show in greater detail the method used. A least-square fit is applied to determine the three parameters. In order to compare the HI studies and that of this paper, the stellar disk is described by the surface brightness profile in the B spectral band. The absolute magnitude of the sun in this band is taken as 5.43, as in the HI papers.

For NGC 300, three rotation curves were analyzed : the one from HI data from Puche, Carignan & Bosma (1990), the $H\alpha$ one derived from this study, and the combined $H\alpha$ (r smaller than $13.6'$) and HI (r larger than $13.6'$) data. Indeed, the HI data extends further out than the $H\alpha$, and a proper mass model analysis must be performed with the combined rotation curve. First, a best fit model was obtained, see top of Fig. 7, Fig. 8, Fig. 9 and Table 6. The best-fit model includes a dark halo, as well as stellar and gaseous components. Second, a sub-maximum disk was obtained, where $(M/L)_*$ is fixed to the value that allows the maximum velocity of the stellar disk to be ~ 0.6 times the maximum velocity of the rotation curve (see Courteau & Rix 1999). The bottom of Fig. 7, Fig. 8, Fig. 9 and Table 6 illustrate the results.

For NGC 247, only two rotation curves were analyzed : the HI rotation curve from Carignan & Puche (1990) and the $H\alpha$ rotation curve derived from this study with the DIG points. Indeed, since the $H\alpha$ data extended to almost the same radius as the HI data, no combined rotation curve needed to be analyzed. A best-fit model was first obtained for both rotation curves. However, the $(M/L)_*$ ratio extracted from this model yielded a value similar to that needed for the sub-maximum disk ($\sim 4 M_\odot/L_\odot$). Hence, a separate solution for the sub-maximum disk was not needed.

Nonetheless, for the HI data, it is observed that the central radii have smaller error bars than the extended radii. The mass model is designed to put higher weight on the data points that have smaller error bars. For the HI data, the mass model tended to fit as best as possible the central regions, while almost neglecting the outer regions. Hence, to compensate for this, two solutions for the best-fit model were obtained. The first used the derived error bars from Carignan & Puche (1990), while the other assigned the same error bar to all data points. The Fig. 10 and Table 7 present the results. It is important to note that in the case of NGC 300, the error bars are more uniformly distributed. For NGC 300, it is therefore not necessary to redistribute the weight of the data points.

As can be seen in Fig. 5, the $H\alpha$ rotation curve of NGC 247 has important non-circular movements between a radii of $r \sim 4.5'$ and $r \sim 7'$. This can be explained by the HII ring observed on the approaching side of the velocity field at these radii (see Section 6.2 for a discussion on the HII ring). Hence, applying a best-fit model

to this distorted rotation curve proves to be very difficult, and does not yield parameters representative of the true gravitational potential. *In order to remove the effect of the HII ring which is clearly apparent on the blue side, the data points of the rotation curve between $r \sim 4.5'$ and $r \sim 7'$ were taken as the one derived for the receding side.* Hence, a less disturbed rotation curve is derived, and a proper best-fit model can be obtained. In order to have error bars consistent between all points for this corrected H α rotation curve, the same error bar was given to all data points, *therefore assigning the same weight to all the points.* Fig. 11 and Table 7 present the results.

6 ANALYSIS OF THE RESULTS

6.1 NGC 300

NGC 300 is a late-type spiral galaxy classified as SA(s)d. This galaxy is also known to be almost a pure disk since the light from the bulge contributes to less than 2%. NGC 300 is seen relatively face-on with an inclination is only $\sim 42^\circ$. The velocity field obtained in the top-left image of Fig. 3 shows many HII regions. However, the central bright HII regions seem to be embedded in a continuous H α emission background. The integrated H α map shows bright spots corresponding to individual HII regions, but also a more diffuse background surrounding the bright spots. The galaxy is also almost symmetric and the spiral arm structure can be distinguished in the fields obtained. The smoothed velocity field (middle-right image in Fig. 3) presents a much more regular pattern, but the extent is not significantly larger.

The maps obtained seem to be much smoother than that of Hoopes, Walterbos & Greenwalt (1996). This authors finds for NGC 300 a map with EM varying from 6 to 500 cm^{-6} pc, whereas values up to an EM of $\sim 0.02 \text{ cm}^{-6}$ pc have been reached in this study. Hence, more diffused and weak H α can be detected, which could account for the continuous H α emission detected in the central regions. Hoopes, Walterbos & Greenwalt (1996) finds for NGC 300 that the diffuse fraction after scattering correction lies within ~ 44 to 54% of the total H α emission. However, including the very faint diffuse H α found in this study, this fraction could be much more significant.

The study by Bland-Hawthorn et al. (2005) found that NGC 300 had a very extended stellar disk, on the order of 24'. This corresponds to ~ 10 scale lengths, or 12.5 kpc adopting the distance considered for this study ($D=1.80$ Mpc). By comparison, the rotation curve extracted from the neutral HI disk extends to only $\sim 20'$ (see Puche, Carignan & van Bosma 1990). Bland-Hawthorn et al (2005) found that the stellar disk shows no sign of truncation, and they determined that the surface brightness in V and B was of the order of 32 mag arcsec $^{-2}$. Hence, with such faint levels, they concluded that only star counts could be able to trace the disk at these distances. A follow-up study by Vlahic, Bland-Hawthorn & Freeman (2009) determined afterwards the metallicity of this faint stellar disk. They found that the stellar population was mostly old

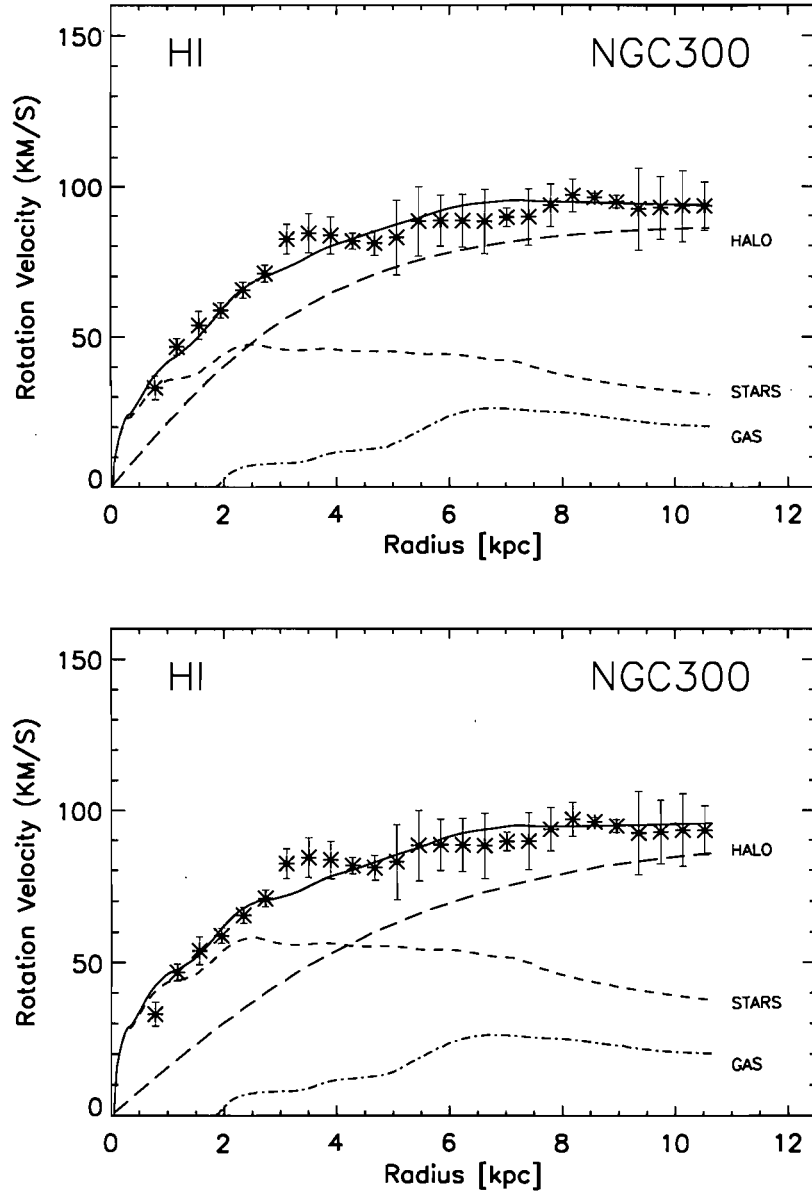


Figure 7: Mass model analysis for the adopted HI rotation curve (star-like points) of NGC 300. The rotation curve data were taken from Puche, Carignan & Bosma (1990). An isothermal sphere was used for the dark halo. A first analysis was performed using a best-fit model (top), and a second using a sub-maximum stellar disk (bottom). The stellar disk is illustrated with a small-dashed line, the gaseous component with a dot-dashed line, the halo with a long-dashed line and the total adjusted rotation curve with the continuous line. The parameters extracted are in Table 6.

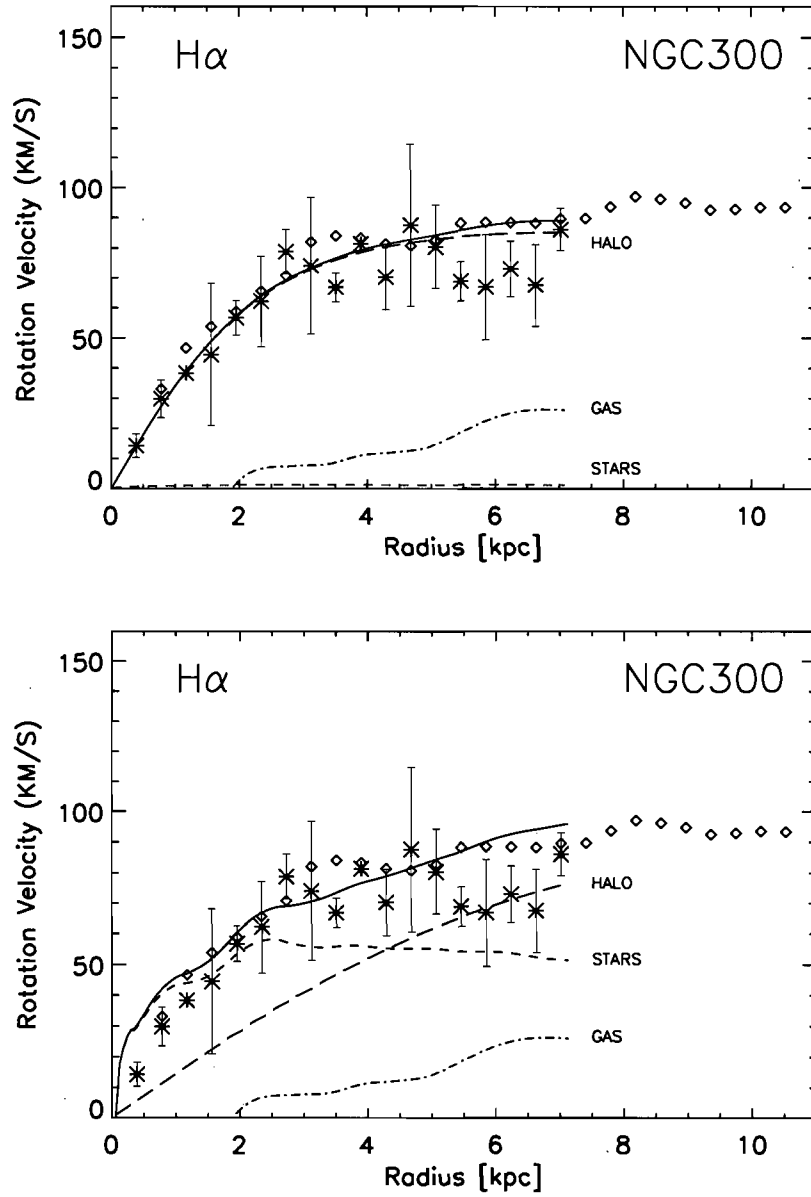


Figure 8: Mass model analysis for the adopted H α rotation curve from this study (star-like points) of NGC 300. Same caption as Fig. 7 with a best-fit model (top) and a sub-maximum stellar disk (bottom). The HI data from Puche, Carignan & Bosma (1990) are also illustrated with the diamond-shaped points. The parameters extracted are in Table 6.

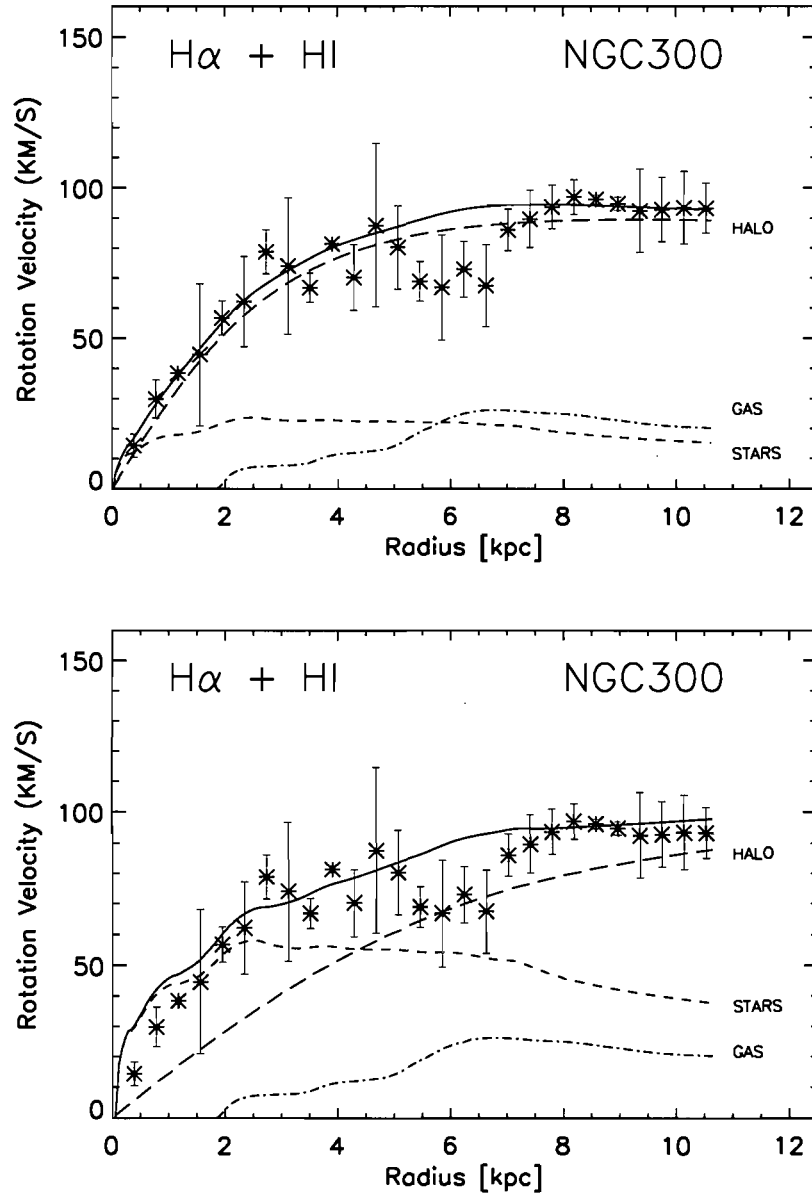


Figure 9: Mass model analysis for the combined H α (r smaller than 13.6' or 7.06 kpc) + HI (r larger than 13.6' or 7.06 kpc) rotation curve from this study (star-like points) of NGC 300. Same caption as Fig. 7 with a best-fit model (top) and a sub-maximum stellar disk (bottom). The parameters extracted are in Table 6

Table 6: Parameters and results of the mass models for NGC 300

| | HI rotation curve ^a | 36 cm H α rotation curve ^b | Combined 36 cm H α and HI rotation curve ^{a,b} |
|--------------------------|---|---|---|
| Best Fit Model | | | |
| Luminous component | $(M/L_B)_* = 1.2 M_\odot/L_\odot$ | $(M/L_B)_* = 0.001 M_\odot/L_\odot$ | $(M/L_B)_* = 0.3 M_\odot/L_\odot$ |
| Dark halo component | $r_c = 4.2$ kpc $\sigma = 52.96$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.027 M_\odot$ pc ⁻³ | $r_c = 2.5$ kpc $\sigma = 52.18$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.074 M_\odot$ pc ⁻³ | $r_c = 3.2$ kpc $\sigma = 54.91$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.050 M_\odot$ pc ⁻³ |
| Sub-Maximum Stellar Disk | | | |
| Luminous component | $(M/L_B)_* = 1.8 M_\odot/L_\odot$ | $(M/L_B)_* = 1.8 M_\odot/L_\odot$ | $(M/L_B)_* = 1.8 M_\odot/L_\odot$ |
| Dark halo component | $r_c = 6.1$ kpc $\sigma = 55.38$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.014 M_\odot$ pc ⁻³ | $r_c = 7.3$ kpc $\sigma = 61.36$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.012 M_\odot$ pc ⁻³ | $r_c = 7.0$ kpc $\sigma = 58.84$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.012 M_\odot$ pc ⁻³ |

^aPuche, Carignan
& Bosma (1990)

^bThis work

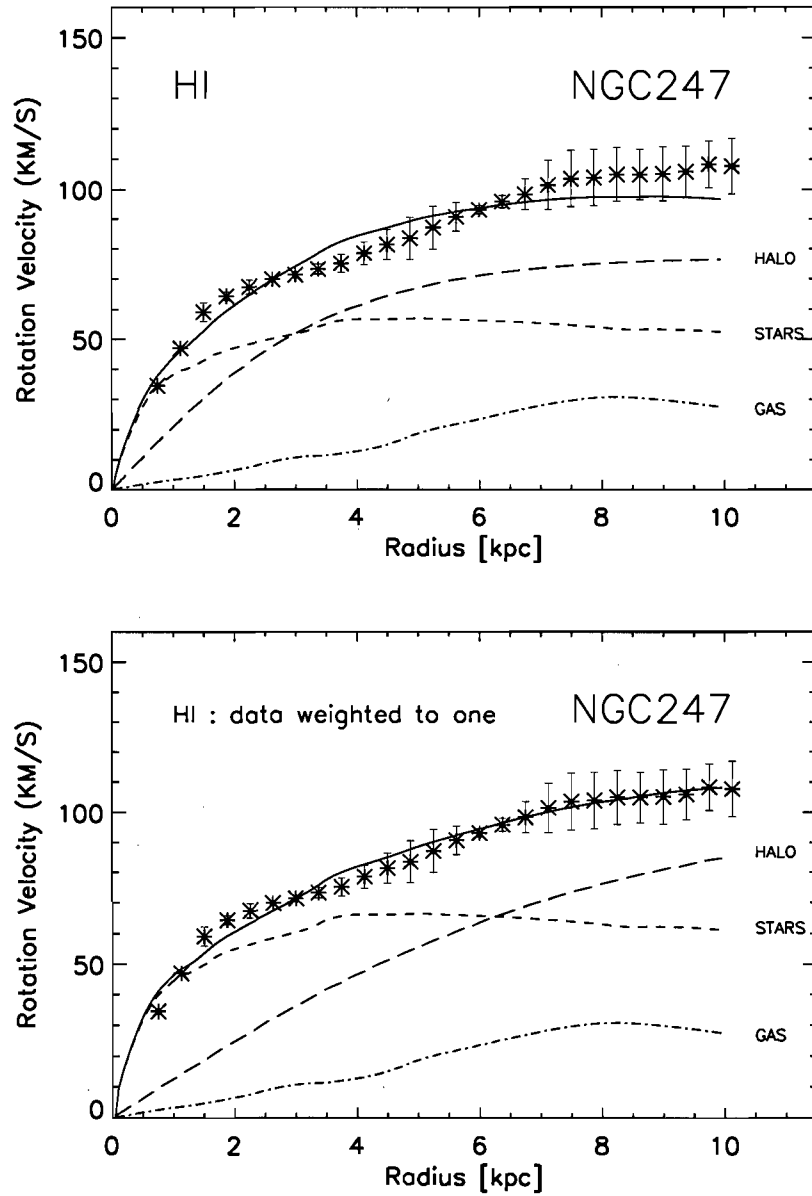


Figure 10: Mass model analysis for the adopted HI rotation curve (star-like points) of NGC 247. The rotation curve data were taken from Carignan & Puche (1990). An isothermal sphere was used for the dark halo. A first analysis was performed using a best-fit model with the error bars derived by Carignan & Puche (1990), see top image, and a second where all the data points had an equal weight of one, see bottom image. The stellar disk is illustrated with a small-dashed line, the gaseous component with a dot-dashed line, the halo with a long-dashed line and the total adjusted rotation curve with the continuous line. The parameters extracted are in Table 7.

