



**HAL**  
open science

## Formation stellaire intergalactique

Médéric Boquien

► **To cite this version:**

Médéric Boquien. Formation stellaire intergalactique. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2007. Français. NNT: . tel-00198707

**HAL Id: tel-00198707**

**<https://theses.hal.science/tel-00198707>**

Submitted on 17 Dec 2007

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

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

ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET D'ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE  
UNIVERSITÉ PARIS-DIDEROT

## THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

docteur de l'Université Paris-Diderot

Spécialité : astrophysique et instrumentations associées

par

**M' ' B**

---

# Formation stellaire intergalactique

---

Thèse dirigée par Pierre-Alain DUC et Jonathan BRAINE

Soutenue publiquement le 19 novembre 2007  
à l'amphithéâtre Claude BLOCH de Saclay  
devant le jury composé de :

Dr. Jonathan BRAINE .....	Directeur de thèse
Pr. Véronique BUAT .....	Rapportrice
Dr. Thierry CONTINI .....	Examineur
Dr. Pierre-Alain DUC .....	Directeur de thèse
Pr. Uta FRITZE .....	Rapportrice
Dr. Daniel KUNTH .....	Examineur
Pr. Simona MEL .....	Présidente

Service d'Astrophysique  
DAPNIA/DSM/CEA – Saclay  
mederic.boquien@cea.fr



---

# Résumé

**Titre :** formation stellaire intergalactique

**Laboratoire d'accueil :** laboratoire AIM, CEA/DSM – CNRS – Université Paris Diderot, DAPNIA/Service d'Astrophysique

**Résumé :** Les travaux présentés portent sur la formation d'étoiles dans l'environnement inhabituel des débris de collision, étudiée pour la première fois en tant que telle. Ces régions particulières ont un milieu interstellaire, en particulier une métallicité, similaire à celui des régions de formation d'étoiles dans les disques galactiques tout en ne subissant pas certains effets d'environnement comme les ondes de densité des bras spiraux par exemple.

Cette étude a été menée sur une sélection de systèmes exceptionnels ayant en commun d'avoir éjecté de grandes quantités de gaz dans le milieu intergalactique et présentant des régions intergalactiques de formation d'étoiles. Des observations multi-longueurs d'onde, tant PI que provenant d'archives, en spectroscopie et en imagerie allant de l'ultraviolet lointain à l'infrarouge moyen ont été utilisées. En outre un modèle a été construit permettant de reproduire les distributions spectrales d'énergie des régions intergalactiques de formation d'étoiles afin de contraindre leur histoire de formation d'étoiles, leur extinction et leur fraction d'étoiles provenant du disque des galaxies parents. Des comparaisons ont aussi été menées sur les estimations des taux de formation d'étoiles en infrarouge,  $H\alpha$  ainsi qu'en ultraviolet.

Cette thèse a permis d'apporter les résultats nouveaux principaux suivants :

- certaines régions semblent dépourvues de toute population d'étoiles âgées, ce sont des laboratoires idéaux pour l'étude de la formation d'étoiles ;
- l'estimateur du taux de formation d'étoiles à partir de l'infrarouge moyen est aussi fiable qu'il l'est pour les galaxies spirales ;
- la dispersion des estimations de taux de formation d'étoiles dans différentes bandes est similaire à celle observée dans les galaxies spirales et elle est principalement due à des effets d'âge ;
- la combinaison de la raie  $H\alpha$  non corrigée de l'extinction et de l'émission en infrarouge moyen produit une bonne estimation du taux de formation d'étoiles réel ;
- une fraction importante de la formation d'étoiles, pouvant atteindre 85%, se produit dans le milieu intergalactique montrant que pour un univers jeune où ce type de système est beaucoup plus répandu que dans l'univers proche, la formation d'étoiles dans les débris de collision pourrait être un facteur important d'enrichissement du milieu intergalactique.

**Mots-clés :** formation d'étoiles – débris de collision – régions HII – milieu intergalactique – synthèse spectrale évolutive

---



# Abstract

**Title:** intergalactic star formation

**Laboratory:** laboratoire AIM, CEA/DSM – CNRS – Université Paris Diderot, DAPNIA/Service d’Astrophysique

**Abstract:** The work presented here is about star formation in the unusual environment of collisional debris studied for the first time as such. These peculiar regions have an interstellar medium, and in particular a metallicity, similar to that of star forming regions in galactic discs while not undergoing similar environment effects such as density waves in the spiral arms for instance.

This study has been conducted with a selection of exceptional systems that have ejected large quantities of gas into the intergalactic medium while also showing some intergalactic star forming regions. Principal Investigator as well as archive spectroscopy and imaging from multi-wavelength observations ranging from far ultraviolet to mid-infrared have been used. Withal a model has been built in order to reproduce the spectral energy distributions of intergalactic star forming regions and constrain the star formation histories, their extinctions and their fraction of stars coming from the parent galaxies’ discs. Comparisons have been performed on the estimation of star formation rates between infrared,  $H\alpha$  and ultraviolet wavelengths.

This thesis has brought the following main new results:

- some regions seem to be deprived of any old stellar population, and these are ideal laboratories in which to study star formation ;
- the mid-infrared star formation rate estimator is as reliable as it is in spiral galaxies ;
- the scatter in the estimation of star formation rates in various bands is similar to that of spiral galaxies and is mainly due to age effects ;
- the combination of the extinction uncorrected  $H\alpha$  line with mid-infrared yields a good estimation of the actual star formation rate ;
- an important part of star formation, which can be as high as 85%, takes place in the intergalactic medium showing that in a young universe, in which this type of system is much more common than in the nearby universe, star formation from collisional debris can be an important factor of enrichment of the intergalactic medium.

**Keywords:** star formation – collisional debris – HII regions – intergalactic medium – synthetic evolutive spectrum

---



# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xix</b>
<b>I Formation stellaire : un problème ouvert</b>	<b>3</b>
<b>1 Formation des étoiles : connaissances et méconnaissances</b>	<b>5</b>
1.1 Fonction de masse initiale . . . . .	5
1.2 Formation des étoiles à petite échelle . . . . .	6
1.2.1 Formation des étoiles peu massives . . . . .	7
1.2.2 Formation des étoiles massives . . . . .	9
1.2.3 Efficacité . . . . .	9
1.3 Formation d'étoiles à grande échelle . . . . .	9
1.3.1 Quelques types classiques de galaxies à formation des étoiles . . . . .	9
1.3.2 Loi de formation d'étoiles . . . . .	10
1.3.3 Efficacité de formation d'étoiles à grande échelle . . . . .	11
1.3.4 Quelques effets d'environnement . . . . .	11
<b>2 Formation stellaire intergalactique</b>	<b>13</b>
2.1 Motivations . . . . .	13
2.2 Quelques types de régions intergalactiques de formation d'étoiles . . . . .	13
2.2.1 Écoulements de refroidissement . . . . .	14
2.2.2 Pression dynamique . . . . .	14
2.2.3 Rôle des jets . . . . .	14
2.2.4 Effet de marée . . . . .	15
2.2.5 Collision de plein fouet . . . . .	18
<b>3 Étude multi-longueurs d'onde de régions intergalactiques de formation d'étoiles</b>	<b>21</b>
3.1 Optique . . . . .	21
3.2 Infrarouge . . . . .	23
3.2.1 Pourquoi regarder en infrarouge ? . . . . .	23
3.2.2 Comment regarder en infrarouge ? . . . . .	25
3.3 Ultraviolet . . . . .	27
3.3.1 Pourquoi regarder en ultraviolet . . . . .	27
3.3.2 Comment regarder en ultraviolet . . . . .	27
3.4 De l'infrarouge à l'ultraviolet . . . . .	27



<b>II</b>	<b>Sélection et traitement des données</b>	<b>31</b>
<b>4</b>	<b>Acquisition, traitement et outils d'exploitation des données</b>	<b>33</b>
4.1	Acquisition . . . . .	33
4.2	Traitement . . . . .	36
4.2.1	Astrométrie . . . . .	36
4.2.2	Photométrie . . . . .	36
4.2.3	Données complémentaires . . . . .	39
4.3	Modélisation des régions de formation d'étoiles par la synthèse spectrale évolutive . . . . .	39
4.3.1	Principes de la synthèse spectrale évolutive . . . . .	40
4.3.2	Quelques codes de synthèse spectrale évolutive . . . . .	40
4.3.3	Traitement des raies de recombinaison . . . . .	41
4.3.4	Modélisation de l'extinction . . . . .	41
4.3.5	Combinaison de populations stellaires d'origines différentes . . . . .	42
4.3.6	Méthode de minimisation et outils de visualisation . . . . .	43
4.3.7	Âge, extinctions et autres paramètres physiques . . . . .	44
4.3.8	Influence des différents paramètres . . . . .	46
4.3.9	Limites de la modélisation . . . . .	50
<b>5</b>	<b>Systèmes traités</b>	<b>53</b>
5.1	Quintette de Stephan . . . . .	53
5.1.1	Présentation . . . . .	53
5.1.2	Discrimination des régions de photoionisation et des régions de chocs : CLOUDY ET MAPPINGS III . . . . .	55
5.1.3	Flux . . . . .	55
5.2	Arp 105 . . . . .	57
5.2.1	Présentation . . . . .	57
5.2.2	Flux . . . . .	57
5.3	Arp 245 . . . . .	60
5.3.1	Présentation . . . . .	60
5.3.2	Flux . . . . .	60
5.4	NGC 5291 . . . . .	63
5.4.1	Présentation . . . . .	63
5.4.2	Flux . . . . .	63
5.5	NGC 7252 . . . . .	67
5.5.1	Présentation . . . . .	67
5.5.2	Flux . . . . .	68
5.6	VCC 2062 . . . . .	69
5.6.1	Présentation . . . . .	69
5.6.2	Flux . . . . .	69
<b>III</b>	<b>Formation stellaire intergalactique</b>	<b>71</b>
<b>6</b>	<b>Distributions spectrales d'énergie</b>	<b>73</b>
6.1	Comparaison de distributions spectrales d'énergie . . . . .	73
6.1.1	Influence d'une population d'origine galactique . . . . .	74
6.1.2	Influence du taux de formation d'étoiles . . . . .	75
6.1.3	Synthèse . . . . .	76
6.2	Ajustement de distributions spectrales d'énergie . . . . .	78
6.2.1	Notes préliminaires concernant le Quintette de Stephan . . . . .	79
6.2.2	Quintette de Stephan 2 . . . . .	79
6.2.3	Quintette de Stephan 5 . . . . .	82
6.2.4	Quintette de Stephan 11 (SQ-A) . . . . .	83
6.2.5	Arp 105S . . . . .	84
6.2.6	Arp 245N . . . . .	88