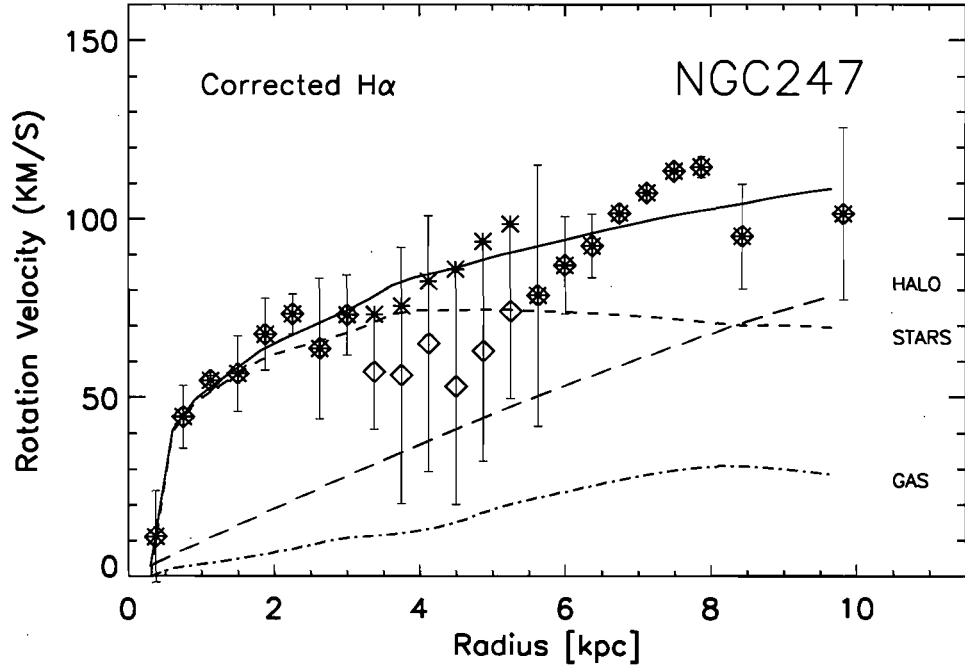


Figure 11: Mass model analysis for the H α rotation curve *corrected for the HII ring* of NGC 247. The effect of the HII ring between a radius ~ 3.2 kpc ($4.5'$) and ~ 5.1 kpc ($7'$) was removed by replacing the rotation velocity with the velocity derived for the receding side. A weight of one was given to each point of the corrected rotation curve. The corrected H α rotation curve is shown with the star-like points. The original H α rotation curve derived from this study is also shown with the diamond-shaped points, along with the associate error bars. The stellar disk is illustrated with a small-dashed line, the gaseous component with a dot-dashed line, the halo with a long-dashed line and the total adjusted rotation curve with the continuous line. The parameters extracted are in Table 7.

Table 7: Parameters and results of the mass models for NGC 247

| | HI rotation curve ^a | HI rotation curve ^a data weighted to one | 36 cm H α rotation curve ^b corrected for the HII ring |
|---------------------|---|---|--|
| Best Fit Model | | | |
| Luminous component | $(M/L_B)_* = 3.6 M_\odot/L_\odot$ | $(M/L_B)_* = 4.9 M_\odot/L_\odot$ | $(M/L_B)_* = 6.2 M_\odot/L_\odot$ |
| Dark halo component | $r_c = 3.8$ kpc $\sigma = 47.02$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.026 M_\odot$ pc ⁻³ | $r_c = 8.6$ kpc $\sigma = 62.60$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.009 M_\odot$ pc ⁻³ | $r_c = 15.1$ kpc $\sigma = 81.93$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.005 M_\odot$ pc ⁻³ |

^aCarignan & Puche (1990)^bThis work

and that the outer disk showed the presence of a negative abundance gradient up to about $\sim 15'$, and from then, an upturn was seen.

The surface photometry of NGC 300 was also obtained by Kim et al. (2004) and they found emission up to radii of $8.3'$. However, in this study we find H α emission much beyond this point, up to a radius of $13.5'$, equivalent to around 5.6 scale lengths. Moreover, the extent of the emission detected was limited by the field of view of the instrument which had dimensions of $23.6'$ by $23.6'$. NGC 300 was observed in only one field, since the total extent of the H α emission was still not yet known. The radius of $13.5'$, up to which H α emission was detected, was the limit of the field of view. H α emission could very well extend beyond $13.5'$. It would be very interesting to probe larger distances and see if emission could possibly be detected on the scale of the HI disk, as it was the case for the other Sculptor Group galaxies NGC 7793 (Dicaire et al. 2008) and NGC 253 (Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn 1997 ; Hlavacek-Larrondo et al. 2009). Furthermore, Puche, Carignan & Bosma (1990) also showed the presence of a distinct spiral structure on the southeast side of the galaxy at $r \sim 20'$. Studying the H α emission in this structure could therefore prove to be interesting. Finally, Marcelin, Boulesteix & Georgelin (1985) also studied NGC 300 using deep H α data. However, their study only reaches a distance of $\sim 10'$, whereas this study finds emission up to $13.5'$ with no hint of truncation. Significantly more diffuse emission is therefore detected in this study.

The optical kinematical parameters and rotation curve of NGC 300 were derived in this study, and are

presented in Fig. 6. The warp seen in Puche, Carignan & Bosma (1990) between radii of 10' and 20' was modeled by New et al. (1998) using a modified version of the "twist equation" derived by Petterson (1977, 1978). The later were able to model adequately the HI observations. In this study, a hint of the warp is seen beginning at a radius of 9' through the variation of the kinematical parameters, noticeably as the PA is seen to rise continuously starting at a radius of 9'. The bottom-right image of Fig. 6 also shows that the H α rotation curve derived in this study seems to agree well with the HI data, and that even in this inner regions, both seem to agree.

The results of the mass models are presented in Fig. 7, Fig. 8, Fig. 9 and Table 6, respectively for the HI rotation curve derived from Puche, Carignan & Bosma (1990), the H α rotation curved derived from this study, and the combined H α and HI rotation curve. The top images of the figures are for the best-fit models, and the bottom images are for the sub-maximum models.

The best-fit models seems to agree well with the observations in all three cases. Both the inner and the outer regions are well reproduced according to the figures. However, the derived parameters from one study to the other yield different results. Indeed, the $(M/L)_*$ determined for the HI data was $1.2 M_{\odot}/L_{\odot}$, while that of the H α data seemed to converge towards a very small value. Hence, the best-fit model for the H α data seemed to favor a maximum dark halo model, where the stellar disk does not contribute. Nonetheless, the dispersion parameter σ seems to remain the same between all three rotation curves, which is expected since this parameter traces the maximum of the rotation curve and the maximum seemed to coincide for all three curves (Blais-Ouellette et al. 1999).

Although, the best-fit model can reproduce the observations, it has its inconveniences. The models that have many components can be degenerate, and various combination of parameters can reproduce the observed rotation curve (van Albata & Sancisi 1986 ; Carignan & Freeman 1985). Hence, models such as maximum disk models can be more interesting since they yield only one solution. Maximum stellar disks can also reproduce the small scale perturbations in the rotation curve (Freeman 1993). However, the $(M/L)_*$ ratio derived is often too high to be explained by the stellar population models, which renders this model questionable.

Courteau & Rix (1999) studied maximum disks and determined that for the majority of the high surface brightness (HSB) late-type galaxies, this model was not adequate. Furthermore, using the observation that the Tully-Fisher relation (TFR) did not seem to show any dependance on surface brightness for HSB galaxies when plotted as M_r versus $V_{2.2}$, they modeled the contraction of dark halos by adiabatic infall of baryons. Their models suggested that disks were sub-maximum with $v_{disk}/v_{total} \sim 0.6$. This yields a $(M/L)_*$ ratio that can be in much more agreement with the one derived by stellar population models. For

this reason, this study has also modeled a sub-maximum disk for NGC 300 and NGC 247.

The bottom of Fig. 7, Fig. 8, Fig. 9 and Table 6 show the results for the sub-maximum disk for NGC 300. In order to obtain $v_{disk}/v_{total} \sim 0.6$, the $(M/L)_*$ was fixed to $1.8 M_{\odot}/L_{\odot}$. For the three rotation curves, the extracted parameters of the sub-maximum disk model seem to coincide fairly well, with only a slightly more concentrated halo for the HI data. As can be seen by the figures, this model also reproduces well the observations for the HI data. However, for the H α and the combined rotation curve, this model has more difficulty reproducing the central regions since the $(M/L)_*$ is slightly too high and overestimates the rotation velocity. Hence, the sub-maximum disk model for NGC 300 seems to coincide with the results expected for a maximum stellar disk model.

The $(M/L)_*$ derived in this study can be compared with the one predicted by the stellar population models. The models by Bell & de Jong (2001) predict for NGC 300, using a $(B-V)$ magnitude of 0.59 mag given by the RC3 catalogue, a $(M/L)_*$ in the B band of $\sim 1.2 M_{\odot}/L_{\odot}$. This seems to adjust well with the predicted value of $(M/L)_*$ by the sub-maximum disk model, although slightly smaller.

6.2 NGC 247

NGC 247 is also a spiral galaxy, classified SAB(s)d. The velocity field obtained from this study is shown in the top-left figure of Fig. 2. The elongated edge-on shape resulting from the large inclination ($i \sim 72^\circ$) is clearly seen, although filamentary structures can also be seen, mostly on the north side. Moreover, the north side shows more H α emission in general than the south side. More emission on the north side was already noticed in the HI data by Carignan & Puche (1990). The gaussian smoothed velocity seen in the middle-right image shows a much smoother velocity field, as expected. However, the filamentary structures of the north side are still present. The study by Carignan & Puche (1990) also noticed the presence of an expanding ring at $r \sim 7'$ on the approaching (north) side. During data reduction, this ring was clearly seen in the spectra in the form of double profiles. The structure of the expanding ring is also seen in the rotation curve of NGC 247, see bottom-left of Fig. 5. The solution found for the approaching side at a radius of $\sim 7'$ is seen to decrease significantly, and does not agree well with the solution found for the receding side.

Ferguson et al. (1996) studied NGC 247 and NGC 7793 using deep H α images. For both galaxies, they find that the radial and azimuthal intensity distribution is highly correlated with the HII regions on small and large scales. For NGC 247, the HII regions seem to be small, faint and spread out, whereas, most of the DIG is concentrated in halos around the star-forming regions. However, they find that HII regions are mostly located in two spiral arms, and no DIG is detected in the interarm regions. They find for NGC 247 that the faintest DIG has an EM of a few cm^{-6} pc. The flux values of their study for the surface brightness of H α + [NII] reaches $\sim 6 \text{ cm}^{-6}$ pc. Hence, it is possible that their sensitivities did not allow detection of the

DIG in the interarm regions. In Fig. 2, this study does find some emission in the interarm regions, although it seems very faint and disturbed. The flux values reached in this study are of the order of $\sim 0.1 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$. Ferguson et al. (1996) find that the DIG contributes to approximately 50% of the total $\text{H}\alpha$ luminosity. However, with the very diffuse $\text{H}\alpha$ detected in this study in the interarm regions, this fraction could be significantly higher.

Ferguson et al. (1996) studied the DIG in NGC 247 up to a radius of $\sim R_{25}$ or $10.0'$. The two velocity fields of Fig. 2 extend up to a radius of $\sim 10.5'$. Since this galaxy is mostly seen edge-on, a pie-shape binning procedure could be applied to the data in order to study the DIG (see Fig. 4). Diffuse $\text{H}\alpha$ emission was detected in two bins on the north side beyond a radius of $10.5'$ (see Fig. 4). From this, two more data point could be added to the rotation curve of the galaxy, at a radius of $11.24' \pm 0.98'$ and $13.11' \pm 1.05'$. Since these two bins of the pie-shape binning procedure were located in the reflexion regions, care was taken to determine whether the emission profiles observed were the result of the gas or a reflexion artifact (see Section 3 for details). Hence, these two profiles did seem to be the result of diffuse $\text{H}\alpha$ emission from the gas. Nonetheless, these two profiles remain at radii smaller than the HI extent ($13.5'$), and no emission was detected at radii larger than the HI disk.

No $[\text{NII}]$ ($\lambda 6548 \text{ \AA}$) emission was detected in these two bins. The extent of the radii of these two bins are within the HI disk. For NGC 253 (Hlavacek-Larrondo et al. 2009), optical emission *beyond the HI disk* was the result of $[\text{NII}]$ ($\lambda 6548 \text{ \AA}$) detection rather than $\text{H}\alpha$. This study used observations of NGC 253 taken during the same observing run as NGC 247 and NGC 300 for this paper. $[\text{NII}]$ emission in NGC 253 could be understood since the $[\text{NII}](\lambda 6548 \text{ \AA})/\text{H}\alpha$ ratio seemed to be slightly larger than ~ 1 in the very extended regions *beyond the HI disk* (Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn 1997). However, for NGC 247 the overall $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$ ratio in the entirety of the galaxy seems to be rather small. Kennicutt et al. (2008) find a mean fraction $[\text{NII}](\lambda 6548 \text{ \AA} \text{ and } \lambda 6583 \text{ \AA})/\text{H}\alpha$ of 0.48 for NGC 253 and 0.24 for NGC 247, suggesting an even smaller fraction for $[\text{NII}](\lambda 6548 \text{ \AA})/\text{H}\alpha$ in NGC 247. Hence, not only did we not expect to detect important $[\text{NII}]$ emission in the two bins since these are within the HI disk, but also since the general fraction for $[\text{NII}](\lambda 6548 \text{ \AA})/\text{H}\alpha$ is relatively small.

The south side of the galaxy in the images of Fig. 2 extends to only $\sim 8.5'$, and no emission using the pie-shape analysis was detected beyond this radius. Hence, it does seem that the north side of NGC 247 has a significantly larger amount of gas than the south. The two profiles of DIG on the north side yield a very faint EM of $\sim 0.02 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ ($r = 11.24'$) and $\sim 0.05 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ ($r = 13.24'$).

Ever since the first discovery of the diffuse matter of free electrons by Hoyle and Ellis (1963), many theories have been proposed to explain its existence. In the case of the Sculptor Group, Bland-Hawthorn, Freeman

& Quinn (1997) proposed several for NGC 253, including the metagalactic ionizing background, Lyman continuum (Lyc) ionizing photons escaping from OB stars, and hot young stars in the central regions of the galaxy. The $H\alpha$ observations has EMs too high to be explained by the metagalactic ionizing background which predicts an upper limit of $\sim 0.25 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$, and photoionization models (Lyman continuum (Lyc) ionizing photons) predict a much lower fraction of $[NII]/H\alpha$ than observed beyond the HI disk. Since the observations of this study did not allow detection of the $[NII]$ emission line in extended regions where the DIG is dominant (i.e. beyond the HI disk), no conclusion can be made about the photoionization model. As for the metagalactic ionizing background, since the $H\alpha$ measurements of this study fall below the predicted upper limit, this source cannot be ruled out. Nonetheless, it is still interesting to note that no $H\alpha$ emission was detected for NGC 247 beyond the HI disk. The metagalactic ionizing background does predict that ionized gas can be found beyond the HI disk.

The leading theory explaining the observations in NGC 253 proposed by Bland-Hawthorn, Freeman & Quinn (1997) is the one regarding hot young stars in the central regions of the galaxy. These stars look out towards the outer disk of NGC 253 since the galaxy is warped, and the photons escaping from these young stars through dust scattering would have to travel through less denser environments (i.e. they would be less absorbed) and could ionize the gas beyond the HI disk. If this theory holds and is the only one responsible for the existence of the DIG beyond the HI disk, this would mean that galaxies without warps could not have ionized gas beyond the HI disk. Since NGC 247 is not warped, this could explain why no $H\alpha$ emission was detected beyond the HI disk.

However, the study by Ferguson et al. (1996) suggested that the source of ionization was Lyc photons leaking out of traditional HII regions, and that the amount of leaking was in part monitored by the local HI column density. Their study also suggested that the source of Lyc photons comes from a variety of different sources, and not entirely from OB stars. The exact source responsible for the existence of DIG still remains unclear and more detailed studies are needed (see Haffner et al. 2009 for a review of the topic).

The mass models yield the results presented in Fig. 10, Fig. 11, and Table 7, respectively for the HI data from Carignan & Puche (1990), the $H\alpha$ data of this study.

In the case of the HI data, two best-fit models were obtained. The first was obtained with the HI data and the derived error bars from Carignan & Puche (1990) (see top of Fig. 10), while the second was obtained with the same HI data, but where the same weight was given to all data points, see bottom of Fig. 10. The mass model is designed to put higher weight on the data points that have smaller error bars. Hence, as can be seen in the top of Fig. 10, the best-fit model for the HI data with derived error bars tries to fit as best as possible the central regions and those at $r \sim 6.5 \text{ kpc}$, while almost neglecting the outer regions

which have large uncertainties. This yields the extracted parameters in Table 7. However, as can be seen in the bottom of Fig. 11, the best-fit model for the HI data with the same weight for each point tries to fit as best as possible the overall rotation curve. This seems to give a better fit for the entire rotation curve. The derived parameters of Table 7 for the equal weighted rotation curve show a less concentrated dark halo. This is expected since the best-fit model adjusts better the large radii, which show a rotation curve still rising. The extracted dispersion σ is also larger than the one obtained with the original HI data and associate error bars. Again, this is expected since this parameter is a measure of the maximum value of the rotation curve. Moreover, as discussed earlier, the $(M/L)_*$ ratio extracted from the best-fit model yielded a value similar to that needed for the sub-maximum disk ($\sim 4 M_{\odot}/L_{\odot}$). When analyzing the results from mass models, it is therefore important to understand all the parameters that influence the results, including the error bars.

For the H α data, the velocities of the rotation curve between $r \sim 4.5'$ and $r \sim 7'$ were taken as the ones derived for the receding side in order to remove the perturbations caused by the HII ring on the approaching side. The results of the best-fit model are illustrated in Fig. 11 and the derived parameters in Table 7. Compared to the HI data, a less concentrated dark halo is found with a much larger core radius, dispersion σ and central density ρ_0 . This can be understood by the fact that the H α data seem to show a steeper rise in the rotation curve at large radii, see bottom-right of Fig. 5 for a comparison between the HI and H α rotation curve. Hence, in order to account for this steeper rise, the best-fit model finds a less concentrated dark halo. The $(M/L)_*$ found is also higher, on the order of $6 M_{\odot}/L_{\odot}$. Nonetheless, the models by Bell & de Jong (2001) predict for NGC 247, using a $(B-V)$ magnitude of 0.56 mag given by the RC3 catalogue, a ratio of $\sim 1.0 M_{\odot}/L_{\odot}$ in the B band. This is significantly lower than that found by the best-fit models, for the HI and H α data.

7 CONCLUSION

This study had the objective to study deep optical H α data of two galaxies belonging to the Sculptor Group, NGC 247 and NGC 300. Several results were obtained, and the most important conclusions follow.

1. Typical flux values of $\sim 0.02 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ were reached in the faintest regions of the DIG.
2. For NGC 247, very faint H α emission at large radii on the north side was detected using the pie-shape smoothing method ($r = 11.24'$ and $r = 13.11'$), but no H α emission beyond the HI disk was detected ($r = 13.5'$).
3. From the gaussian smoothed velocity field, the global kinematical parameters were derived. A mean systemic velocity of $164.84 \pm 5.3 \text{ km s}^{-1}$, an inclination i of $75.5 \pm 7.3^\circ$ and a position angle PA of $170.3 \pm 4.6^\circ$ are found for NGC 247, and a mean systemic velocity of $151.6 \pm 5.3 \text{ km s}^{-1}$, an inclination i of $54.4 \pm 12.8^\circ$ and a position angle PA of $-70.3 \pm 4.3^\circ$ for NGC 300. A warp was also seen through the variation of the

kinematical parameters with radius for NGC 300 beginning at a radius of $9'$.

4. The rotation curves obtained were in good agreement with the neutral component one derived by Puche, Carignan & Bosma (1990) for NGC 300 and by Carignan & Puche (1990) for NGC 247, including in the inner regions.

5. A mass model analysis was performed on the rotation curves of each galaxy. For NGC 300, a best-fit model and sub-maximum disk model was obtained for the $H\alpha$ and HI data. For the sub-maximum disk, the $(M/L)_*$ was fixed to $1.8 M_{\odot}/L_{\odot}$. For NGC 247, only a best-fit model was obtained for the HI and $H\alpha$ data. However, the $H\alpha$ had to be corrected for the expanding HII ring seen in NGC 247 on the approaching side at $r \sim 7'$.

This paper is the third in a series that aims to study the DIG of the Sculptor Group galaxies using very deep optical observations. The first was performed by Dicaire et al. (2008) and confirmed that NGC 7793 had a truly declining rotation curve. The second studied the galaxy NGC 253 (Hlavacek-Larrondo et al. 2009) and found very extended [NII] emission on the southwest side which extended not only beyond the HI disk, but also showed an important decline. In this study, diffuse $H\alpha$ emission was detected for NGC 247 at large radii ($r_{max} = 13.11'$) on the north side, but did not seem to extend beyond the neutral component. In the case of NGC 300, $H\alpha$ emission was detected on the entirety of the allowed spatial coverage. However, to study the very extended diffuse gas, on the scale of the HI extent, new observations with a larger field of view would be needed. Moreover, since recent studies show that NGC 300 has a very extended outer stellar disk ($r \sim 20'$), it would be particularly interesting to study the DIG at this radius. Deep optical studies can therefore yield very interesting results, and could allow very good constraints of the parameters of the dark halo through extended rotation curves.

Acknowledgments

We would like to thank the staff from the ESO La Silla site, in Chile, for their support. Moreover, we would also like to greatly thank the students from the 1.2-m Euler Telescope for lending us their computer during the observation mission. We recognize all the support given by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada, as well as the Fonds Québécois de la Recherche sur la Nature et les Technologies. The Southern H-Alpha Sky Survey Atlas (SHASSA), which is supported by the National Science Foundation, was used for flux calibration of the data in this study. The images were taken with a robotic camera operating at Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO), in Chile.

References

- Begeman, K.G. 1989, A&A, 223, 47

- Bell, E. F. & de Jong, S. 2001, *ApJ*, 550, 212
- Blais-Ouellette, S., Carignan, C., Amram, P. & Côté, S. 1999, *AJ*, 118, 2123
- Bland-Hawthorn, J., Freeman, K. C. & Quinn, P. J. 1997, *ApJ*, 490, 143
- Bland-Hawthorn, J., Vlahic, M., Freeman, K.C. & Draine, B.T. 2005, *ApJ*, 629, 239
- Burki, G., Rufener, F., Burnet, M., Richard, C., Blecha, A. & Bratschi, P. 1995, *A&AS*, 112, 383B
- Carignan, C. & Freeman, K.C. 1985, *AJ*, 294, 494
- Carignan, C. & Puche, D. 1990, *AJ*, 100, 641
- Carignan, C. 1985a, *ApJS*, 58, 107
- Carignan, C. 1985b, *ApJ*, 299, 59
- Courteau, S. & Rix, H.-W. 1999, *ApJ*, 513, 561
- Daigle, O., Gach, J.-L., Guillaume, C., Carignan, C., Balard, P. & Boisin, O. 2004, *Proceedings of the SPIE*, 5499, 219
- Daigle, O., Carignan, C. & Blais-Ouellette, S. 2006, *Proceedings of the SPIE*, 6276, 62761F
- Daigle, O., Gach, J.-L., Guillaume, C., Lessard, S., Carignan, C. & Blais-Ouellette, S. 2008, *Proceedings of the SPIE*, 7014, 70146L
- Dettmar, R.J. 1990, *A&A*, 232, 15
- Dicaire, I., Carignan, C., Amram, P., Marcelin, M., Hlavacek-Larrondo, J., de Denus-Baillargeon, M.-M., Daigle, O. & Hernandez, O. 2008, *AJ*, 135, 2038
- Dopita, M.A. & Sutherland, R.S. *Diffuse matter in the universe*, 2003, Springer, *Astronomy and Astrophysics Library*
- Domgörgen, H. & Mathis, J.S. 1994, *ApJ*, 428, 647
- Epinat, B., Amram, P., Marcelin, M., Balkowski, C., Daigle, O., Hernandez, O., Chemin, L., Carignan, C., Gach, J.-L. & Balard, P. 2008, *MNRAS*, 388, 500
- Ferguson, A. M.N., Wyse, R. F.G., Gallagher III J.S. & Hunter, D.A. 1996, *AJ*, 111, 2265
- Freeman, K.C. 1993, in *Physics of Nearby Galaxies: Nature or Nurture ?*, ed. R. X. Thuan, C., Balkowski, & J. Thanh Van (Paris: Frontières), 201
- Gaustad, J.E., McCullough, P.R., Rosing, W. & Van Buren, D. 2001, *PASP*, 113, 1326

- Haffner, L. M., Dettmar, R. -J., Beckman, J. E., Wood, K., Slavin, J. D., Giammanco, C., Madsen, G. J., Zurita, A. & Reynolds, R. J. 2009, *Reviews of Modern Physics*, 29 pages.
- Hlavacek-Larrondo, J., Carignan, C., Daigle, O., Epinat, B., Hernandez, O. & Marcelin, M. 2009, *MNRAS*, in preparation
- Hoopes, Charles G., Walterbos, Rene A. M. & Greenwalt, Bruce E. 1996, *AJ*, 112, 1429
- Hoyle, F. & Ellis, G.R.A. 1963, *Australian Journal of Physics*, 16, 1
- Jerjen, H., Freeman, K.C. & Binggeli, B. 1998, *AJ*, 116, 2873
- Karachentsev, I. D., Grebel, E. K., Sharina, M.E., Dolphin, A. E., Geisler, D., Guhathakurta, P., Hodge, P.W., Karachentseva, V. E., Sarajedini, A. & Seitzer, P., 2003, *A&A*, 404, 93
- Kennicutt, R. C., Lee, J.C., Funes, J.G., Shoko Sakal, S.J. & Akiyama, S. 2008, *ApJS*, 178, 247
- Kim, S.C, Sung, H., Park, H.S. & Sung, E.C. 2004, *Chin. J. of A&A*, 4, 299
- Marcelin, M., Boulesteix, J. & Georgelin, Y. P. 1985, *A&A*, 151, 144
- New, K.C.B., Tohline, J.E., Frank, J. & Vaeth, H.M. 1998, *ApJ*, 503, 632
- Petterson, J. A. 1977, *ApJ*, 214, 550
- Petterson, J. A. 1978, *ApJ*, 226, 253
- Puche, D. & Carignan, C. 1988, *AJ*, 95, 1025
- Puche, D., Carignan, C. & Bosma, A. 1990, *AJ*, 100, 1468
- Puche, D. & Carignan, C., van Gorkom, J.H. 1991, *AJ*, 101, 456
- Rand, R.J. 1997, *ApJ*, 474, 129
- Reynolds, R.J. 1992 *ApJ*, 392, 35
- Reynolds, R.J. 1995, *ASP Conf. Series*. 80, 388
- Reynolds, R. J., Tufte, S. L., Kung, D. T., McCullough, P. R. & Heiles, C. 1995, *ApJ*, 448, 715
- Rizzi, L., Mendez, R.H. & Gieren, W. 2006, *Proc. IAU Symp.*, 234, 493
- Rossa, J. & Dettmar, R. J 1999, *ASP Conf. Series*, 168, 279
- van Albada, T. S. & Sancisi, R. 1986, *Philos. Trans. R. Soc. London*, A, 320, 447
- van der Hulst, J. M., Terlouw, J. P., Begeman, K. G., Zwitser, W. & Roelfsema, P. R. 1992, *Astron. Data Analysis Software and Systems I*, *A.S.P. Conf. Ser.*, 25, 131

de Vaucouleurs, G. 1959, AJ, 130, 718

Vlajić, M., Bland-Hawthorn, J. & Freeman, K.C. 2009, ApJ, 697, 361

Vogelaar, M.G.R & Terlouw, J.P. 2001, ASP Conf. Ser. 238. *Astronomical Data Analysis Software and System X*, ed F. R. Harnden, Jr. F. A. Primini, & H. E. Payne (San Francisco) 358

Chapitre 5

Conclusion

Ce mémoire avait pour objectif de faire l'analyse cinématique de trois galaxies appartenant au Groupe Sculpteur, soit NGC 253, NGC 247 et NGC 300, en utilisant des observations $H\alpha$ de longues expositions. Les données Fabry-Perot $H\alpha$ ont été obtenues en octobre 2007 sur le télescope de 36 cm de Marseille, à la Silla au Chili. Une caméra Andor iXon munie d'un détecteur L3CCD a été utilisée. NGC 253 a été observée en trois champs. Le champ central a été observé pendant 10.7 heures, tandis que celui de droite et de gauche ont été observés chacun pendant 6.3 heures. NGC 300 et NGC 247 ont été observés en un champ pour un temps d'expositions de 19.2 et 20.5 heures, respectivement. Les données ont été calibrées en flux grâce au catalogue SHASSA (*Southern H α Sky Survey*), et des valeurs typiques de mesure d'émission de $\sim 0.1 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ ont été atteintes. Les paramètres cinématiques, la courbe de rotation et des modèles de masses ont été obtenus pour les trois galaxies.

Dans le cas de NGC 253, l'analyse cinématique a permis de détecter du gaz diffus sur le côté qui s'éloigne à des rayons de 11.5', 12.8' et 19.0' grâce à un saut d'interfrange de la raie [NII] ($\lambda 6548 \text{ \AA}$). Le disque HI ne s'étend qu'à un rayon de 11.5', et aucune émission $H\alpha$ ne semble avoir été détectée plus loin que ce disque. La courbe de rotation obtenue est non seulement très étendue, mais montre aussi une décroissance importante de l'ordre de 30% v_{max} . Dans le cas de NGC 247, l'émission $H\alpha$ a été détectée jusqu'à un rayon de $\sim 13.1'$, soit jusqu'à l'étendue du disque HI.

Aucune émission n'a été détectée au delà du disque HI. Une des théories proposée pour expliquer l'existence du gaz diffus de NGC 253 consiste en un flux de photons s'échappant des étoiles jeunes chaudes des régions centrales du disque de la galaxie. Puisque le disque de NGC 253 a un gauchissement important, les photons voyageraient une distance plus courte et pourraient atteindre ainsi de grands rayons. Si cette hypothèse peut s'appliquer dans le cas d'autres galaxies, comme NGC 247, elle pourrait expliquer le fait qu'aucune émission n'a été détectée au delà du disque HI pour NGC 247, puisque cette galaxie ne semble pas montrer de gauchissement.

Finalement, l'émission $H\alpha$ de NGC 300 a été détectée jusqu'à un rayon de $13.5'$, l'étendue de la détection étant limitée par la dimension du champ de vue. Le disque HI semble plutôt s'étendre jusqu'à un rayon de $\sim 20'$. D'autres observations pour NGC 300 sont donc nécessaires pour déterminer l'étendue maximale du DIG. Néanmoins, de l'émission très diffuse a été détectée pour cette galaxie et a permis d'extraire un champ de vitesse très profond.

Un des objectifs était de déterminer l'importance que pouvait avoir la détection de gaz ionisé très diffus sur l'analyse cinématique de galaxies grâce aux expositions de longue durée. Le cas de NGC 253 a permis de montrer que l'étude de ce gaz pouvait avoir des grandes conséquences, puisqu'elle a permis d'obtenir une courbe de rotation en décroissance. Néanmoins, ce dernier résultat a été possible grâce à la détection d'un saut d'interfrange de la raie [NII] ($\lambda 6548 \text{ \AA}$), et non par l'émission $H\alpha$. Puisque la raie [NII] à $\lambda 6583 \text{ \AA}$ est trois fois plus forte que la première à 6548 \AA , il serait intéressant de réétudier le gaz diffus, mais plutôt à travers des filtres centrés sur les raies interdites.

Bibliographie

- Amram, P. 1991, Thèse de Doctorat, Université de Provence & Université de Montréal
- Begeman, K.G. 1989, *A&A*, 223, 47
- Bevington, P. R. & Robinson, D. K. 2003, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw Hill International
- Binney, J. & Merrifield, M. 1998, *Galactic Astronomy*, Princeton Series in Astrophysics, Princeton University Press, 145-255 et 451-533
- Binney, J. & Tremaine, S. 1994, *Galactic Dynamics*, Princeton Series in Astrophysics, Princeton University Press, 336-413 et 589-638
- Blaha, C., Massey, P., Hodge, P., Martin, R., Gavilan, L. & Adhikari, A. 2007, *AAS/AAPT Joint Meeting*, AASM 209, 38, 939
- Blais-Ouellette, S., Carignan, C. & Amram, P. 1999, *ASP Conf. Ser.* 182, 387
- Blais-Ouellette, S., Amram, P. & Carignan, C. 2001, *AJ*, 121, 1952
- Bland-Hawthorn, J., Freeman, K. C. & Quinn, P. J. 1997, *ApJ*, 490, 143
- Bland-Hawthorn, J., Vlajic, M., Freeman, K.C. & Draine, B.T. 2005, *ApJ*, 629, 239
- Boomsma, R., Oosterloo, T. A., Fraternali, F., van der Hulst, J. M. & Sancisi, R. 2005, *A&A*, 431, 65
- Burki, G., Rufener, F., Burnet, M., Richard, C., Blecha, A. & Bratschi, P. 1995, *A&AS*, 112, 383B
- Carignan, C. 1985, *ApJ*, 299, 59
- Carignan, C. & Freeman, K.C. 1985, *AJ*, 294, 494

- Carignan, C. & Puche, D. 1990, *AJ*, 100, 641
- Carignan, C., Chemin, L. & Foster, T. 2007, *IAU Proc. Symp.*, 235, 193
- Côté, S., Freeman, K.C., Carignan, C. & Quinn, P. J. 1997, *AJ*, 114, 1313
- Daigle, O., Gach, J.-L., Guillaume, C., Carignan, C., Balard, P. & Boisin, O. 2004, *Proceedings of the SPIE*, 5499, 219
- Daigle, O., Carignan, C. & Blais-Ouellette, S. 2006, *Proceedings of the SPIE*, 6276, 62761F
- Davidge, T.J. 2006, *ApJ*, 641, 2, 822
- Dettmar, R.J. 1990, *A&A*, 232, 15
- Dopita, M.A. & Sutherland, R.S. 2003, *Diffuse matter in the universe*, Springer, *Astronomy and Astrophysics Library*
- Einasto, J., Kaasik, A., & Saar, E. 1974, *Nature*, 250, 309
- Epinat, B., Amram, P., Marcelin, M., Balkowski, C., Daigle, O., Hernandez, O., Chemin, L., Carignan, C., Gach, J.-L. & Balard, P. 2008, *MNRAS*, 388, 500
- Faber, S. M. & Gallagher, J. S. 1979, *Ann. Rev. A&A*, 17, 135
- Freeman, K.C, 1970, *ApJ*, 160, 811
- Ferguson, A. M.N., Wyse, R. F.G., Gallagher III J.S. & Hunter, D.A. 1996, *AJ*, 111, 2265
- Gaustad, J.E., McCullough, P.R., Rosing, W. & van Buren, D. 2001, *PASP*, 113, 1326
- Gooch, R. 1996, *Astro. Soc. Pac. Conf. Ser.* 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G.H. Jacoby & J. Barnes, 80
- Hernandez, G. 1986, *Cambridge Studies in Modern Optics*, Cambridge University Press

- Hoopes, Charles G., Walterbos, Rene A. M. & Greenwalt, Bruce E. 1996, AJ, 112, 1429
- Hoyle, F. & Ellis, G.R.A. 1963, Australian Journal of Physics, 16, 1
- Huntley, J.M., Sanders, R.H. & Roberts, W.W. 1978, ApJ, 221, 521
- Jerjen, H., Freeman, K.C. & Binggeli, B. 1998, AJ, 116, 2873
- Karachentsev, I. D., Grebel, E. K., Sharina, M.E., Dolphin, A. E., Geisler, D., Guhathakurta, P., Hodge, P.W., Karachentseva, V. E., Sarajedini, A. & Seitzer, P., 2003, A&A, 404, 93
- Kennicutt, R. C. & Hodge, P. W., 1986, ApJ, 306, 130
- Kennicutt, R. C., Lee, J.C., Funes, J.G., Shoko Sakal, S.J. & Akiyama, S. 2008, ApJS, 178, 247
- Martin, C.L. 2000, RevMexA&A (Ser. Conf.), 9, 270
- Massey, P., McNeill, R. T., Olsen, K. A. G., Hodge, P. W., Blaha, C., Jacoby, G. H., Smith, R. C. & Strong, S. B. 2007, AJ, 134, 6, 2474
- McGaugh, S. 2003, The Mass of Galaxies at Low and High Redshift, ESO Astrophysics Symposia, Proceedings of the E. S. O. 45
- Montes, D., Martin, E.L., Fernandez-Figueroa, M.J., Cornide, M. & de Castro, E., 1997, A&A Supp. Ser. 123, 473; <http://www.ucm.es/info/Astrof/fgkmsl/fgkmsl.html>
- New, K.C.B., Tohline, J.E., Frank, J. & Vaeth, H.M. 1998, ApJ, 503, 632
- Oh, S.-H., de Blok, W. J. G., Walter, F., Brinks, E. & Kennicutt, R. C. 2008, AJ, 136, 2761
- Ostriker, J.P., Peebles, P.J.E., & Yahil, A. 1974, ApJ Letters, 193, L1
- Pease, F. G. 1916, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., 2, 517

- Pease, F. G. 1918, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., 4, 21
- Pellet, A., Astier, N., Viale, A., Courtes, G., Maucherat, A., Monnet, G. & Simien, F. 1978, A&AS, 31, 439
- Petterson, C.J., Rubin, V.C., Ford, W.K. & Thonnard, N. 1978, ApJ, 219, 21
- Puche, D. & Carignan, C. 1988, AJ, 95, 1025
- Puche, D., Carignan, C. & Bosma, A. 1990, AJ, 100, 1468
- Puche, D., Carignan, C. & van Gorkon, J.H. 1991, AJ, 101, 456
- Rand, R.J. 1997a, ApJ, 474, 129
- Rand, R.J. 1997b, The ISM in Galaxies by van der Hulst J.M., Klumer Academic Publishers, 105
- Reynolds, R. J., Roester, F. L., Scherb, F., & Boldt, E. 1971, in the Gum Nebulae and Related Problems, eds. Maran, S. P., Brandt, J. C., Stecher, T. P., NASA SP-332 169
- Reynolds, R.J. 1992 ApJ, 392, 35
- Reynolds, R.J. 1995, ASP Conf. Series. 80, 388
- Rizzi, L., Mendez, R.H. & Gieren, W. 2006, Proc. IAU Symp., 234, 493
- Roberts, M. S. & Whitehurst, R. N. 1975, ApJ, 201, 327
- Rogstad, D. H. & Shostak, G. S. 1972, ApJ, 176, 315
- Rossa, J. & Dettmar, R. J 1999, ASP Conf. Series, 168, 279
- Rubin, V. C. & Ford, W. K. 1970, ApJ, 159, 379
- Sivan, J.P. 1974, A&A Suppl. 16. 163-172
- Slipher, V. M. 1914, Lowell Obs. Bull. II, 12

Smith, S. 1936, ApJ, 83, 23

Sugai, H., Davies, R. I. & Ward, M. J. 2003, ApJ, 584, L9

Swaters, R.A., Madore, B.F., van den Bosch, F.C. & Balcells, M. 2003a, ApJ, 583, 732

van der Hulst, J. M., Terlouw, J. P., Begeman, K. G., Zwitter, W. & Roelfsema, P. R. 1992, Astron. Data Analysis Software and Systems I, A.S.P. Conf. Ser., 25, 131

van der Kruit, P.C. & Allen, R.J. 1978, Ann. Rev. A&A, 16, 103

de Vaucouleurs, G. 1959, AJ, 130, 718

Verschuur, G.L. 1975, ARA&A, 13, 257

Wolf, M. 1914, Vierteljahresschrift Astron. Gesell, 49, 162

Zhao, J., Goss, W. M., Ulvestad, J. S. & Anantharamaiah, K. R. 2001, ASP Conference Proceedings, 240, 204

Zwicky, F. 1933, Helvetica Physica Acta, 6, 110

Annexe A

Ajustement gaussien et de Lorentz

La réduction des données consiste à ajuster les profils de raies afin d'extraire la composante en vitesse. Le profil de raie résultant d'un Fabry-Perot (FP) est la convolution de la fonction de l'appareil de type Airy, avec celle de la raie d'émission de type gaussienne. La raie d'émission est de type gaussienne puisque l'agitation thermique domine dans le gaz. La convolution de la raie devrait s'apparenter à un profil de Voigt, soit un profil qui ressemble à celui d'une gaussienne mais dont les ailes sont plus larges.