6.2.7	NGC 5291N . . . . .	92
6.2.8	NGC 7252NW . . . . .	94
6.2.9	VCC 2062 . . . . .	96
6.2.10	Synthèse . . . . .	99
6.2.11	Perspectives . . . . .	102
<b>7</b>	<b>Caractérisation comparée des régions intergalactiques de formation d'étoiles</b>	<b>103</b>
7.1	Comparaison avec des galaxies intégrées et des régions HII individuelles . . . . .	104
7.1.1	Contenu en HAP . . . . .	104
7.1.2	Taux de formation d'étoiles . . . . .	105
7.2	Discussion . . . . .	109
7.2.1	Effets de la métallicité et de l'intensité des HAP sur l'indicateur à 8 $\mu\text{m}$ du taux de formation d'étoiles . . . . .	109
7.2.2	Effet de l'extinction par la poussière sur les indicateurs de taux de formation d'étoiles à partir de l'ultraviolet et du $\text{H}\alpha$ . . . . .	112
7.2.3	Effet de l'âge du sursaut de formation d'étoiles sur les indicateurs ultraviolet et $\text{H}\alpha$ . . . . .	114
7.2.4	Taux de formation d'étoiles dans les débris par rapport au taux de formation d'étoiles total . . . . .	116
7.2.5	Localisation et importance de la formation d'étoiles . . . . .	117
7.3	Conclusion . . . . .	121
<b>IV</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>123</b>
<b>8</b>	<b>Épilogue</b>	<b>125</b>
8.1	Apports de cette étude à la connaissance de la formation d'étoiles dans les débris de marée . . . . .	125
8.1.1	Formation stellaire intergalactique : motivations de l'étude . . . . .	125
8.1.2	Données utilisées . . . . .	125
8.1.3	Résultats principaux . . . . .	125
8.2	Futurs développements . . . . .	127
8.2.1	Adjonction d'un modèle de poussières . . . . .	127
8.2.2	Comparaison avec les régions les plus externes des spirales . . . . .	128
8.2.3	Contraintes sur la fonction de masse initiale . . . . .	128
<b>A</b>	<b>Article I : A Polychromatic View of Intergalactic Star Formation in NGC 5291</b>	<b>129</b>
<b>B</b>	<b>Article II : Missing Mass in Collisional Debris from Galaxies</b>	<b>145</b>
<b>C</b>	<b>Article III : VCC 2062 : an old Tidal Dwarf Galaxy in the Virgo cluster ?</b>	<b>161</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>177</b>