Dans cet ouvrage, nous avons approximé au premier ordre que le profil convolué de la raie est une gaussienne. Nous allons démontrer dans la présente section que ce choix était judicieux. Nous allons comparer l'ajustement de la raie avec un profil gaussien et un profil de type Lorentz à l'aide d'une analyse par χ^2 . Pour une même hauteur maximale et position de la raie, un profil de Lorentz contient des ailes plus larges que le profil gaussien (voir Fig. 11). Nous verrons que le profil gaussien s'ajuste considérablement mieux au profil convolué observé. Il semble donc que même si le profil observé résulte d'une convolution, la fonction de l'appareil ne modifie pas de manière importante le profil observé.

Nous avons effectué un ajustement automatique à un profil gaussien et un profil de Lorentz sur les données de NGC 253. À partir de ces données, nous illustrons à la Fig. 12 les résultats pour plusieurs pixels. Les points en forme d'étoiles représentent les

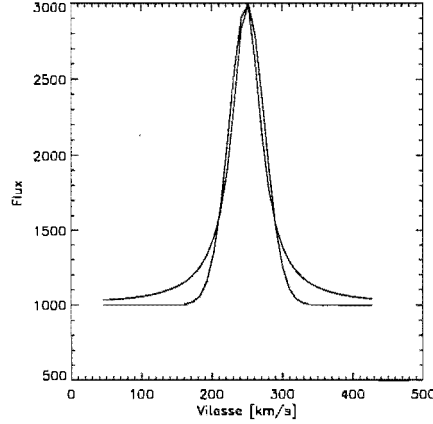


Figure 11: Graphique illustrant un profil gaussien (bleu) et un profil de Lorentz (rouge). Les deux courbes ont été tracées en utilisant la définition de l'Éq. A.1 et l'Éq. A.3, avec la même position centrale de la raie (v_0), le même niveau de continuum (B_0) et la même intensité maximale du profil (I_0). La dispersion des profils est de 25 km s^{-1} pour la gaussienne (σ) et de 50.0 km s^{-1} pour la lorentzienne (γ).

données, le trait en bleu représente un profil gaussien et le trait en rouge représente un profil de Lorentz. Les quatre premiers cadrans illustrent les mêmes pixels rencontrés dans la section de la comparaison entre la méthode du barycentre et celle du profil gaussien à la Fig. 9 (voir Chap. 2).

$$f(x) = B_0 + I_0 e^{-\left(\frac{x - v_0}{2\sigma}\right)^2} \quad (\text{A.1})$$

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \quad (\text{A.2})$$

$$f(x) = B_0 + \frac{(\gamma^2 * I_0)}{4} \frac{1}{\left(\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 + (x - v_0)^2\right)} \quad (\text{A.3})$$

$$\chi^2 = \sum \left(\frac{f_a - f_0}{\text{bruit}} \right)^2 \quad (\text{A.4})$$

$$\chi_r^2 = \sum \left(\frac{f_a - f_0}{\text{bruit}} \right)^2 / (Np - nd) \quad (\text{A.5})$$

La Fig. 12 montre l'ajustement de type gaussien et de type Lorentz. Le profil gaussien est défini par l'Éq. A.1, où B_0 est le continuum, I_0 est l'intensité maximale, v_0 est la position centrale et σ est la dispersion. Le profil de Lorentz est défini par l'Éq. A.3, où B_0 est le continuum, I_0 est l'intensité maximale, v_0 est la position centrale

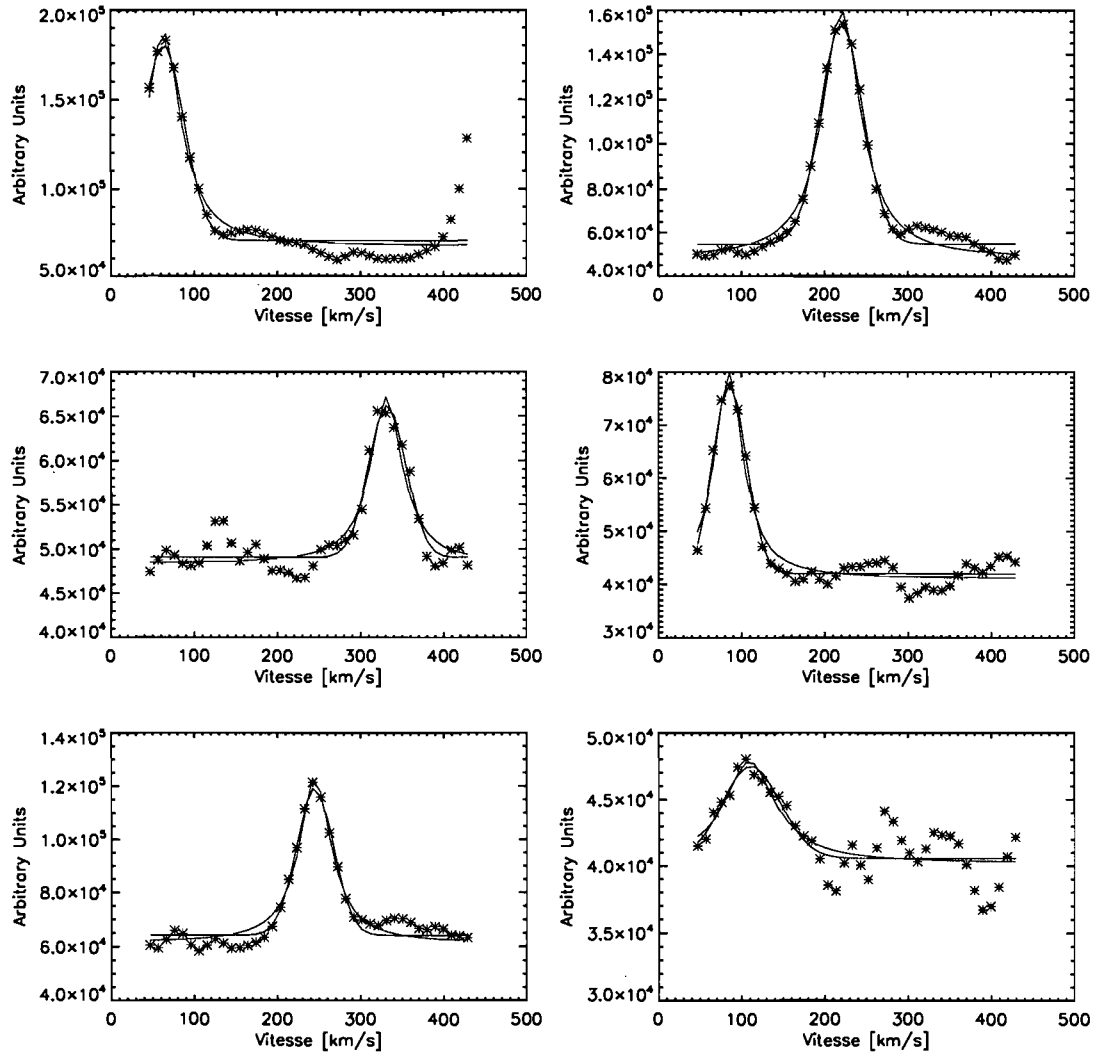


Figure 12: Figure illustrant l'ajustement automatique d'un profil gaussien (bleu) et d'un profil de Lorentz (rouge) sur les observations (points étoilés). Les quatre premiers cadrans (2 premières lignes) représentent les mêmes pixels que la Fig. 9 du Chap. 2. Les deux derniers ont été pris au hasard dans le cube de données.

et γ est la largeur à mi-hauteur. Les deux profils s'ajustent de manière très semblable afin de trouver la hauteur et la position de la raie. Cependant, il est apparent que les ailes de la raie de type Lorentz ne suivent pas bien l'allure de la raie observée. La raie gaussienne permet de mieux ajuster les ailes de la raie observée.

Le Tableau II montre les valeurs de Chi-carré calculées des six profils de la Fig. 12. Le Chi-carré se calcule avec la formule de l'Éq. A.4 (voir Bevington & Robinson

2003, où f_a est la valeur du profil ajusté, f_o est la valeur de profil observé, et *bruit* est la dispersion du continuum. La somme se fait dans un domaine de $\pm 3\sigma$, où σ est la dispersion du profil gaussien. Cette dispersion est reliée à la largeur à mi-hauteur du profil gaussien par l'Éq. A.2. La dispersion du profil de Lorentz, γ , est équivalente à la largeur à mi-hauteur. Nous avons choisi un intervalle de $\pm 3\sigma$ puisqu'il permet de bien encercler la raie sans trop empiéter sur le continu où le bruit devient important. De plus, nous avons vu que choisir la dispersion du profil gaussien, σ , ou celle équivalente du profil de Lorentz, $\gamma/2$, donnait des résultats très semblables. Le Chi-carré réduit se calcule avec la formule de l'Éq. A.5, où Np est le nombre de points de notre intervalle et nd est le nombre de degrés de libertés. Dans notre cas, nous avons ajusté nos profils en laissant varier quatre paramètres, soit le continuum, la hauteur maximale et la position de la raie, ainsi que sa dispersion. Le nombre de degrés de liberté est donc de quatre pour les deux profils. Le Tableau II montre que dans cinq sur six des cas, le Chi-carré du profil gaussien est plus petit que celui du profil de Lorentz. Un plus petit Chi-carré signifie un meilleur ajustement. Le profil gaussien ajuste donc en grande majorité mieux les profils de raies observés.

Un Chi-carré réduit dont la valeur est l'unité signifie que l'ajustement est une bonne approximation du profil observé. Plus la valeur du Chi-carré réduit augmente, moins l'ajustement est adéquat. Les deux ajustements permettent d'obtenir un Chi-carré réduit dont la valeur tourne autour de l'unité. Cependant, nous voyons à nouveau que dans cinq cas sur six, le Chi-carré réduit du profil gaussien est plus petit que celui du profil de Lorentz.

Nous avons aussi comparé l'ajustement de type gaussien à celui de type Lorentz sur l'ensemble de la galaxie NGC 253. Pour ce faire, nous avons ajusté un profil gaussien et un profil de Lorentz sur la totalité du cube de données. Nous avons ensuite masqué le cube pour ne laisser que les régions avec fort Signal sur Bruit (S/B). Le reste constitue les régions du Gaz Ionisé Diffus (DIG) que nous avons analysé avec la méthode de la pointe de tarte (voir Chap. 2). Nous calculons à partir de ceci le Chi-carré moyen sur l'ensemble du cube pour les deux ajustements (voir Le Tableau II). Nous obtenons un Chi-carré moyen de 10.63 pour l'ajustement gaussien et un de

Étude de χ^2 - Ajustement Gaussien et de Lorentz

| | $\chi^2_{gaussien}$ | $\chi^2_{Lorentz}$ | $\chi^2_{r\,gaussien}$ | $\chi^2_{r\,Lorentz}$ | # Points |
|----------|---------------------|--------------------|------------------------|-----------------------|----------|
| Profil 1 | 1.27 | 7.04 | 0.21 | 1.17 | 10 |
| Profil 2 | 6.23 | 6.43 | 0.52 | 0.54 | 16 |
| Profil 3 | 17.88 | 22.16 | 1.79 | 2.22 | 14 |
| Profil 4 | 0.71 | 12.72 | 0.10 | 1.82 | 11 |
| Profil 5 | 11.88 | 11.00 | 1.32 | 1.22 | 13 |
| Profil 6 | 4.47 | 6.55 | 0.32 | 0.47 | 18 |
| NGC 253 | 10.63 | 15.18 | 1.37 | 2.67 | |

Table II: Tableau illustrant les valeurs de χ^2 et de χ^2_{reduit} pour l'ajustement gaussien et de Lorentz. La première colonne réfère au profil étudié. Les six premiers profils proviennent de la Fig. 12 : Profil 1 est celui du cadran supérieur-gauche de la Fig. 12; Profil 2 est celui du cadran supérieur-droit de la Fig. 12; Profil 3 est celui du cadran du milieu-gauche de la Fig. 12; et ainsi de suite. Le profil NGC 253 réfère aux résultats moyens de la galaxie. En tout, 34048 profils ont été ajustés pour la galaxie. Les colonnes intermédiaires montrent les résultats des χ^2 et de χ^2_{reduit} . Les valeurs de χ^2 et de χ^2_{reduit} se calculent dans l'intervalle contenant la raie. La dernière colonne indique le nombre de points pour cet intervalle.

15.18 pour l'ajustement de Lorentz. Ainsi, la différence d'un facteur d'environ 1.42 démontre qu'il est plus judicieux de choisir un ajustement gaussien pour les données. Il semble donc que même si le profil observé résulte d'une convolution, la fonction de l'appareil ne modifie pas de manière importante le profil observé puisque l'apparence du profil gaussien domine.

Annexe B

Les rayons cosmiques

Les rayons cosmiques ont été soustraits à l'aide d'une routine automatique de ASTROIDL, soit la routine CR_REJECT (<http://idlastro.gsfc.nasa.gov/contents.html>). Cette routine soustrait les rayons cosmiques en identifiant les pixels contaminés et en les remplaçant avec un ciel médian entourant le rayon cosmique à l'aide de deux, ou plus de deux, images de références. Elle s'applique au début de la réduction des données, juste avant d'obtenir le cube de données calibré en longueur d'onde. Des observations de type Fabry-Perot (FPs) consistent en plusieurs cycles, pour lequel chaque cycle est réparti en plusieurs canaux. Chaque canal couvre une petite gamme de longueur d'ondes. Dans notre cas, chaque cycle a été balayé pour un total de quarante canaux, soit un total de 8.57 Å. La routine CR_REJECT est donc adéquate pour les données de type Fabry-Perot puisque la soustraction des rayons cosmiques peut se faire en utilisant les quarante images d'un même cycle (quarante canaux) comme images de référence.

Les rayons cosmiques d'un L3CCD ont la caractéristique d'être étalés selon l'horizontale et dans la même direction (vers la droite) sur plus d'une dizaine de pixels (voir image du haut de la Fig. 13). Leur ressemblance (étalés dans la même direction) laisse croire qu'il s'agit plutôt d'un artefact de la caméra, mais il s'agit bien de rayons cosmiques. La configuration utilisée dans cet ouvrage consistait à récolter le signal en mode intégration. Un rayon cosmique peut donc se voir amplifier de manière

considérable, tout en contaminant de manière importante le signal de la galaxie. Il est donc important de bien les soustraire du cube d'observation.

Lors de la réduction de données, nous avons remarqué que la routine avait beaucoup de difficulté à calculer le ciel médian entourant le rayon cosmique, notamment dans le cas de NGC 247 qui est la galaxie à plus faible signal. Lorsque la routine n'arrive pas à déterminer le ciel médian, elle soustrait les rayons cosmiques en utilisant une méthode secondaire de type *sigma clipping*. Après analyse du problème, il semblerait que les instruments de type L3CCD en mode intégration en général rendent la soustraction des rayons cosmiques plus difficile dans le cas où la galaxie a une faible brillance de surface. Plus d'études sur la source précise de ce problème au niveau instrumental sont nécessaire avant de conclure davantage.

Pour remédier au problème, nous avons essayé plusieurs méthodes. Une des méthodes consistait à utiliser un programme spécialisé pour soustraire les rayons cosmiques créé par Maxime Charlebois de l'Université Laval. Malheureusement, cette méthode ne permettait pas de meilleurs résultats pour nos données (voir Fig. 14). En effet, l'image du centre montre toujours la présence de résidus de rayons cosmiques. La technique permet donc d'identifier les rayons cosmiques, mais ne les soustrait pas de manière complète puisqu'il reste des résidus.

Nous sommes parvenus à la conclusion que la meilleure solution était d'utiliser toujours la routine CR_REJECT de ASTROLIB, mais de modifier les paramètres d'entrée. Plusieurs tentatives ont été nécessaires avant d'arriver à la conclusion suivante. La première estimation du ciel se fait par défaut en utilisant une méthode de type *sigma clipping* dont les valeurs de σ sont de 8, 6, et 4. Nous avons modifié ces paramètres en spécifiant les valeurs de σ à 8, 6, 4 et 3, afin d'estimer plus facilement la valeur initiale du ciel médian. La routine demande aussi de spécifier un bruit de lecture par pixel en unités de *Data Number* (DN), un taux de comptage du fichier *dark* en DN/s, un gain d'électrons en DN et un coefficient multiplicatif d'un des fichiers *gains* (voir <http://idlastro.gsfc.nasa.gov/contents.html> pour plus de détails). Les valeurs qui permettaient le mieux de corriger pour les rayons cosmiques sont respectivement de 3.0 DN pour le bruit de lecture, de 0.0 DN/s pour le taux de comptage, de 1.0 DN

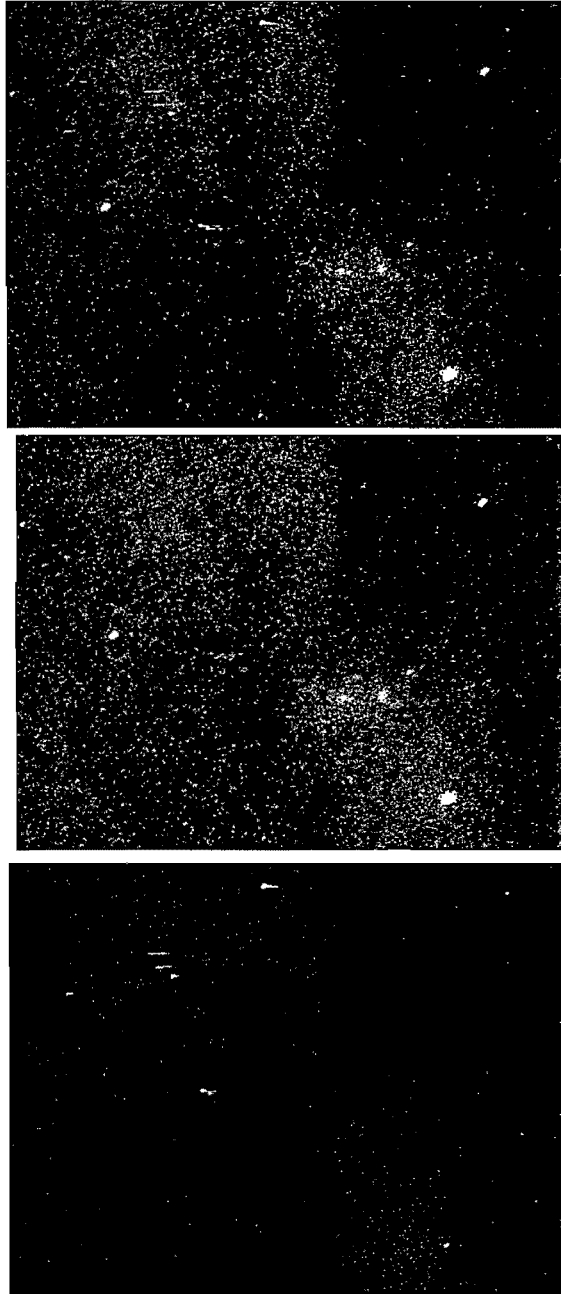


Figure 13: Images illustrant la technique utilisée pour soustraire les rayons cosmiques. a) L'image du haut représente un canal d'un cycle de NGC 247 pour lequel aucune correction n'a été appliquée. b) L'image du centre est le même canal, mais pour lequel la correction des rayons cosmiques avec la routine CR_REJECT a été appliquée. c) L'image du bas représente la soustraction de l'image du haut avec l'image du centre, afin d'illustrer les rayons cosmiques qui ont été soustraits.

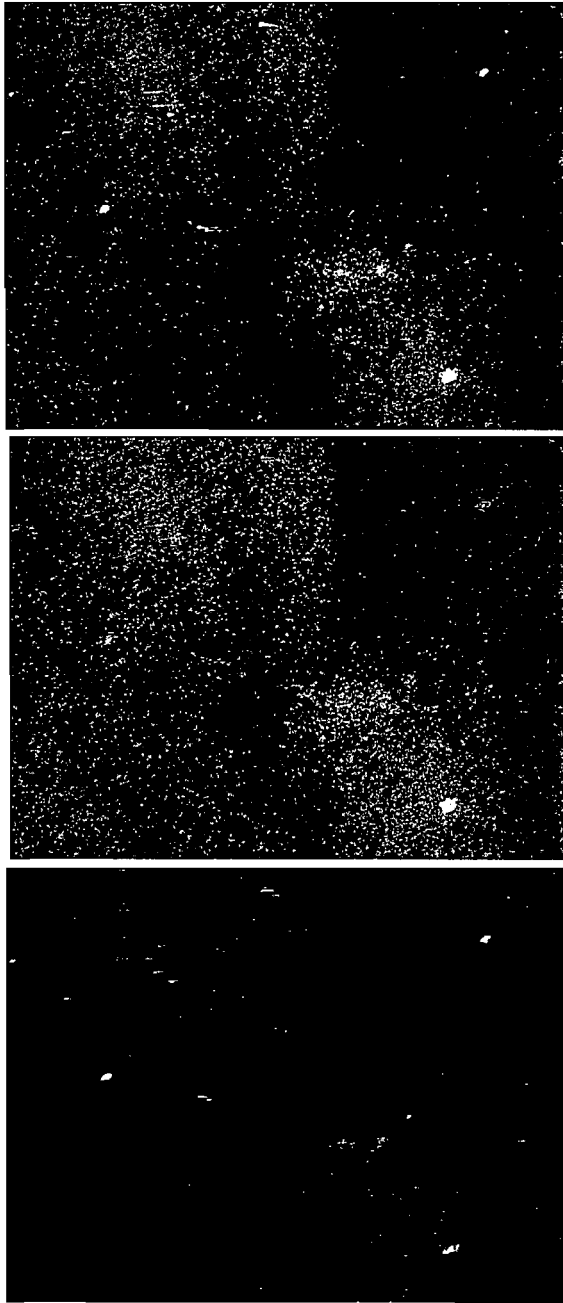


Figure 14: Images illustrant la technique utilisée pour soustraire les rayons cosmiques de Maxime Charlebois. Il s'agit du même canal et du même cycle de NGC 247 que la Fig. 13. a) L'image du haut représente le canal du cycle de NGC 247 pour lequel aucune correction n'a été appliquée. b) L'image du centre a été corrigée pour les rayons cosmiques avec la routine de Maxime Charlebois. c) L'image du bas représente la soustraction de l'image du haut avec l'image du centre, afin d'illustrer les rayons cosmiques qui ont été soustraits. Cette technique ne permet pas de bien soustraire les rayons cosmiques pour nos observations puisque plusieurs demeurent apparents (voir image du centre).

pour le gain d'électrons et de 1.0 pour le coefficient multiplicatif.

La Fig. 13 illustre les résultats de cette méthode. L'image du centre de la Fig. 13 montre l'exemple d'un canal de cube de données pour lequel la méthode mentionnée ci-dessous a été appliquée. L'image du haut de la Fig. 13 montre le même canal du cube avant la soustraction des rayons cosmiques. L'image du bas de la Fig. 13 montre la soustraction des deux images précédentes. Nous voyons à partir de l'image du centre et celle du bas que les rayons cosmiques sont bien identifiés et bien soustraits de l'image.

Annexe C

Méthode générale - Calibration en Flux

C.1 Calibration en flux : Correction pour les inhomogénéités

Nous avons réussi à faire une première tentative de calibration en flux pour les données de cet ouvrage. La méthode utilisée est décrite au Chap. 2. Dans la présente section, nous aborderons les moyens qui aurait pu être utilisés pour améliorer la calibration. Il existe plusieurs sources d'inhomogénéités dans les cubes de données, notamment dues à la nature tri-dimensionnelle des Fabry-Perot. Afin d'obtenir la meilleure calibration en flux possible, il faudrait, en principe, tenir compte de toutes ces inhomogénéités. La liste ci-dessous résume les sources d'inhomogénéités possibles pour un montage de type Fabry-Perot.

1. Dépendance de la réponse du filtre sur la longueur d'onde, sur la température, et sur le pixel de l'image.
2. Dépendance de la réponse de l'étalon sur la longueur d'onde et sur le pixel de l'image.

3. Dépendance de la réponse du CCD sur le pixel de l'image.

Un *flat* en deux dimensions pris avec l'étalon, le filtre et le CCD mis en place permet de compenser pour les inhomogénéités spatiales (2D) de pixel en pixel. Cette étape a été appliquée pour les données de cet ouvrage. De plus, nous avons corrigé pour la dépendance du filtre sur la longueur d'onde et la température en déconvoluant le profil d'émission avec une température moyenne d'observation. Cependant, ces deux moyens ne permettent que de corriger *adéquatement* pour la troisième source, la dépendance de la réponse du CCD de pixel en pixel.

En effet, puisque le tout en est trois dimensions, certaines sources d'inhomogénéités peuvent être couplées ensembles. La réponse du filtre varie selon la longueur d'onde, mais la réponse du filtre à chaque canal peut elle-même varier de pixel en pixel. Ainsi, un *flat* sommé en deux-dimensions ne permet pas de corriger pour la réponse du filtre en fonction du canal et du pixel de manière couplée. Il en va de même pour la réponse de l'étalon qui peut dépendre de l'emplacement sur l'image (de pixel en pixel), mais aussi du canal de manière simultanée. Puisque les Fabry-Perot permettent d'obtenir des images en trois dimensions, les inhomogénéités doivent aussi être considérées dans un espace à trois dimensions.

Nous avons grandement discuté sur ce point avec Oliver Daigle et concluons que la meilleure manière de corriger pour toutes ces inhomogénéités est d'utiliser ce qu'on nommera un cube de *flat*. Ce dernier permettra de corriger pour tous les couplages possibles en trois dimensions. Pour faire ceci, il faudra créer une banque de données qui pourra être utilisée pour les futures missions d'observation. Celle-ci est valable pour un même observatoire, et pour un filtre seulement. Les procédures pour obtenir ces données dans le cas d'un CCD de 512 par 512 pixels, sont les suivantes :

1. Un cube en trois dimensions doit être obtenu avec l'étalon et le filtre mis en place. Une source monochromatique éclaire le tout. Il s'agit d'un cube de dimension

512 par 512, et sur une gamme de longueur d'onde équivalente à la bande passante du filtre.

2. Un deuxième cube, pareil au précédent, doit être obtenu cette fois-ci sans filtre et sans étalon.

3. La source monochromatique n'étant pas homogène spatialement, il est nécessaire d'obtenir ces deux derniers cubes. La différence des deux permet d'enlever la dépendance spatiale de la source.

4. Après normalisation, ceci permet d'obtenir un cube de *flat* tri-dimensionnelle qui contient la dépendance spatiale et spectrale de l'étalon et du filtre, mais aussi la dépendance spatiale du CCD.

5. Il ne reste que la dépendance du filtre sur la température. Pour faire ceci, une banque de données doit être créée. Les étapes de 1 à 4 doivent être répétées pour tous les milieux de températures possibles, soit sur un intervalle de $\sim -20^{\circ}\text{C}$ à $\sim 30^{\circ}\text{C}$, avec un pas de $\sim 5^{\circ}\text{C}$.

De plus, ces étapes doivent être répétées pour chacun des filtres, à chaque année. La réponse du filtre peut varier d'année en année et causer le filtre à *déplacer* vers le bleu. Dans le cas du 3D NTT au Chili, qui aura l'option d'avoir un ou deux étalons mis en place, il faudra répéter ces étapes pour chacune des combinaisons possibles : avec un seul étalon, les deux ou aucun. Pour faciliter la réduction de données, un cube de *flat* moyen, valable pour chaque nuit d'observation pourrait être obtenu. Il s'agirait d'un cube de *flat* moyenné sur la variation de température de la nuit. Il faut bien noter qu'il ne s'agit pas de prendre la température moyenne de la nuit, mais plutôt la moyenne de tous les cubes de *flat* sur l'intervalle de température.

Il est aussi important de noter que la façon la plus adéquate de corriger pour la réponse du filtre en fonction de la longueur d'onde est de distinguer le signal du

continuum de celui des raies d'émissions (ciel et objets). Sans faire ceci, le profil corrigé devient incliné, ce qui ne reflète pas la réalité. Il faudrait en principe prendre le profil de chaque pixel, distinguer le continu des raies d'émissions, et appliquer de manière monochromatique la dépendance du filtre sur le continuum. Ainsi, en considérant que le continuum est monochromatique, après la correction, il demeure constant et n'est pas incliné. Cette méthode qui corrige plus adéquatement pour la réponse du filtre demeure à être vérifiée. En effet, ceci risque d'être difficile dans le cas d'objets peu brillants puisqu'il serait difficile de distinguer l'émission du continuum de celui des raies. Ce type de correction pour la réponse du filtre en fonction de la longueur d'onde n'a pas été appliqué pour les données de cet ouvrage, puisqu'elle reste à être testée avec des objets plus brillants avant de pouvoir l'appliquer à l'ensemble des observations.

C.2 Calibration en flux : paramètres

C.2.1 Coefficient d'extinction

Dans cet ouvrage, un des objectifs était de vérifier si l'extraction du coefficient d'extinction était possible à partir des observations dans le cas des données de type Fabry-Perot. Malheureusement, les observations de NGC 253, NGC 300 et NGC 247 ne permettaient pas d'extraire le coefficient, comme nous l'avons expliqué au Chap. 2.

Néanmoins, une mission à l'Observatoire du Mont-Mégantic a eu lieu du 21 mai 2009 au 1er juin 2009 avec comme objectif de retenter l'extraction du coefficient. La nouvelle caméra CCCP d'Olivier Daigle qui permet un réglage précis du gain a été utilisée. Ainsi, il a été possible d'observer de manière précise une nébuleuse planétaire sans saturer l'image. La nébuleuse NGC 6826 a été observée au cours de la nuit du 25 mai. Le filtre interférentiel utilisé avait une longueur d'onde centrale de $\lambda_c=6565.0$ Å, et une largeur de FWHM = 15 Å. Sa transmission maximale était de $\sim 80\%$ à une température de référence de 20°C. L'ordre interférentiel du FP était de $p = 765$

à $H\alpha$, pour un intervalle spectrale libre (FSR) de 8.58 \AA . La finesse moyenne durant les observations était de 17.55, ainsi la résolution spectrale de l'étalon était d'environ 0.49 \AA ($\Delta\lambda = \frac{FSR(\text{\AA})}{Finesse}$). Les données ont été balayées à travers le FSR en 48 canaux, chaque canal ayant une largeur de 0.18 \AA . La constante de Queensgate était d'environ 9.51. La calibration en longueur d'onde a été faite par observation d'une lampe de néon (Ne) utilisant la raie à 6598.95 \AA . De plus, la nébuleuse a été observée le plus précisément possible au même endroit du CCD. Une correction pour les rayons cosmiques, et par un *flat* en 2D, a été appliquée. Le profil de la raie d'émission était si précise et si forte qu'il n'a pas été nécessaire de corriger pour le ciel ni les ghosts. Ensuite, le profil de la raie a été ajustée par une gaussienne et intégrée. Ceci a permis d'obtenir un graphique du nombre de comptes en fonction la masse d'air, qui comme il a été expliqué au Chap. 2, permet d'extraire le coefficient d'extinction. Ce dernier s'avère à être la pente de la droite observée sur le graphique de 2.5 fois le logarithme du nombre de comptes en fonction de la masse d'air. La Fig. 15 illustre ce graphique. Cette figure montre une décroissance linéaire apparente. *Ce graphique démontre donc qu'il est possible d'extraire de manière très précise le coefficient d'extinction avec les observations de type Fabry-Perot.* La valeur extraite pour la pente et donc le coefficient d'extinction est de 0.10 mag/airmass pour la raie $H\alpha$ à l'Observatoire du Mont-Mégantic. Nous pouvons d'ailleurs comparer avec le coefficient d'extinction en $H\alpha$ avec celui d'autres observatoires qui sont à une latitude et une longitude semblables. Selon le KPNO (Kitt Peak National Laboratory), le coefficient d'extinction dans le visible devrait être compris entre 0.081 et 0.256, soit autour d'une moyenne de 0.162 ± 0.040 , ce qui concorde très bien avec notre valeur.

C.2.2 Facteur de conversion

Une fois que le nombre de comptes est corrigé pour la dépendance sur la masse d'air, il s'agit de convertir ce vraie nombre de comptes en unité de flux. Pour faire cela, nous pouvons procéder de la façon abordée au Chap. 2 à l'aide d'un catalogue de la raie $H\alpha$. Ainsi, la valeur calibrée en flux pour la raie $H\alpha$ intégrée de l'objet peut être connue grâce à ce catalogue, et un facteur de conversion propre à chaque objet

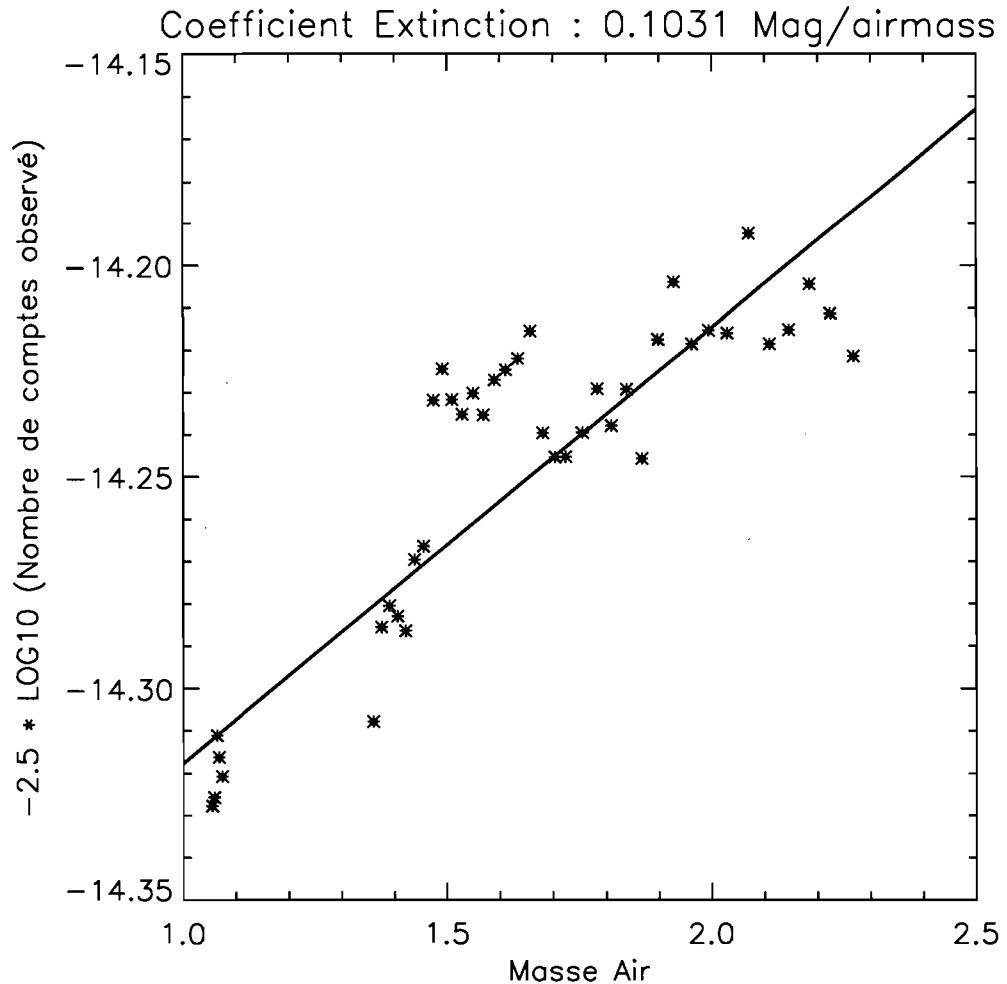


Figure 15: Graphique illustrant le coefficient d'extinction en $H\alpha$ pour l'Observatoire du Mont-Mégantic. Il s'agit du graphique du logarithme du nombre de comptes observé (à un facteur 2.5 près) pour la nébuleuse planétaire NGC 6826 en fonction de la masse d'air. La pente du graphique donne donc le coefficient d'extinction, soit 0.10 mag / airmass.

peut être déterminé. Il s'agit donc de déterminer la valeur du coefficient qui ajuste le mieux le nombre de comptes au flux calibré. Néanmoins, l'utilisation de catalogues ne permet d'obtenir qu'une première approximation du facteur de conversion. En effet, l'incertitude sur la calibration de ces catalogues peut être importante. Pour faire une calibration de fine pointe, il est préférable d'utiliser des étoiles standards qui ont des valeurs de flux publiées très précises. Cependant, des étoiles qui *émettent* du $H\alpha$ sont rares, d'autant plus des *standards* avec des raies d'émissions $H\alpha$. La plupart montre

des raies d'absorptions $H\alpha$. Cependant, les Fabry-Perot ne sont pas conçus à la base pour mesurer de l'absorption et cela demeure à être vérifié avant de pouvoir se servir de l'absorption pour calibrer en flux.

La calibration du continuum à partir d'étoiles standards n'est d'ailleurs pas appropriée pour les données de type Fabry-Perot puisque le continuum observé dans les observations Fabry-Perot sont souvent le résultat d'une somme de sauts d'interfrange. La seule façon adéquate de déterminer le facteur de conversion pour les données Fabry-Perot est de calibrer à l'aide des raies d'émissions.

Une autre approche serait donc d'utiliser des régions HII calibrées. Il faut cependant que la région HII soit assez brillante pour avoir un S/B élevé et qu'elle permette d'obtenir un facteur de conversion précis. De plus, les régions HII sont un peu plus difficile à analyser puisqu'il est difficile de définir de façon unanime l'extension des régions HII. Les régions du HII sont souvent entourées de gaz diffus et la limite entre les deux n'est pas toujours facile à déterminer. Pour calibrer en flux à partir des régions HII, il faudrait donc utiliser des valeurs publiées qui indiquent la grandeur angulaire de chacune des régions dans la publication. Pour les futures missions, nous avons néanmoins trouvé les articles ci-dessous qui pourraient être utilisés pour la calibration en flux.

1. Catalogue de la raie $H\alpha$ pour l'hémisphère sud : Southern H-Alpha Sky Survey Atlas (SHASSA), qui utilise une caméra robotique installée au Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) au Chili, <http://amundsen.swarthmore.edu/SHASSA/>; Super-COSMOS H-alpha Survey (SHS), qui utilise souvent des télescopes Schmidt à grand champ, <http://www-wfau.roe.ac.uk/sss/halpha/>.

2. Catalogue de la raie $H\alpha$ pour l'hémisphère nord : INT/WFC Photometric $H\alpha$ Survey of the Northern Galactic Plane (IPHAS), avec le Wide Field Camera (WFC) au 2.5 mètre du Isaac Newton Telescope (INT), <http://www.iphas.org/>; Wisconsin H-Alpha Mapper (WHAM), qui utilise un observatoire dédié pour cette étude à Kitt

Peak, Arizona, <http://www.astro.wisc.edu/wham/>.

3. Étoiles standards qui émettent du $H\alpha$: Massey et al. (2007), article dédié à l'étude d'étoiles qui émettent du $H\alpha$ dans le groupe local de galaxies.

4. Étoiles standards qui montrent de l'absorption en $H\alpha$: Montes et al. (1996), article dédié à l'étude spectrale d'étoiles, <http://www.ucm.es/info/Astrof/fgkmsl/fgkmsl.html>.

5. Régions HII qui émettent du $H\alpha$ dans l'hémisphère nord : M33, voisine de la galaxie d'Andromède, voir l'article Blaha et al. (2007) pour un relevé en $H\alpha$ de la galaxie ; M31, galaxie d'Andromède, voir l'article de Pellet et al. (1978) pour un catalogue détaillé des régions HII de la galaxie.

6. Régions HII qui émettent du $H\alpha$ dans l'hémisphère sud : les nuages de Magellan, voir l'article de Kennicutt & Hodge (1986) pour un relevé des régions HII.