---



# Table des figures

1.1	Fonction de masse initiale $\xi$ en fonction de la masse. La courbe en trait plein représente la fonction de <a href="#">Scalo (1986)</a> , celle en trait pointillé la fonction de <a href="#">Salpeter (1955)</a> , celle en trait tireté la fonction de <a href="#">Miller et Scalo (1979)</a> et finalement celle en trait mixte fin la fonction de <a href="#">Kroupa (2001)</a> . . . . .	6
1.2	Distribution spectrale d'énergie pour les fonctions de masse initiale de <a href="#">Scalo (1986)</a> (trait plein), <a href="#">Salpeter (1955)</a> (trait pointillé) et <a href="#">Miller et Scalo (1979)</a> (trait tireté) à $5 \cdot 10^6$ ans (trait noir), $50 \cdot 10^6$ ans (trait rouge), $500 \cdot 10^6$ ans (trait vert) et $2 \cdot 10^9$ ans (trait bleu). Simulation d'un sursaut de formation d'étoiles instantané avec le code de synthèse spectrale évolutive PÉGASE II, les FMI vont de 0,1 à $100 M_{\odot}$ . Chacun des trois sursauts a formé exactement la même masse totale d'étoiles, ils ne diffèrent que par la répartition des masses. . . . .	7
1.3	Phases principales de la formation des étoiles peu massives. Figure faite à partir de l'illustration visible dans <a href="#">André (2002)</a> . Les différents éléments ne sont pas à l'échelle mais ont été dessinés de telle sorte pour une meilleure visibilité. . . . .	8
2.1	Simulation de l'interaction entre deux galaxies spirales. On voit se développer les bras de marée au cours du temps. Les paramètres de la collision font que chaque galaxie développe très nettement deux bras symétriques. À leurs extrémités on perçoit des concentrations de gaz plus importantes, ce sont là des naines de marée. Cette figure est extraite de l'article publié par <a href="#">Duc et al. (2004)</a> . . .	16
2.2	Galaxie de la « roue de charrette », remarquable à ses anneaux de formation d'étoiles dus à une collision avec une des deux galaxies présentes en bas à gauche. L'image est un assemblage d'observations de GALEX en ultraviolet (bleu), de Hubble en optique (vert), de Spitzer en infrarouge moyen (rouge) et de Chandra en rayons X (violet). Image extraite du communiqué de presse GALEX : <a href="http://www.galex.caltech.edu/MEDIA/2006-01/">http://www.galex.caltech.edu/MEDIA/2006-01/</a> , crédit : NASA, JPL, Caltech, R. Hurt (SSC) . . . . .	19
3.1	Évolution de la couleur B-V en fonction du temps, pour différentes histoires de formation d'étoiles. La couleur a été déterminée à l'aide du code de synthèse spectrale évolutive PÉGASE II (voir la section 4.3 pour plus de détails). Le taux de formation d'étoiles est proportionnel à $\exp(-t/\tau)$ , où $\tau$ est une constante de temps variant de $10^6$ ans (ligne noire) à $40 \cdot 10^6$ ans (ligne rouge). La ligne noire tiretée représente le cas d'une formation d'étoiles continue. La métallicité du gaz et des étoiles vaut $Z=0,008$ , soit $\sim 65\%$ de la métallicité solaire, et l'extinction est nulle. . . . .	22
3.2	Évolution de la largeur équivalente $H\beta$ en fonction du temps, pour différentes histoires de formation d'étoiles. Le taux de formation d'étoiles est proportionnel à $\exp(-t/\tau)$ , où $\tau$ est une constante de temps variant de $10^6$ ans (ligne noire) à $40 \cdot 10^6$ ans (ligne rouge). La ligne noire tiretée représente le cas d'une formation d'étoiles continue. La métallicité du gaz et des étoiles vaut $Z=0,008$ , soit $\sim 65\%$ la métallicité solaire, et l'extinction est nulle. . . . .	23
3.3	Exemples de différentes molécules de HAP. Figure extraite de <a href="#">Draine (2003)</a> . . . . .	24
3.4	Exemple d'un spectre d'émission des HAP d'une nébuleuse planétaire située dans la Galaxie pris avec l'instrument SWS sur le satellite ISO. Les principales bandes de HAP sont bien visibles, y compris la bande à $3,3 \mu\text{m}$ qui n'est malheureusement pas observable par l'instrument IRS sur le satellite Spitzer. Communication privée, Sacha Hony. . . . .	24
3.5	Transmission de l'atmosphère pour une colonne de 3 mm de vapeur d'eau précipitable et une masse d'air de 1,5. Figure faite à partir de tableaux de données générés par l'observatoire Gemini avec <a href="#">Lord (1992)</a> . . . . .	26