Annexe D

Article de la galaxie NGC 7793

DEEP FABRY-PEROT H α OBSERVATIONS OF NGC 7793: A VERY EXTENDED H α DISK AND A TRULY DECLINING ROTATION CURVEI. DICAIRE¹, C. CARIGNAN¹, P. AMRAM², M. MARCELIN², J. HLAVACEK-LARRONDO¹, M.-M. DE DENUS-BAILLARGEON¹, O. DAIGLE^{1,2}, AND O. HERNANDEZ¹¹ Laboratoire d'Astrophysique Expérimentale, Département de physique, Université de Montréal, C. P. 6128, Succ. centre-ville, Montréal, Qué. H3C 3J7, Canada² Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Observatoire Astronomique Marseille Provence, Université de Provence & CNRS, 2 place Le Verrier, F-13248 Marseille CEDEX 04, France

Received 2007 October 7; accepted 2008 February 13; published 2008 May 1

ABSTRACT

Deep H α observations of the Sculptor Group galaxy NGC 7793 were obtained on the ESO 3.60 m and the Marseille 36 cm telescopes at La Silla, Chile. H α emission is detected all the way to the edge of the H I disk, making the H II disk of NGC 7793 one of the largest ever observed in a quiet non-active galactic nucleus (AGN) late-type system. Even in the very outer parts, the H II ionizing sources are probably mainly internal (massive stars in the disk) with an unlikely contribution from the extragalactic ionizing background. The H α kinematics confirms what had already been seen with the H I observations: NGC 7793 has a truly declining rotation curve. However, the decline is not Keplerian and a dark halo is still needed to explain the rotation velocities in the outer parts.

Key words: galaxies: individual (NGC 7793) – galaxies: ISM – galaxies: kinematics and dynamics – instrumentation: interferometers – techniques: radial velocities

1. INTRODUCTION

NGC 7793 is one of the five bright members of the classical Sculptor Group along with NGC 55, NGC 247, NGC 253, and NGC 300. Sculptor is the closest group of galaxies outside the Local Group. It covers an area of $\sim 20^\circ$ in diameter centered on the constellation Sculptor at $\alpha = 0^h 30^m$ and $\delta = -30^\circ$ (de Vaucouleurs 1959). However, it is still debated whether Sculptor is really a group. Karachentsev et al. (2003) suggest instead that it may be a part of a filament that extends along the line of sight from the Local Group out to ~ 5 Mpc.

The optical parameters of NGC 7793 are summarized in Table 1. It is a typical Sd galaxy with a very tiny bulge and a filamentary spiral structure (see Figures 1 and 2). It is an intrinsically small system with an exponential scale length $\alpha^{-1} \simeq 1$ kpc. For this study, a distance of 3.38 Mpc (Puche & Carignan 1988) is adopted, based on numerous distance indicators. However, somewhat larger distances of e.g. 3.82 (Karachentsev et al. 2003) and 3.91 Mpc (Karachentsev 2005) have also been suggested. For our adopted distance, NGC 7793 has an absolute B magnitude of -18.3 for a total blue luminosity of $\sim 3.1 \times 10^9 L_\odot$.

Previous kinematical studies of NGC 7793 were done in the optical, using Fabry-Perot (FB) interferometry by Davoust & de Vaucouleurs (1980). Their H α rotation curve (RC) extends to $\sim 4'$, which barely reaches the maximum velocity. Ten years later, deep Very Large Array (VLA) H I observations (13.5 h in C/D configuration) allowed one to derive the RC twice as far, out to $\sim 8'$ (Carignan & Puche 1990). A remarkable result of those H I observations was that, contrary to most spirals, the RC is not flat in the outer parts but appears to be declining ($\Delta V_{\text{rot}} \simeq 30 \text{ km s}^{-1}$ or 25% of V_{max} between the maximum velocity and the last point of the RC), even after a careful modeling (tilted-ring model) of the warp ($\Delta \text{PA} \simeq 20^\circ$) in the outer H I disk. While the RC is declining in the outer parts, it is less steep than a pure Keplerian decline and a dark halo is still needed to properly model the mass distribution.

Table 1
Optical Parameters of NGC 7793

| Parameter | Value | Reference |
|---|--|-----------|
| Morphological type | SA(s)d | a |
| R.A. (2000) | 23 ^h 57 ^m 49 ^s .5 | a |
| Decl. (2000) | -32° 35' 24" | a |
| Isophotal major diameter D_{25} | 10.1' | b |
| Holmberg radius R_{H0} | 6.1' | b |
| Exponential scale length α^{-1} , kpc | 1.1 | b |
| Axis ratio $q = b/a$ | 0.60 | b |
| Inclination ($q_0 = 0.12$), i | 53.7° | b |
| Position angle, PA | 279.3° | b |
| Corrected total B magnitude, $B_T^{0,i}$ ($A_B = 0.02$) | 9.33 | a,b |
| Adopted distance (Mpc) | 3.38 | c |
| | (1' = 0.98 kpc) | |
| Absolute B magnitude, $M_B^{0,i}$ | -18.31 | b |
| Total blue luminosity ($M_\odot = 5.43$), L_\odot | 3.1×10^9 | b |
| $(B - V)$ | 0.54 | a |

Notes.

a de Vaucouleurs et al. (1991).

b Carignan (1985a).

c Puche & Carignan (1988).

It would be interesting to be able to check the uniqueness of this RC with independent observations using a tracer other than H I. As we have seen, previous H α observations (Davoust & de Vaucouleurs 1980) only extend to $\sim 4'$ or 80% of the optical radius R_{25} . However, deep H α imaging with a 68 Å (FWHM) filter (Ferguson et al. 1996) showed that the diffuse ionized gas (DIG, also referred to as warm ionized medium (WIM)) component in NGC 7793 easily extended out to R_{25} . Thus, one of the main motivations of the observations presented in this paper was the hope to extend the H α kinematics, at least out to that point, in order to confirm (or not) the decline of the H I RC.

The other motivation was to try to detect the DIG component out to very low levels, if possible at radii larger than R_{25} . Large DIG components have been seen in nearby starburst and active galaxies (Veilleux et al. 2003) and can sometimes have sizes comparable to the H I component (see, e.g., NGC 1068), but

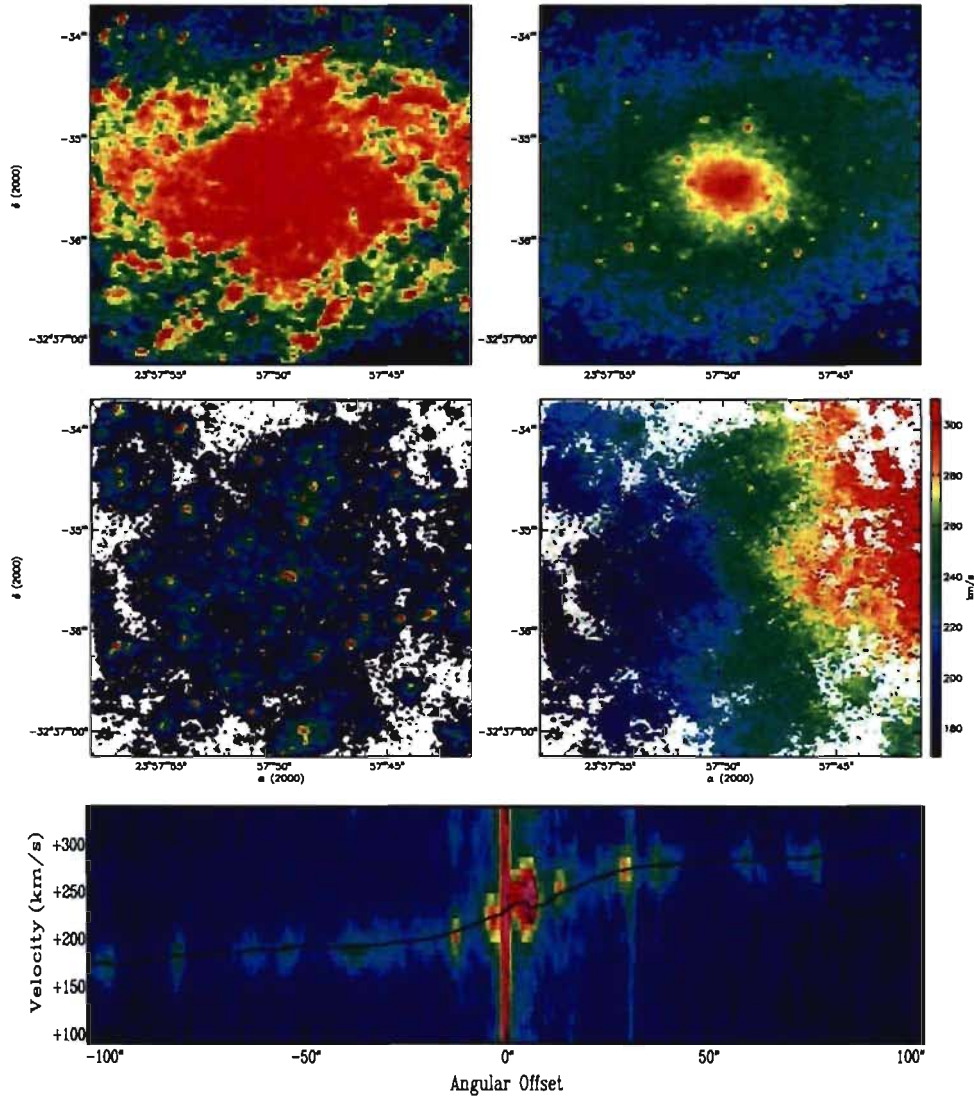


Figure 1. FB observations of NGC 7793 on the 3.60 m. Top left: DSS Blue Band image. Top right: *Spitzer* infrared array camera (IRAC) $3.6 \mu\text{m}$ image. Middle left: $\text{H}\alpha$ monochromatic image. Middle right: $\text{H}\alpha$ velocity field. Bottom: position-velocity (PV) diagram.

not much is known on the extent of the DIG component of quiet late-type systems. Comprehensive studies of the large-scale structure of DIG components have been done on edge-on systems (Rand et al. 1990; Dettmar & Schulz 1992; Veilleux et al. 1995), on selected small regions of M31 (Walterbos & Braun 1994), and on large samples (Kennicutt et al. 1995; Zurita et al. 2000; Thilker et al. 2002; Meurer et al. 2006; Oey et al. 2007).

Massive stars clearly provide the largest source of Lyman continuum (Lyc) photons in spiral galaxies; an issue concerns whether the bulk of these photons is deposited over localized regions, such as the Strömgren spheres which define H II regions, or whether a significant fraction can escape from the regions of recent star formation where they were created and thus ionize the interstellar medium over much larger scales (Ferguson

et al. 1996). The large-scale radial distribution of the DIG across galactic disks can provide stringent constraints on the source of its ionization. For example, if the number of Lyc photons produced in star-forming regions were the only factor responsible for producing the DIG, then the ionized gas distribution should follow very closely, both on small and large scales, the distribution of discrete H II regions. This addresses the possible internal sources of ionization.

However, if ionized gas is detected past the H I truncation edge (Corbelli et al. 1989; van Gorkom 1993), one possible explanation for that truncation could be that, at large radii, the thin H I disks get fully ionized by the metagalactic UV background, as discussed by Bland-Hawthorn et al. (1997). This is another incentive to try to push the detection of the diffuse $\text{H}\alpha$ as far out as possible. If $\text{H}\alpha$ could be detected

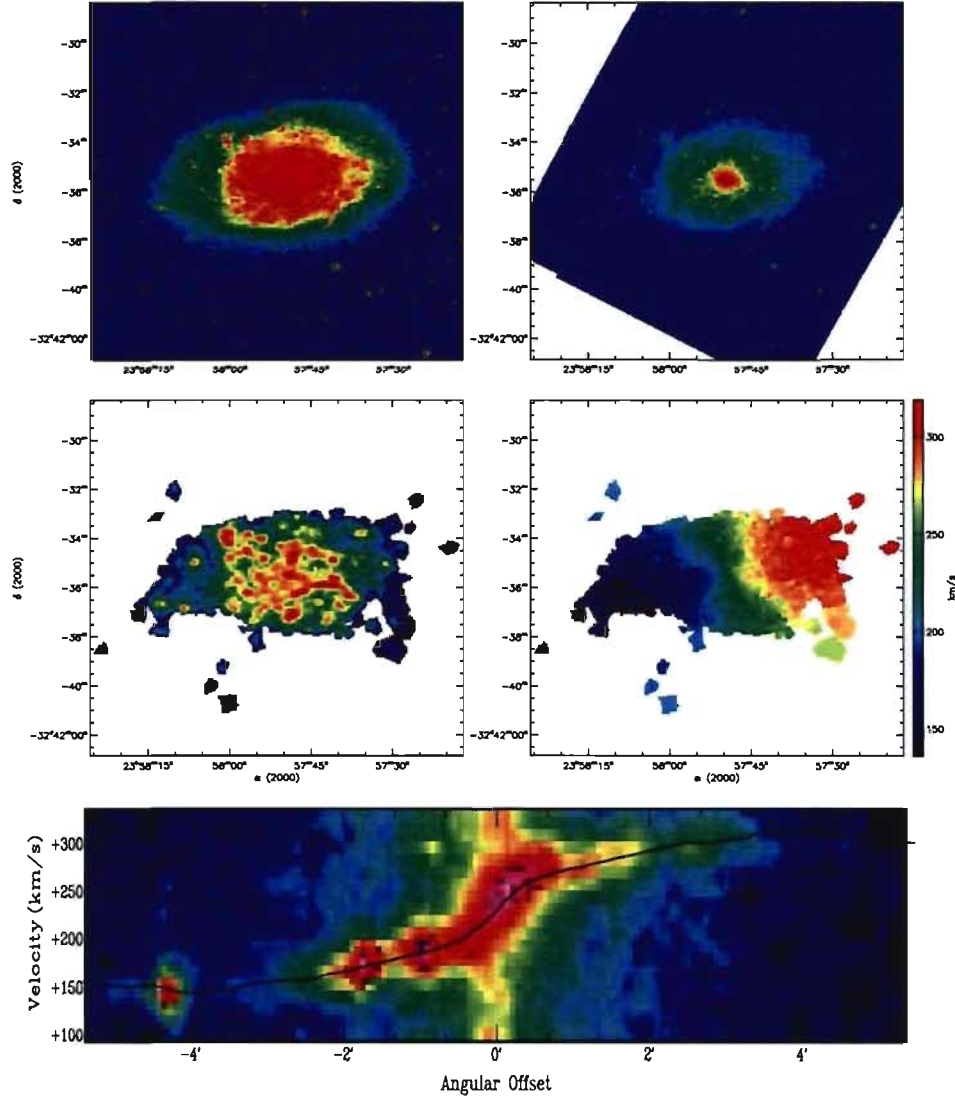


Figure 2. FB observations of NGC 7793 on the 36 cm. Top left: DSS Blue Band image. Top right: *Spitzer* IRAC 3.6 μm image. Middle left: $H\alpha$ monochromatic image. Middle right: $H\alpha$ velocity field. Bottom: PV diagram.

that far, it could even be used to put a limit on that UV background.

Section 2 will present the new FB $H\alpha$ observations and discuss data reduction while Section 3 will derive the kinematical parameters and the RCs. This will be followed in Section 4 by a study of the mass distribution and Section 5 will discuss the extent of the DIG. Finally, the principal results will be discussed in Section 6 and a summary and the main conclusions will be given in Section 7.

2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

The FP observations were obtained on the Marseille 36 cm (from 2005 October 27 to 2005 November 2) and on the ESO 3.6 m (2005 November 3) telescopes at La Silla, Chile,

using the photon-counting camera FaNT0mM (Gach et al. 2002; Hernandez et al. 2003). The same focal reducer, interference filter, FB etalon, and camera were used on both telescopes. The interference filter, with a peak transmission $T_{\text{max}} \sim 80\%$, was centered at $\lambda_c = 6563 \text{ \AA}$ and had a FWHM of 30.4 \AA . The interference order of the FB interferometer was $p = 765$ at $H\alpha$ for a free spectral range (FSR) of 8.6 \AA or $\sim 390 \text{ km s}^{-1}$. The mean *finesse* of the etalon was ~ 18.5 (resolution $\simeq 14,000$). The *finesse* is a dimensionless value expressing the spectral resolution of the etalon ($\Delta\lambda = \text{FSR}(\text{\AA})/\textit{finesse}$). The FSR was scanned in 60 channels in steps of 0.14 \AA . The photon-counting camera FaNT0mM is based on a Hamamatsu photocathode coupled with a Dalsa commercial CCD. The photocathode has a quantum efficiency of $\sim 23\%$ at $H\alpha$ and the CCD has $1024 \times 1024 \text{ } 12.5 \mu\text{m}$

square pixels. The CCD was operated in its low spatial resolution where pixels are binned 2×2 at 40 frames s^{-1} .

A photon-counting camera, such as FaNTOMM, is an essential tool for this kind of work. Its ability to rapidly scan the FP interferometer allows the photometric variations to be averaged out. For comparison, in CCD observations, each FP channel must be observed for at least five continuous minutes to prevent the read-out noise of the CCD from masking the weak galaxy's signal. This means that photometric conditions must not significantly change for ~ 5 h with CCD observations. In photon counting, channels are observed for 5–15 s and a complete cycle is obtained every 5–15 min. Many cycles are made during an observation and since the data are analyzed on-line, signal-to-noise ratio (S/N) estimations can be made throughout the observations and the observer can decide when to stop the integration. The wavelength calibration is done using a Ne lamp at 6598.95 Å. Since the calibration lamp is strong compared to the galaxies' fluxes, calibrations are done in analog mode (non-photon counting). Typically, calibration channels are integrated 1 s each, such that a whole calibration only takes 1 min.

The galaxy was observed for a total of 100 min on the 3.60 m (1.67 min per channel) and for 1200 min (20 min per channel) over four nights on the 36 cm telescope. Raw observational data consist of many data files that contain the photons' positions for every cycle per channel duo. With a cycling of 10 s integration time per channel, one file was created every 10 s. The different steps of the data reduction are as follows.

1. integration of raw data files into an interferogram data cube (3D data cube sliced for every FB channel);
2. phase correction of interferograms to create wavelength-sorted data cubes (3D data cube sliced for every wavelength interval);
3. Hanning spectral smoothing;
4. sky emission removal;
5. spatial binning/smoothing (e.g. adaptive binning);
6. radial velocity map extraction from emission line positions;
7. addition of astrometry information;
8. kinematical information extraction.

All the reduction was performed with IDL routines inspired by the ADHOCw reduction package (<http://www.oamp.fr/adhoc/adhocw.htm>). Details on the data reduction can be found in Hernandez et al. (2005), Chemin et al. (2006), and Daigle et al. (2006a) and the routines are available at <http://www.astro.umontreal.ca/~odaigle/reduction>. In particular, the way the profiles are found, the way the sky emission is subtracted, which is a crucial step when trying to detect very weak emission, and the way the data are smoothed using an adaptive smoothing technique are all described in detail in Daigle et al. (2006c).

A first attempt at detecting the DIG in the outer disk of NGC 7793 was done in 1993 October, during 13 observing nights, for a cumulative total exposure time of 64 h. The same instrumentation was used (36 cm telescope, focal reducer, interference filter, and interferometer), but the detector was different. This first data set was obtained with our old image photon-counting system (IPCS), a Thompson camera based on a Silicium Nocticon TV tube technology (Boulesteix et al. 1984). However, the camera used to obtain the data set presented in this paper used a new GaAs tube technology (Gach et al. 2002) and has a detective quantum efficiency $\sim 25\%$, at least four times larger than the old Thompson IPCS. Thus, this second run was

less time consuming (20 h instead of 64 h) for reaching a higher S/N. Moreover, the shortening of the individual elementary exposure time together with the diminution of the total observing time and better reduction software (Daigle et al. 2006c) allowed a better removal of the night sky lines which is critical at such a low signal level.

3. KINEMATICAL PARAMETERS AND ROTATION CURVES

In order to derive the RCs, one must find the set of orientation parameters (rotation center (x_0, y_0) , systemic velocity V_{sys} , inclination i , position angle PA of the major axis) that best represents the observed velocity fields, shown in Figures 1 and 2, at all radii. The data in an opening angle of 40° about the minor axis are excluded from the analysis to minimize errors due to deprojection effects. A cosine-weighting function (using the angle θ from the major axis) is used for the rest of the data, which gives maximum weighting on the major axis. The task *ROT CUR* in the reduction package GIPSY (Vogelaar & Terlouw 2001) is used to find those parameters.