3.6	Réponse du système en électron/photon, en fonction de la longueur d'onde pour les quatre bandes IRAC. . . . .	26
3.7	Réponse relative du système en énergie, en fonction de la longueur d'onde pour les trois bandes MIPS. . . . .	27
3.8	Réponse relative du système en nombre de photon, en fonction de la longueur d'onde pour les bandes ultraviolet lointain et proche de GALEX. . . . .	28
3.9	Évolution du rapport du taux de formation d'étoiles en $H\alpha$ sur le taux de formation d'étoiles en bande NUV (GALEX) en fonction du temps, pour différentes histoires. Le taux de formation d'étoiles est proportionnel à $\exp(-t/\tau)$ , où $\tau$ est une constante de temps variant de $10^6$ ans (ligne noire) à $40 \cdot 10^6$ ans (ligne rouge). La ligne noire tiretée représente le cas d'une formation d'étoiles continue. La métallicité du gaz et des étoiles vaut $Z=0,008$ , soit $\sim 65\%$ la métallicité solaire, et l'extinction est nulle. . . . .	28
4.1	Image Fabry-Perot de moment zéro de NGC 5291 sur laquelle on a superposé les fentes utilisées pour une observation spectroscopique . . . . .	38
4.2	Lois d'extinction $A(\lambda)/A_V$ en fonction de la longueur d'onde. La courbe en pointillés représente la loi d'extinction du grand nuage de Magellan déterminée par <a href="#">Gordon et al. (2003)</a> alors que la courbe tiretée représente celle de <a href="#">Calzetti et al. (2000)</a> basée sur des galaxies à flambée de formation d'étoiles. . . . .	42
4.3	Illustration de la paramétrisation des modèles par le rapport de la masse de gaz convertie en étoiles dans chaque population. L'axe des abscisses représente le temps en millions d'années depuis le début du second sursaut de formation d'étoiles alors que l'axe des ordonnées représente la masse de gaz dans une unité arbitraire. La ligne noire épaisse allant de 0,9 à 0,93 représente la masse de gaz convertie en étoiles pour la population d'origine galactique. Les lignes de couleur représentent l'évolution d'un même sursaut au cours du temps pour différents facteurs de normalisations de telle sorte qu'à un pas de temps donné la masse de gaz convertie en étoiles dans les deux populations soit la même. La courbe noire représente une histoire de formation d'étoiles ayant converti la même masse de gaz que la population d'origine galactique après $10^6$ ans alors que la rouge a converti la même masse de gaz après $2 \cdot 10^9$ ans. La construction du cube de modèle revient à sélectionner les distributions spectrales d'énergie de chaque histoire lorsque la masse de gaz convertie en étoiles vaut un rapport donné avec celle par rapport la population d'origine galactique, ici nous sommes dans le cas où le rapport vaut 1. . . . .	43
4.4	Rapport entre la masse d'étoiles de la population d'origine intergalactique et celle d'origine galactique, pour une même masse de gaz convertie en étoiles dans chaque population, en fonction du temps écoulé depuis le début du sursaut de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique. La population d'origine galactique formant des étoiles depuis beaucoup plus longtemps, le rapport est ici supérieur à 1. Le courbe noire représente le cas d'une formation d'étoiles quasi-instantanée alors que la courbe rouge représente une formation d'étoiles quasi-continue. Le rapport est plus faible pour des constantes de temps courtes, l'âge moyen des étoiles étant plus élevé, une fraction plus importante des étoiles a déjà disparu. Ainsi, suivant l'âge $t$ et la constante de temps $\tau$ , il faut multiplier le rapport des masses de gaz converties en étoiles par un facteur compris entre 1,1 et 1,6 pour obtenir le rapport des masses d'étoiles. . . . .	44
4.5	Probabilité qu'un modèle puisse reproduire les observations suivant la valeur du $\chi^2$ et le nombre de degrés de liberté. La courbe noire représente l'évolution pour un degré de liberté, les autres courbes représentent l'évolution pour un nombre croissant de degrés de liberté jusqu'à la courbe rouge donnant la probabilité pour dix degrés de liberté. En général il y a trois degrés de liberté : huit flux (de la bande FUV à la bande K) et cinq paramètres. Lorsque le nombre de degrés de liberté est grand, $\chi^2/(N - M) = 1$ correspond à une probabilité de 50%. . . . .	45
4.6	Évolution de la distribution spectrale d'énergie pour un sursaut instantané et une extinction nulle. Le trait noir représente la distribution spectrale d'énergie après $10^6$ ans alors que le trait rouge la représente après $2 \cdot 10^9$ ans. . . . .	46
4.7	Évolution suivant la constante de temps $\tau$ de la distribution spectrale d'énergie pour une extinction nulle et un âge de $10^9$ ans. Le trait noir représente la distribution spectrale d'énergie pour $\tau = 10^6$ ans alors que le trait rouge la représente pour $\tau = 10 \cdot 10^9$ ans. . . . .	47