Since they are correlated, the dynamical center and the systemic velocity are sought first, by keeping i and PA fixed (using the photometric values given in Table 1). We find that (x_0, y_0) corresponds to the optical center and that $V_{\text{sys}} = 238 \pm 3$ km s^{-1} for the 3.6 m and 230 ± 4 km s^{-1} for the 36 cm data. This can be compared to the Carignan & Puche (1990) H I global profile midpoint velocity of 230 ± 2 km s^{-1} and intensity-weighted mean velocity of 235 ± 4 km s^{-1} or to their systemic velocity derived in the same way from the H I velocity field of 227 ± 3 km s^{-1} . The agreement is very good considering that a slight zero-point shift can be expected since the calibration is done at the Ne wavelength and not at the observed wavelength.

The next step is to obtain a least-squares solution for i , PA, and V_{rot} in concentric annuli in the plane of the galaxy, by keeping (x_0, y_0) and V_{sys} fixed. This is shown in Figure 3. For both data sets, inclinations $i = 47^\circ \pm 9^\circ$ for the 3.6 m and $\pm 6^\circ$ for the 36 cm are adopted. For the PA we found $277^\circ \pm 3^\circ$ for the 3.6 m and $286^\circ \pm 4^\circ$ for the 36 cm. This is consistent with the H I data (Carignan & Puche 1990) which show that the PA is smaller in the inner parts than in the outer parts. In order to see if the solution found is a good representation of the whole galaxy, separate solutions are also obtained for the approaching and the receding sides. The three solutions (both sides, approaching, receding) and the adopted RCs are given in Figure 4 for the 3.6 m and in Figure 5 for the 36 cm data. The adopted errors are the biggest difference between the kinematical solution for both sides and the separate solutions for either the approaching or the receding sides or the intrinsic error from the tilted-ring model, if larger. The values of the RCs are tabulated in Tables 2 and 3, respectively.

For the 3.60 m data of Figure 4, only the velocity points up to $132''$ will be used because further out there are not enough points on the receding side and the errors become too large. Similarly, for the 36 cm data in Figure 5, even if the H α emission is detected out to $\sim 8.5'$ ($\sim R_{\text{H I}}$), only the data up to $7'$ will be used because there is no emission after that radius on the receding side.

4. MASS MODELING

As can be seen in Figure 6, the H α RC is very similar to the H I RC (errors on the 3.6 m data were not plotted to facilitate

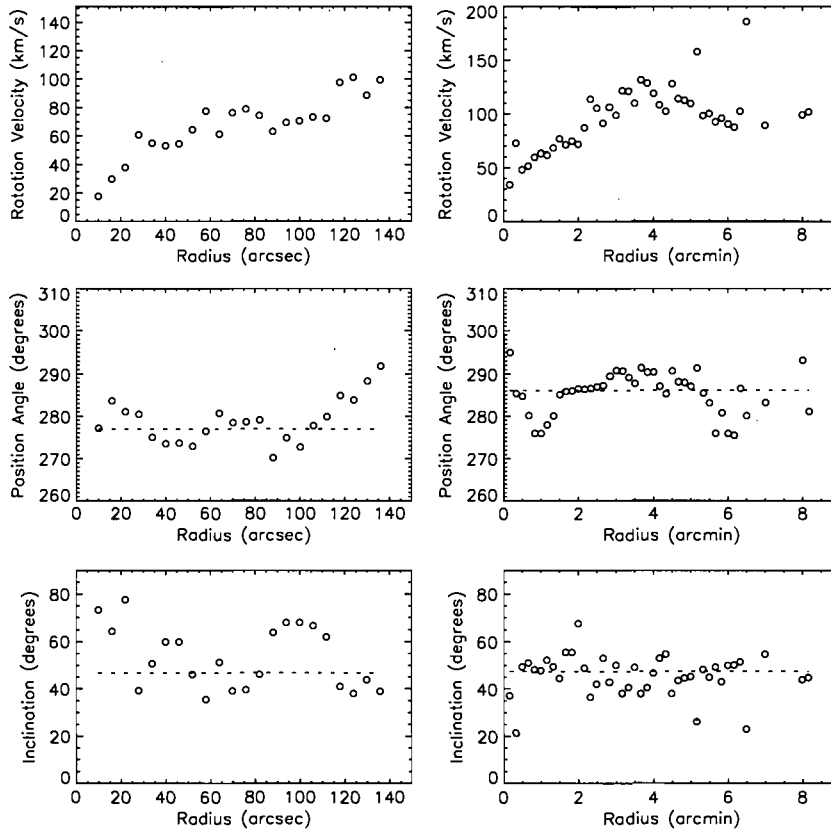


Figure 3. Kinematical parameters of NGC 7793 derived from the 3.6 m (left) and the 36 cm (right) FB observations.

the comparison; see Figure 4) so that the mass models are expected to be very similar. However, since the H I velocities are slightly lower in the very inner parts and slightly higher in the intermediate parts, one could expect slight differences.

In order to compare our results with those obtained using the H I RC (Carignan & Puche 1990), the same approach for the study of the mass distribution will be used. The dark halo is represented by an isothermal sphere which can be described by two free parameters: the one-dimensional velocity dispersion σ and the core radius r_c . The central density is then given by $\rho_0 = 9\sigma^2/4\pi Gr_c^2$. The other free parameter is the mass-to-light ratio $(M/L)_*$ of the stellar disk. Details on the method used can be found in Carignan (1985b) and Carignan & Freeman (1985).

The parameters of the models and the main results are given in Table 4 and illustrated in Figure 7. As expected, the slightly higher H α velocity ~ 1 kpc gives a higher $(M/L)_*$ for the stellar disk; thus reducing the dark component and the slightly lower H α velocities ~ 5 kpc also gives a lower-density dark component. Those two factors, combined with the fact that the H I RC extends slightly further out, explain the fact that the $M_{\text{dark}}/M_{\text{lum}}$ goes down from 0.97 to 0.75 at the last point. Nevertheless, within the uncertainties, one can say that the H α data confirm the results obtained with the H I data with $M_{\text{dark}}/M_{\text{lum}} \simeq 0.75 - 1.0$ at the last velocity point for a total mass for NGC 7793 of $\sim 1.3 - 1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$. Again, one can

see that even if the RC is declining over the second half of the radius range, a dark halo is still needed to reproduce the observed kinematics.

5. H α EXTENT

The first observation that NGC 7793 had an extended ionized component was by Monnet (1971) from quite shallow photographic data. A deeper and more detailed study was done more recently by Ferguson et al. (1996). They showed that the observed H α luminosity of the DIG component of NGC 7793 was large, accounting for $\sim 40\%$ of the total H α emission, similar to what is seen in M31 (Walterbos & Braun 1994) or the SMC (Kennicutt et al. 1995). Ferguson et al. (1996) argue that the integrated minimum Lyc power required to sustain the DIG is enormous and can only easily be met by the ionizing output from massive star formation; the mechanical energy from supernovae and stellar winds falls short of that required by at least a factor of 2. Their results support the hypothesis that the DIG is photoionized by Lyc photons leaking out of discrete H II regions.

A comparison between our deep FB H α map and the deep H α continuum subtracted image from Ferguson et al. shows a very good general agreement. Nevertheless, we reach fainter diffuse H α emission in the outskirts of the galaxy located between H II regions. In addition, spurs are visible on our image

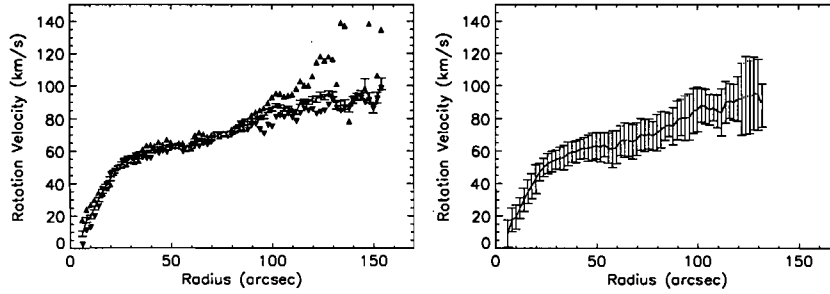


Figure 4. Left: rotation curve derived from the 3.6 m data for the whole galaxy (black) and separately for the receding (red) and the approaching (blue) sides with $V_{\text{sys}} = 238 \text{ km s}^{-1}$, $PA = 277^\circ$ and $i = 47^\circ$. Right: 3.6 m adopted $H\alpha$ RC for NGC 7793. The data are also tabulated in Table 2.

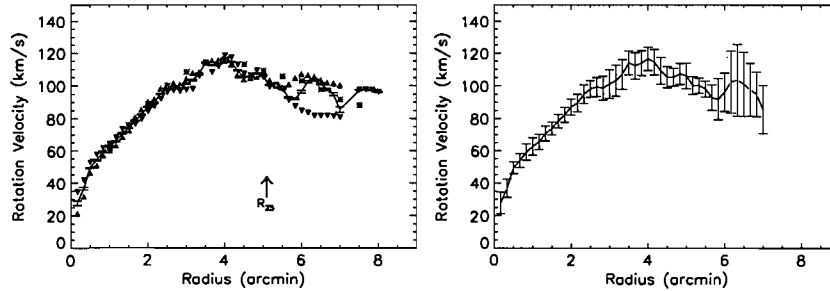


Figure 5. Left: rotation curve derived from the 36 cm data for the whole galaxy (black) and separately for the receding (red) and the approaching (blue) sides with $V_{\text{sys}} = 230 \text{ km s}^{-1}$, $PA = 286^\circ$ and $i = 47^\circ$. The H I data are plotted as crosses (green). Right: 36 cm adopted $H\alpha$ RC for NGC 7793. The data are also tabulated in Table 3.

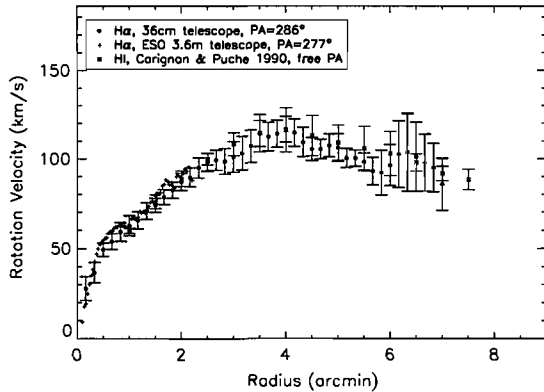


Figure 6. H I (green), 3.60 m $H\alpha$ (blue), and 36 cm $H\alpha$ (red) rotations curves of NGC 7793.

that were not detected by Ferguson et al. (1996). Figure 8 shows the $H\alpha$ radial profile of NGC 7793, derived using the GIPSY task *ELLINT* (Vogelaar & Terlouw 2001). Since our data were not photometrically calibrated, our profile was adjusted in order to be in rough agreement with the profile of Ferguson et al. (1996) in the outer parts. This should be regarded as just an order of magnitude representation since the Ferguson et al. (1996) data were obtained in imagery with a 68 \AA filter which included not only $H\alpha$ but also the $[N II]$ lines. While they corrected for the $[N II]$ contamination using $[N II]/H\alpha = 0.22$, Bland-Hawthorn et al. (1997) found a ratio close to unity in the outer parts of the other Sculptor Group galaxy NGC 253. So, even if the intensity scale could be off by a factor of a few, this is

sufficient to show that our long FB observations (20 h total or 20 min per channel) on a 36 cm telescope nearly reach the limit of the H I disk ($D_{H I} = 1.7 D_{25}$; Carignan & Puche 1990). To be able to reach so large radii is interesting since it was estimated that if the truncation edge (Corbelli et al. 1989; van Gorkom 1993) of the H I disks is due to the ionization of the hydrogen by the cosmic background radiation, the expected flux (Bland-Hawthorn et al. 1994, 1997) should be an $H\alpha$ emission measure $E_m(H\alpha) \sim 0.2\text{--}2.0 \text{ pc cm}^{-6}$, which is the level reached by our deep observations.

Contrary to what was found by Bland-Hawthorn et al. (1997) (hereafter referred to as BFQ1997) for NGC 253, the $H\alpha$ disk of NGC 7793 does not extend past the H I emission even if it gets close to it. Indeed, BFQ1997 have detected ionized gas out to $1.4 R_{25}$, while the H I extends only out to $1.2 R_{25}$. We should nevertheless notice that these authors did not give an $H\alpha$ map of NGC 253 but only presented some discrete $H\alpha$ emission located at a single position. Using FB techniques as well, they computed a radial velocity for this emission region and since they used a fixed etalon, instead of a scanning one as we did, they do not have full spatial coverage of the galaxy. Moreover, they have only observed one side of the galaxy. Further observations of NGC 253 are needed to verify if the outer H II region detected by BFQ1997 is isolated or if it is a fragment of a more extended region. In addition, it is necessary to search for a counterpart of this region on the other side of the galaxy to strengthen their conclusions.

6. DISCUSSION

The outer regions of galaxies are expected to deliver important clues on the way galaxies are assembled. It is into these regions that the material was accreted during violent interactions

Table 2
H α RC from the 3.6 m Data

| Radius (arcsec) | V_{rot} (km s $^{-1}$) | ΔV_{rot} (km s $^{-1}$) | Radius (arcsec) | V_{rot} (km s $^{-1}$) | ΔV_{rot} (km s $^{-1}$) |
|--------------------|-------------------------------------|--|--------------------|-------------------------------------|--|
| 6.0 | 9.1 | 8.5 | 70.0 | 67.3 | 10.1 |
| 8.0 | 17.6 | 7.4 | 72.0 | 70.3 | 9.7 |
| 10.0 | 19.3 | 7.4 | 74.0 | 69.6 | 9.8 |
| 12.0 | 24.8 | 6.4 | 76.0 | 70.5 | 9.3 |
| 14.0 | 30.0 | 7.2 | 78.0 | 69.4 | 8.8 |
| 16.0 | 35.0 | 7.3 | 80.0 | 71.3 | 11.2 |
| 18.0 | 38.3 | 7.6 | 82.0 | 73.2 | 11.2 |
| 20.0 | 42.7 | 8.8 | 84.0 | 75.4 | 8.8 |
| 22.0 | 47.0 | 5.3 | 86.0 | 76.1 | 7.2 |
| 24.0 | 49.8 | 5.6 | 88.0 | 75.3 | 11.4 |
| 26.0 | 52.2 | 6.2 | 90.0 | 79.0 | 11.9 |
| 28.0 | 53.4 | 6.3 | 92.0 | 80.6 | 11.1 |
| 30.0 | 54.6 | 5.9 | 94.0 | 80.3 | 13.6 |
| 32.0 | 55.5 | 6.9 | 96.0 | 80.9 | 14.1 |
| 34.0 | 55.9 | 7.5 | 98.0 | 84.6 | 13.7 |
| 36.0 | 58.3 | 7.4 | 100.0 | 85.5 | 13.5 |
| 38.0 | 59.3 | 6.3 | 102.0 | 88.1 | 10.2 |
| 40.0 | 59.5 | 6.7 | 104.0 | 87.3 | 10.5 |
| 42.0 | 61.1 | 6.1 | 106.0 | 85.3 | 9.3 |
| 44.0 | 61.8 | 6.6 | 108.0 | 86.7 | 8.1 |
| 46.0 | 61.7 | 8.0 | 110.0 | 84.4 | 10.0 |
| 48.0 | 62.7 | 8.5 | 112.0 | 83.7 | 14.4 |
| 50.0 | 63.2 | 8.1 | 114.0 | 89.9 | 12.7 |
| 52.0 | 62.4 | 9.2 | 116.0 | 90.8 | 10.5 |
| 54.0 | 63.9 | 7.4 | 118.0 | 89.9 | 10.9 |
| 56.0 | 61.8 | 9.3 | 120.0 | 92.0 | 13.6 |
| 58.0 | 61.1 | 11.4 | 122.0 | 91.8 | 22.1 |
| 60.0 | 62.4 | 10.2 | 124.0 | 94.2 | 23.9 |
| 62.0 | 66.4 | 9.2 | 126.0 | 93.0 | 22.3 |
| 64.0 | 66.7 | 10.7 | 128.0 | 95.4 | 22.3 |
| 66.0 | 66.8 | 10.2 | 130.0 | 94.7 | 21.7 |
| 68.0 | 65.7 | 10.6 | 132.0 | 87.9 | 13.1 |

Table 3
H α RC from the 36 cm Data

| Radius (arcsec) | V_{rot} (km s $^{-1}$) | ΔV_{rot} (km s $^{-1}$) | Radius (arcsec) | V_{rot} (km s $^{-1}$) | ΔV_{rot} (km s $^{-1}$) |
|--------------------|-------------------------------------|--|--------------------|-------------------------------------|--|
| 10.0 | 27.8 | 6.6 | 220.0 | 112.3 | 8.1 |
| 20.0 | 36.7 | 5.6 | 230.0 | 113.9 | 7.6 |
| 30.0 | 49.4 | 3.7 | 240.0 | 116.5 | 7.2 |
| 40.0 | 53.9 | 4.3 | 250.0 | 114.5 | 7.8 |
| 50.0 | 59.1 | 5.1 | 260.0 | 109.2 | 8.2 |
| 60.0 | 62.6 | 5.5 | 270.0 | 105.3 | 6.4 |
| 70.0 | 65.6 | 4.8 | 280.0 | 105.3 | 5.5 |
| 80.0 | 70.7 | 4.6 | 290.0 | 107.3 | 6.4 |
| 90.0 | 73.9 | 4.0 | 300.0 | 106.1 | 7.8 |
| 100.0 | 78.5 | 4.2 | 310.0 | 100.3 | 5.4 |
| 110.0 | 82.4 | 4.6 | 320.0 | 100.2 | 4.6 |
| 120.0 | 87.1 | 4.9 | 330.0 | 98.2 | 4.8 |
| 130.0 | 89.6 | 5.4 | 340.0 | 92.9 | 7.7 |
| 140.0 | 94.9 | 5.7 | 350.0 | 92.0 | 12.6 |
| 150.0 | 98.1 | 5.0 | 360.0 | 96.2 | 11.6 |
| 160.0 | 99.3 | 5.7 | 370.0 | 102.4 | 18.9 |
| 170.0 | 98.6 | 7.2 | 380.0 | 103.5 | 21.9 |
| 180.0 | 101.1 | 8.7 | 390.0 | 101.0 | 19.5 |
| 190.0 | 103.2 | 9.4 | 400.0 | 97.7 | 16.0 |
| 200.0 | 107.0 | 9.1 | 410.0 | 94.9 | 13.6 |
| 210.0 | 114.0 | 7.4 | 420.0 | 85.5 | 14.7 |

in the past and where new material continues to fall today. Cosmological simulations of disk galaxy formation predict a wealth of baryonic structures and substructures up to ultra-

faint surface brightness levels, possibly due for instance to tidal debris from accretion and disruption of an expected rich population of luminous satellites (Bullock & Johnston 2005).

Table 4
Parameters and Results for the Mass Models

| | H I RC ^a | 36 cm H α RC ^b |
|-------------------------------|--|--|
| Luminous component | $(M/L_B)_* = 2.2 M_\odot/L_\odot$ | $(M/L_B)_* = 2.6 \pm 0.3 M_\odot/L_\odot$ |
| Dark halo component | $r_c = 2.7$ kpc $\sigma = 40.8$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.038 M_\odot$ pc ⁻³ | $r_c = 2.9 \pm 0.8$ kpc $\sigma = 37.0 \pm 6.0$ km s ⁻¹ $\rho_0 = 0.027 \pm 0.009 M_\odot$ pc ⁻³ |
| At $R_{\text{H I}}$ (6.0 kpc) | $\rho_{\text{halo}} = 0.0025 M_\odot$ pc ⁻³ $M_{\text{dark}}/M_{\text{lum}} = 0.80$ $M_{\text{(dark+lum)}} = 1.3 \times 10^{10} M_\odot$ | $\rho_{\text{halo}} = 0.0020 M_\odot$ pc ⁻³ $M_{\text{dark}}/M_{\text{lum}} = 0.67$ $M_{\text{(dark+lum)}} = 1.2 \times 10^{10} M_\odot$ |
| At the last point | $r_{\text{outer}} = 7.35$ kpc $\rho_{\text{halo}} = 0.0015 M_\odot$ pc ⁻³ $M_{\text{dark}}/M_{\text{lum}} = 0.97$ $M_{\text{(dark+lum)}} = 1.5 \times 10^{10} M_\odot$ | $r_{\text{outer}} = 6.84$ kpc $\rho_{\text{halo}} = 0.0015 M_\odot$ pc ⁻³ $M_{\text{dark}}/M_{\text{lum}} = 0.75$ $M_{\text{(dark+lum)}} = 1.3 \times 10^{10} M_\odot$ |

Notes.