4.8	Évolution suivant l’extinction de la distribution spectrale d’énergie pour un sursaut de formation d’étoiles quasi-instantané âgé de $10 \cdot 10^6$ ans. Le trait noir représente la distribution spectrale d’énergie pour $A_V = 0$ alors que le trait rouge la représente pour $A_V = 2,9$ . . . . .	47
4.9	Évolution suivant le rapport de masses de la distribution spectrale d’énergie pour un sursaut de formation d’étoiles quasi-instantané âgé de $25 \cdot 10^6$ ans. Les courbes en trait plein représentent la somme des densités de flux des deux populations, alors que les courbes en trait tireté représentent les densités de flux de la population d’origine intergalactique et celles en trait pointillé les densités de flux de la population d’origine galactique. Les courbes sont pour des rapports de $10^2$ , 10, 1, $10^{-1}$ et $10^{-2}$ . . . . .	48
4.10	Évolution de la contribution du flux de la population d’origine intergalactique par rapport au flux total dans chaque bande utilisée dans ce travail, en fonction du rapport de masses. Le sursaut de formation stellaire est quasi-instantané, et l’extinction est nulle. Le trait plein est pour un âge de $5 \cdot 10^6$ ans, le trait mixte-fin pour un âge de $50 \cdot 10^6$ ans et le trait tireté pour un âge de $500 \cdot 10^6$ ans après le début du sursaut de formation stellaire intergalactique. Les bandes sont FUV, NUV, B, V, R, J, H, K, $3,6 \mu\text{m}$ , $4,5 \mu\text{m}$ et $8 \mu\text{m}$ . . . . .	49
4.11	Meilleure bande pour détecter la population d’origine galactique en fonction de l’âge $t$ et de la constante de temps $\tau$ du sursaut de formation d’étoiles dans le milieu intergalactique. L’absorption et l’émission de la poussière n’ont pas été prises en compte. La couleur indique quelle est la meilleure bande pour la détection. Les bandes sont J, H, K, $3,6 \mu\text{m}$ et $4,5 \mu\text{m}$ . . . . .	49
4.12	Évolution au cours du temps du flux dans la raie $H\alpha$ et de la largeur équivalente $H\beta$ issus de l’ajustement de la région 21, pour un sursaut quasi-instantané et une FMI de Salpeter de 0,1 à 100 $M_\odot$ . La courbe noire est pour une extinction nulle et la courbe rouge est une extinction de 1,4 magnitude. Chaque courbe représente un incrément de 0,1 magnitude. Un modèle reproduisant parfaitement ces deux quantités devrait passer par la croix noire. On voit que le modèle est incapable de reproduire simultanément ces valeurs et ce d’autant plus que la valeur de l’extinction est élevée. . . . .	50
5.1	Vue globale du Quintette de Stephan. Image composite prise avec les filtres B (900 secondes), V (300 secondes) et R (300 secondes) à l’observatoire de Calar Alto. On y voit une importante queue de marée au sud-est de NGC 7319. Vers l’extrémité de celle-ci se trouve une région très obscurcie nommée SQ-B et qui est une importante zone de formation d’étoiles. Au nord du couple de galaxies en interaction NGC 7318A et NGC 7318B se trouve SQ-A ainsi que de nombreux objets très bleus, probablement des régions de chocs. À l’est de NGC 7318B se trouve une gigantesque région choquée particulièrement lumineuse en $H\alpha$ et où de l’hydrogène moléculaire chaud a été détecté. . . . .	54
5.2	Vue du Quintette de Stephan en infrarouge à $8,0 \mu\text{m}$ (rouge), $H\alpha$ (vert) et en ultraviolet lointain (bleu). Les contours jaunes représentent les iso-niveaux de densité de colonne du gaz HI. Les polygones blancs auxquels sont associés des numéros sont les ouvertures dans lesquelles les flux ont été mesurés. Sur la partie droite de l’image on voit particulièrement bien la région de chocs qui a une luminosité diffuse importante. . . . .	55
5.3	Comparaison des rapports $[OI]/H\alpha$ et $[NII]/H\alpha$ observés dans le Quintette de Stephan avec deux grilles de modèles. La grille rouge sur la gauche est issue de la modélisation d’une région de photoionisation avec CLOUDY, les paramètres étant le facteur d’ionisation et la métallicité alors que la grille verte sur la droite est issue de la modélisation d’une région de chocs à l’aide de MAPPINGS III, les paramètres étant la vitesse du choc et l’intensité du champ magnétique. Les croix bleues sont les observations des régions où ces raies ont été détectées. . . . .	56
5.4	Vue globale d’Arp 105. Image composite prise avec les filtres B (300 secondes), V (240 secondes) et R (180 secondes) à l’observatoire Canada-France-Hawaii à l’aide de la caméra 12k. On distingue très nettement une queue de marée s’étendant vers le nord à partir de NGC 3561A dont le reste du disque porte les stigmates de l’interaction. À l’extrémité de la queue, Arp 245N, les condensations plus bleues sont des régions de formation d’étoiles. Au sud de NGC 3561B le filament bleu qui semble en sortir par un effet de projection est Arp 105S. . . . .	58
5.5	Vue d’Arp 105 en infrarouge à $8,0 \mu\text{m}$ (rouge), $H\alpha$ (vert) et en ultraviolet lointain (bleu). Les contours jaunes représentent les iso-niveaux de densité de colonne du gaz HI. Les polygones blancs auxquels sont associés des numéros sont les ouvertures dans lesquelles les flux ont été mesurés. . . . .	59

5.6	Vue de la partie nord d'Arp 245. Image composite prise avec les filtres B (180 secondes), V (180 secondes) et R (88 secondes) à l'Observatoire européen austral à l'aide de l'instrument EMMI sur le NTT. La galaxie en bas de l'image est NGC 2992, on y voit nettement d'importantes bandes de poussières. Au nord s'étend un bras de marée important tracé par une composante à faible brillance de surface. À son extrémité on y aperçoit des régions plus lumineuses et bleues qui sont le siège de formation d'étoiles. Plus au sud-est, hors du champ de l'image se trouve l'autre galaxie en jeu dans l'interaction, NGC 2993 . . . . .	61
5.7	Vue d'Arp 245 en infrarouge à 8,0 $\mu\text{m}$ (rouge), H $\alpha$ (vert) et en ultraviolet lointain (bleu). Les contours jaunes représentent les iso-niveaux de densité de colonne du gaz HI. Les polygones blancs auxquels sont associés des numéros sont les ouvertures dans lesquelles les flux ont été mesurés. . .	62
5.8	Vue globale de NGC 5291. Image composite prise avec les filtres B, V et R (300 secondes chacun) à l'Observatoire européen austral à l'aide de l'instrument EMMI sur le NTT. L'anneau est diffus mais présente quelques régions de formation d'étoiles particulièrement visibles, surtout celles situées à l'extrême nord et à l'extrême sud de l'image. . . . .	64
5.9	Vue de NGC 5291 en infrarouge à 8,0 $\mu\text{m}$ (rouge), H $\alpha$ (vert) et en ultraviolet lointain (bleu). Les contours jaunes représentent les iso-niveaux de densité de colonne du gaz HI. Les polygones blancs auxquels sont associés des numéros sont les ouvertures dans lesquelles les flux ont été mesurés. . .	65
5.10	Vue globale de NGC 7252. Image composite prise avec les filtres B, V et R (600 secondes chacun) à l'Observatoire européen austral à l'aide de l'instrument EMMI sur le NTT. On distingue deux bras de marées, l'un partant vers le nord-ouest et l'autre vers l'est. À chaque extrémité on distingue des condensations brillantes bleues. . . . .	67
5.11	Vue de NGC 7252 en infrarouge à 8,0 $\mu\text{m}$ (rouge), H $\alpha$ (vert) et en ultraviolet lointain (bleu). Les contours jaunes représentent les iso-niveaux de densité de colonne du gaz HI. Les polygones blancs auxquels sont associés des numéros sont les ouvertures dans lesquelles les flux ont été mesurés. . .	68
5.12	Vue globale de VCC2062. Image composite en ultraviolet lointain (bleu), H $\alpha$ (vert) et en bande R (rouge). Les contours jaunes représentent les iso-niveaux de densité de colonne du gaz HI. Le polygone blanc est l'ouverture dans laquelle les flux ont été mesurés. . . . .	69
6.1	Distributions spectrales d'énergie normalisées sur la bande V. Les distributions en vert représentent Arp 245, celle en cyan représente Arp 105S et celles en bleu représentent NGC 5291. Les bandes composant les distributions spectrales d'énergie sont : FUV, NUV, B, V, R, J, H, K, 3,6 $\mu\text{m}$ , 4,5 $\mu\text{m}$ et 8,0 $\mu\text{m}$ . . . . .	74
6.2	Distributions spectrales d'énergie normalisées sur la bande K. Les distributions en vert représentent Arp 245, celle en cyan représente Arp 105S et celles en bleu représentent NGC 5291. Les bandes composant les distributions spectrales d'énergie sont : FUV, NUV, B, V, R, J, H, K, 3,6 $\mu\text{m}$ , 4,5 $\mu\text{m}$ et 8,0 $\mu\text{m}$ . . . . .	75
6.3	Distributions spectrales d'énergie normalisées sur la bande FUV. Les distributions en noir représentent le Quintette de Stephan, celles vert représentent Arp 245, celles en cyan représentent Arp 105, celles en bleu représentent NGC 5291 et celles en rouge représentent NGC 7252. Les bandes composant les distributions spectrales d'énergie sont : FUV, NUV, B, V, R, J, H, K (si ces trois bandes sont disponibles), 3,6 $\mu\text{m}$ , 4,5 $\mu\text{m}$ et 8,0 $\mu\text{m}$ . . . . .	76
6.4	Évolution du rapport [FUV] / [NUV] en fonction du temps pour un sursaut de formation d'étoiles instantané. Le courbe noire représente le rapport pour une extinction nulle alors que la courbe rouge représente ce rapport pour une extinction de 2,9 magnitudes. . . . .	77
6.5	Distributions spectrales d'énergie normalisées sur la bande à 8,0 $\mu\text{m}$ . Les distributions en noir représentent le Quintette de Stephan, celles vert représentent Arp 245, celles en cyan représentent Arp 105, celles en bleu représentent NGC 5291 et celles en rouge représentent NGC 7252. Les bandes composant les distributions spectrales d'énergie sont : FUV, NUV, B, V, R, J, H, K (si ces trois bandes sont disponibles), 3,6 $\mu\text{m}$ , 4,5 $\mu\text{m}$ et 8,0 $\mu\text{m}$ . . . . .	77