^a Carignan & Puche (1990).

^b This work.

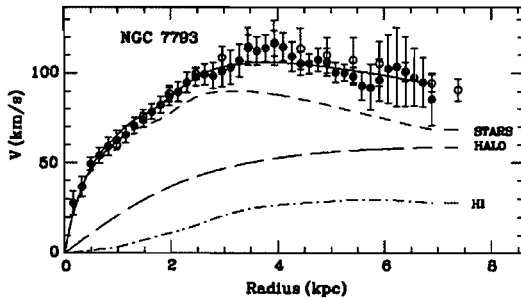


Figure 7. Mass model (isothermal sphere halo) for the 36 cm H α RC (filled circles) of NGC 7793. The H I curve (open circles) is also shown.

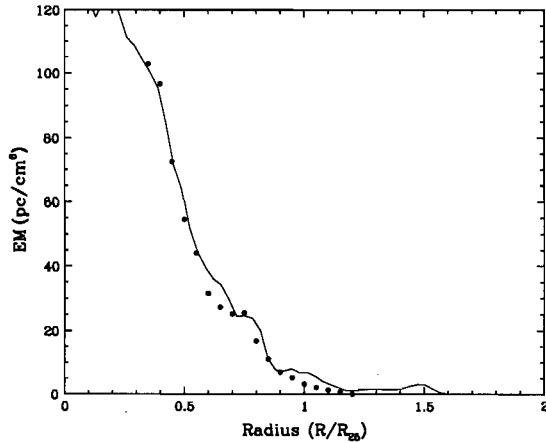


Figure 8. Radial H α profile of NGC 7793. Superposed on it is the radial profile (filled circles) of Ferguson et al. (1996).

The faintest features visible in M31 reach effective V -band surface brightnesses greater than $\mu_V \sim 30$ mag arcsec⁻². The currently most powerful technique to probe the very low surface brightness regions is resolved star counts, but it is only applicable to our nearest large neighbors, such as M31 and M33. Both galaxies appear to show evidence for metal-poor, pressure-

supported stellar halos but only M31 shows evidence for recent accretion (Ibata et al. 2005). The combination of diffuse light surface photometry with resolved star counts allowed Irwin et al. (2005) to reach an effective V -band surface brightness of $\mu_V \sim 32$ mag arcsec⁻² for M31. Globular cluster and planetary nebula populations also offer additional clues to the formation and evolution at large radii.

The presence of the neutral gas component, detected through its H I emission, at radii several times larger than the optical disk (measured from its surface brightness at $\mu_B = 25$ mag arcsec⁻²) has now been well known for more than 30 years. Many of the extended H I RCs are rising or flat at their outermost points, while others are slightly decreasing. Nevertheless, none of them shows a Keplerian decline, meaning that the edge of the mass distribution has not yet been found (Puche & Carignan 1991). The only suggestion that such an edge could have been reached is for the dwarf galaxy DDO 154 (Carignan & Purton 1998). Deep H I observations have shown that H I disks are abruptly truncated at column densities near $10^{18} - 10^{19}$ atoms cm⁻², where the RCs still do not have a Keplerian behavior (e.g. van Gorkom 1993). If the metagalactic UV background is sufficiently strong, beyond a certain galactic radius the cold gas may become ionized (Bochkarev & Siunjaev 1977).

The total H α emission from star-forming galaxies is divided roughly in half, between discrete H II regions and the DIG. Pioneering work by Reynolds (1984) established that only the massive OB stars are able to ionize the DIG. On the other hand, all the observers agree on the fact that the DIG fraction seems to be independent of galaxy parameters such as star-formation rate and Hubble type. This appears somewhat controversial. More recently, Reynolds et al. (1999) and Collins & Rand (2001) suspected that OB stars cannot exclusively explain the ionization state of the DIG. Dopita et al. (2006) suggested that part of the DIG may consist of extremely evolved filamentary H II regions which may be difficult to detect.

On the other hand, if ionizing radiation escapes from H II regions to ionize the DIG, it does escape from the galaxies and affects the ionization state of the intergalactic medium (IGM) and the galactic medium of external galaxies which may be partially at the origin of this UV radiation. Indeed, a key question is the origin of the UV photons responsible for ionizing the hydrogen in the intergalactic medium (the Ly α forest). The most

likely sources of ionizing photons are young hot stars in galaxies and quasi-stellar objects (QSOs) (Barkana & Loeb 2001) but their exact origin remains one of the unsolved questions of modern cosmology. Observations of high-redshift quasars imply that the re-ionization of cosmic hydrogen was completed by $z \sim 6$ (e.g. Fan et al. 2006, and references therein). Lack of observational evidence and theoretical uncertainties makes it difficult to estimate the contribution made by both sources and leads to inconsistent results. To complicate the scheme, the relative contribution of QSOs and star-forming galaxies depends on the lookback time (and references therein Fan et al. 2006).

Recently, based on the first data release of the SINGG survey of H I-selected galaxies (Meurer et al. 2006), Oey et al. (2007) have undertaken a quantification of the ionization in neutral galaxies and the diffuse and warm ionized medium (NGC 7793 is unfortunately not included in the first SINGG data release of 109 galaxies). They concluded that the mean fraction of diffuse ionized gas in their sample is ~ 0.59 , slightly higher but consistent with the value ~ 0.40 found in previous samples (e.g. Thilker et al. 2002; Zurita et al. 2000; Wang et al. 1999; Hoopes et al. 1996) and also consistent with the value ~ 0.50 found by Ferguson et al. (1996) for NGC 7793. The difference between Oey et al. (2007) and previous studies may be due to selection effects favoring large, optically bright and nearby galaxies with high star-formation rates. NGC 7793 is closer than any (except one) of the first SINGG data release. We have computed, for NGC 7793, its H α effective (half light) radius $\sim 1.97 \pm 0.05$ kpc (~ 120 arcsec). Referring to Equation (1) from Oey et al. (2007), and using the H α total luminosity of 4.1×10^{40} erg s $^{-1}$ computed by Ferguson et al. (1996), we found that the logarithm of effective surface brightness $\log(\Sigma_{\text{H}\alpha}) = 38.65$ erg s $^{-1}$ kpc $^{-2}$. Following Oey et al. (2007), this allows NGC 7793 to be classified as a normal galaxy with respect to its star-formation rate.

6.1. Possible Origins of the Ionization: Internal and/or External

Several mechanisms for the ionization of the neutral hydrogen and for heating the electron population belonging to the DIG may be found in the literature. BFQ1997 review them in the specific context of NGC 253. The main source of ionization and heating may be (see references in BFQ1997) the metagalactic ionizing background; compact halo sources; compact disk sources (white dwarf populations or horizontal-branch stars, young enough to produce significant UV emission); ram pressure heating (NGC 253 and NGC 7793 lie both in the Sculptor group having little intracluster medium); turbulence-driven MHD-wave heating; mixing layers driven by bulk flows; galactic fountain material driven by the inner starburst through shocks; dilute photoionization; gas phase depletion (induced by the formation of grains); low-energy cosmic-ray electrons and young stellar disk.

BFQ1997 ruled out most of these mechanisms, except ionization by the hot young stars of the disk. Even if those young stars are in the disk and most of them further in, the warp of the H I disk (which is the case for both NGC 253 and NGC 7793) makes it possible to expose it to their radiation. In particular, they ruled out ionization by the cosmic UV background which is suspected to be \sim five times below the ionizing flux necessary to explain the emission seen in NGC 253. As the H α disk does not reach the outskirts of the H I disk of NGC 7793, it is very unlikely that the source of ionization of the DIG is the metagalactic UV background. Indeed, if the metagalactic UV background were at the origin of the ionization it should have

principally affected the outer H I regions, which is not the case. An alternative could be that the H α detection level is not yet low enough to be able to detect the ionization by the cosmic UV background radiation; thus, this should mean that the expected flux should have an H α emission measure $E_m(\text{H}\alpha)$ lower than what was measured for NGC 7793, namely $\sim 0.2\text{--}2.0$ pc cm $^{-6}$.

6.2. A Truly Declining Rotation Curve

The existence of falling RCs was first claimed in the context of the effect of cluster environments on the member galaxies. Following the work of Dressler (1980), the increase of intergalactic gas and of gravitational interactions expected toward the centers of clusters should not only affect the morphological types of the systems but also their kinematics and mass distribution. Whitmore et al. (1988), from long-slit emission-line observations, presented evidence for a correlation in the sense that the inner-cluster spirals tend to have falling RCs, while those of the outer cluster and the vast majority of field spirals seem to have flat or even rising RCs. However, Amram et al. (1993) using full 3D FB data did not confirm these correlations and moreover found that many galaxies for which Whitmore et al. (1988) claimed a falling RC had in fact a flat or even rising RC after a careful analysis of the FB 2D velocity fields (Amram et al. 1996).

Declining RCs have been seen before in other systems (Casertano & van Gorkom 1991; Honma & Sofue 1997; Ryder et al. 1998; Sofue & Rubin 2001; Noordermeer 2007). However, those galaxies are most of the time earlier-type systems (S0–Sbc) with highly concentrated stellar light distribution and the maximum rotation velocity is reached at small radii (few hundreds kpc and $< \alpha^{-1}$). This is certainly not the case for NGC 7793 which has a very small bulge and a relatively diffuse (exponential) light distribution and where V_{max} is reached at $\sim 4\alpha^{-1}$. Keplerian declines have also been observed in a few edge-on systems (e.g. NGC 891: Sancisi & Allen 1979; Oosterloo et al. 2007, NGC 3079: Veilleux et al. 1995 and NGC 4244: Olling 1996), but the interpretation in the case of those galaxies is much more difficult. Finally, a truncation of the halo at ~ 10 kpc was advocated to explain the decline of the last two points of the RCs of NGC 5204 (Sicotte & Carignan 1997) and NGC 253 (Bland-Hawthorn et al. 1997), but here the decrease of V_{max} and the last velocity point is only $\sim 10\%$ of V_{max} and $\sim 10\%$ of r_{max} , while, for NGC 7793, the decrease is $\sim 25\%$ of V_{max} and over about half the radius range.

For late-type nearly bulgeless galaxies, such as NGC 7793, a declining RC is extremely rare. As can be seen in Figure 6, the decline of the RC seen with the H I data is confirmed by the H α 36 cm data and the kinematical analysis of the three sets of data (H I & H α) gives very similar results. Since a bulge component cannot be invoked to explain the falling gradient of the RC, NGC 7793 really seems to have a genuine declining RC. The new data also confirm that the decline is slower than Keplerian and that a dark component is still necessary to explain the observed kinematics.

7. SUMMARY AND CONCLUSIONS

Deep H α observations of NGC 7793 have been presented. The main results are as follows.

1. A total of 20 h of observations was obtained on the Marseille 36 cm telescope which allowed us to reach sensitivities of the order of $E_m(\text{H}\alpha) \sim 0.2\text{--}2.0$ pc cm $^{-6}$;

2. this allowed the detection of diffuse H α emission out to the edge of the H I disk;
3. a warp of the disk plane already seen in the H I data is also seen in the H II disk;
4. an RC is derived out to 2.2' from the 3.6 m data and out to 7' from the 36 cm data;
5. the two H α RCs superposed exactly with the H I RC;
6. the H α results confirm the H I findings that NGC 7793 has a truly declining RC;
7. a model of the mass distribution gives a total mass for NGC 7793 of $M_{(\text{dark+lum})} = 1.3\text{--}1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ for $M_{\text{dark}}/M_{\text{lum}} = 0.75\text{--}1.0$ at the last velocity point.

This was our first experiment of doing such long integrations using a 36 cm telescope coupled with our FaNTOmM scanning FB system. This yielded very interesting results for NGC 7793 by detecting diffuse H α emission all the way to the edge of the H I disk and confirming its peculiar kinematics. In the near future, we intend to carry out the same kind of observations for all the Sculptor Group galaxies, hoping to reach even fainter levels. This should be possible with an even more sensitive camera soon to be available (Daigle et al. 2004, 2006b), based on an EMCCD, which should allow us to increase the detective quantum efficiency by a factor $\sim 3\text{--}4$.

We would like to thank the staff of the ESO La Silla Observatory for their support. We acknowledge support from the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada and the Fonds Québécois de la recherche sur la nature et les technologies. The Digitized Sky Surveys (DSS images) were produced at the Space Telescope Science Institute under U.S. Government grant NAG W-2166. The images of these surveys are based on photographic data obtained using the Oschin Schmidt Telescope on Palomar Mountain and the UK Schmidt Telescope. The plates were processed into the present compressed digital form with the permission of these institutions. The IR images were obtained by the Spitzer Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA.

REFERENCES

- Amram, P., Balkowski, C., Boulesteix, J., Cayatte, V., Marcelin, M., & Sullivan, W. T., III. 1996, *A&A*, 310, 737
- Amram, P., Sullivan, W. T. III, Balkowski, C., Marcelin, M., & Cayatte, V. 1993, *A&A*, 403, L59
- Barkana, R., & Loeb, A. 2001, *Phys. Rep.*, 349, 125
- Bland-Hawthorn, J., Freeman, K. C., & Quinn, P. J. 1997, *ApJ*, 490, 143 (BFQ1997)
- Bland-Hawthorn, J., Taylor, K., Veilleux, S., & Shopbell, P. L. 1994, *ApJ*, 437, L95
- Bochkarev, N. G., & Siuniaev, R. A. 1977, *Sov. Astron.*, 21, 542
- Boulesteix, J., Georgelin, Y. P., Marcelin, M., & Monnet, G. 1984, in *Proc. SPIE 445, Instrumentation in Astronomy V*, (London, 1983 September 7–9) 37
- Bullock, J., & Johnstone, K. V. 2005, *ApJ*, 635, 931
- Carignan, C. 1985a, *ApJS*, 58, 107
- Carignan, C. 1985b, *ApJ*, 299, 59
- Carignan, C., & Freeman, K. C. 1985, *ApJ*, 294, 494
- Carignan, C., & Puche, D. 1990, *AJ*, 100, 394
- Carignan, C., & Purton, C. 1998, *ApJ*, 156, 125
- Casertano, S., & van Gorkom, J. H. 1991, *AJ*, 101, 1231
- Chemin, L., et al. 2006, *MNRAS*, 366, 812
- Collins, J. A., & Rand, R. J. 2001, *ApJ*, 551, 57
- Corbelli, E., Schneider, S. E., & Salpeter, E. E. 1989, *AJ*, 97, 390
- Daigle, O., Carignan, C., Amram, P., Hernandez, O., Chemin, L., Balkowski, C., & Kennicutt, R. 2006a, *MNRAS*, 367, 469
- Daigle, O., Carignan, C., & Blais-Ouellette, S. 2006b, in *Proc. SPIE 6276, High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy II*, ed. D. A. Dorn, & A. D. Holland, 62761F
- Daigle, O., Carignan, C., Hernandez, O., Chemin, L., & Amram, P. 2006c, *MNRAS*, 368, 1016
- Daigle, O., Gach, J.-L., Guillaume, C., Balard, P., & Boissin, O. 2004, *Proc. SPIE 5499, Optical and Infrared Detectors for Astronomy*, ed. J. D. Garnett, & J. W. Beletic, 219
- Davoust, E., & de Vaucouleurs, G. 1980, *ApJ*, 242, 30
- Dettmar, R. J., & Schulz, H. 1992, *A&A*, 254, L25
- de Vaucouleurs, G. 1959, *ApJ*, 130, 718
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., Jr., Buta, R. J., Paturel, G., & Fouqué, P. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies* (New York: Springer)
- Dopita, M., et al. 2006, *ApJ*, 647, 244
- Dressler, A. 1980, *ApJ*, 236, 351
- Fan, X., et al. 2006, *AJ*, 132, 117
- Ferguson, A. M. N., Wyse, R. F. G., Gallagher, J. S. III, & Hunter, D. A. 1996, *AJ*, 111, 2265
- Gach, J.-L., et al. 2002, *PASP*, 114, 1043
- Hernandez, O., Carignan, C., Amram, P., Chemin, L., & Daigle, O. 2005, *MNRAS*, 360, 1201
- Hernandez, O., Gach, J.-L., Carignan, C., & Boulesteix, J. 2003, in *Proc. SPIE 4841, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye, & A. F. M. Moorwood, 1472
- Honma, M., & Sofue, Y. 1997, *PASJ*, 49, 539
- Hoopes, C. G., Walterbos, R. A. M., & Greenawalt, B. E. 1996, *AJ*, 112, 1429
- Ibata, R., Chapman, S., Ferguson, A. M. N., Lewis, G., Irwin, M., & Tanvir, N. 2005, *ApJ*, 634, 287
- Irwin, M. J., Ferguson, A. M. N., Ibata, R. A., Lewis, G. F., & Tanvir, N. R. 2005, *ApJ*, 628, L105
- Karachentsev, I. D. 2003, *A&A*, 404, 93
- Karachentsev, I. D. 2005, *ApJ*, 129, 178
- Kennicutt, R. C., Bresolin, F., Bomans, D. J., Bothun, G. D., & Thompson, I. B. 1995, *AJ*, 109, 594
- Meurer, G. R., et al. 2006, *ApJS*, 165, 307
- Monnet, G. 1971, *A&A*, 12, 379
- Noodermeer, E., van der Hulst, J. M., Sancisi, R., Waters, R. S., & van Albada, T. S. 2007, *MNRAS*, 376, 1513
- Oey, M. S., et al. 2007, *ApJ*, 661, 801
- Olling, R. P. 1996, *AJ*, 112, 457
- Oosterloo, T., Fraternali, F., & Sancisi, R. 2007, *AJ*, 134, 1019
- Puche, D., & Carignan, C. 1988, *AJ*, 95, 1025
- Puche, D., & Carignan, C. 1991, *ApJ*, 378, 487
- Rand, R. J., Kulkarni, S. R., & Hester, J. J. 1990, *ApJ*, 352, 1
- Reynolds, R. J. 1984, *ApJ*, 378, 487
- Reynolds, R. J., Haffner, L. M., & Tuft, S. L. 1999, *ApJ*, 525, L21
- Ryder, S. D., Zasov, A. V., McIntyre, V. J., Walsh, W., & Sil'chenko, O. K. 1998, *MNRAS*, 293, 411
- Sancisi, R., & Allen, R. J. 1979, *A&A*, 74, 73
- Sicotte, V., & Carignan, C. 1997, *AJ*, 113, 609
- Sofue, Y., & Rubin, V. 2001, *ARA&A*, 39, 137
- Thiiker, D. A., Walterbos, R. A. M., Braun, R., & Hoopes, C. G. 2002, *AJ*, 124, 3118
- van Gorkom, J. H. 1993, in *The Environment and Evolution of Galaxies*, ed. J. M. Shull, & H. A. Thronson (Dordrecht: Kluwer), 345
- Veilleux, S., Cecil, G., & Bland-Hawthorn, J. 1995, *ApJ*, 445, 152
- Veilleux, S., Shopbell, P. L., Bland-Hawthorn, J., & Cecil, G. 2003, *ApJ*, 126, 2185
- Vogelaar, M. G. R., & Terlou, J. P. 2001, in *ASP Conf. Ser. 238, Astronomical Data Analysis Software and Systems X*, ed. F. R. Harnden, Jr., F. A. Primini, & H. E. Payne (San Francisco), 358
- Walterbos, R. A. M., & Braun, R. 1994, *ApJ*, 431, 156
- Wang, J., Heckman, T. M., & Lehnert, M. D. 1999, *ApJ*, 515, 97
- Whitmore, B. C., Forbes, D. A., & Rubin, V. C. 1988, *ApJ*, 333, 542
- Zurita, A., Rozas, M., & Beckman, J. E. 2000, *A&A*, 363, 9