6.6	<p>Modélisation de la région 2 du Quintette de Stephan avec un rapport de masses valant <math>r = 10^{-1}</math>, une extinction nulle pour la composante d'origine galactique et une constante de temps <math>\tau = 36 \cdot 10^6</math> ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V et R. Le flux <math>H\alpha</math> et la largeur équivalente <math>H\beta</math> ne sont pas utilisés pour contraindre les ajustements mais sont donnés à titre indicatif étant donnée l'incertitude importante les concernant. L'image de gauche montre la distribution spectrale d'énergie du meilleur ajustement. Le trait en pointillé représentant la distribution spectrale d'énergie de la population d'origine galactique, le trait tireté celle de la population d'origine intergalactique et le trait plein la somme des deux. Les étoiles donnent les valeurs des flux du modèle dans les filtres tandis que les traits rouges avec une barre d'erreur indiquent la valeur observée. L'image de droite montre l'évolution de la valeur du <math>\chi^2</math> (le noir indiquant des valeurs faibles et le rouge des valeurs élevées, l'échelle est logarithmique) en fonction de l'âge et de l'extinction subie par la composante d'origine intergalactique. Les contours blancs indiquent la largeur équivalente de la raie <math>H\beta</math>, les contours noirs le rapport entre le flux dans la raie <math>H\alpha</math> donné par le modèle et la valeur observée, finalement les contours gris donnent la probabilité que le modèle puisse reproduire les données observées, la croix indiquant le modèle le plus probable dont la distribution spectrale d'énergie est montrée sur l'image de gauche. . . . .</p>	80
6.7	<p>Modélisation de la région 2 du Quintette de Stephan avec un rapport de masses valant <math>r = 10^{-1}</math>, une extinction nulle pour la composante d'origine galactique, une extinction de 1,1 magnitudes pour le dernier sursaut de formation stellaire. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V et R. Le flux <math>H\alpha</math> et la largeur équivalente <math>H\beta</math> ne sont pas utilisés pour contraindre les ajustements mais sont donnés à titre indicatif étant donnée l'incertitude importante les concernant. L'image de gauche montre la distribution spectrale d'énergie du meilleur ajustement. Le trait en pointillé représentant la distribution spectrale d'énergie de la population d'origine galactique, le trait tireté celle de la population d'origine intergalactique et le trait plein la somme des deux. Les étoiles donnent les valeurs des flux du modèle dans les filtres tandis que les traits rouges avec une barre d'erreur indiquent la valeur observée. L'image de droite montre l'évolution de la valeur du <math>\chi^2</math> (le noir indiquant des valeurs faibles et le rouge des valeurs élevées, l'échelle est logarithmique) en fonction de l'âge et de la constante de temps de décroissance de la flambée récente. Les contours blancs indiquent la largeur équivalente de la raie <math>H\beta</math>, les contours noirs le rapport entre le flux dans la raie <math>H\alpha</math> donné par le modèle et la valeur observée, finalement les contours gris donnent la probabilité que le modèle puisse reproduire les données observées, la croix indiquant le modèle le plus probable dont la distribution spectrale d'énergie est montrée sur l'image de gauche. . . . .</p>	81
6.8	<p>Modélisation de la région 5 du Quintette de Stephan avec un rapport de masses valant <math>r = 10^2</math> et une constante de temps <math>\tau = 13 \cdot 10^6</math> ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V et R. Voir la figure 6.6. . . . .</p>	82
6.9	<p>Modélisation de la région 11 du Quintette de Stephan avec un rapport de masses valant <math>r = 10^2</math> et une constante de temps <math>\tau = 1,6 \cdot 10^9</math> ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V et R. Voir la figure 6.6. . . . .</p>	83
6.10	<p>Modélisation de la région 11 du Quintette de Stephan avec un rapport de masses valant <math>r = 10^2</math> et une extinction de 1,9 magnitudes pour le dernier sursaut de formation stellaire. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V et R. Voir la figure 6.7. . . . .</p>	84
6.11	<p>Modélisation de la région Arp 105S avec un rapport de masses valant <math>r = 10^2</math>, et une constante de temps <math>\tau = 10^6</math> ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6. . . . .</p>	85
6.12	<p>Modélisation de la région Arp 105S avec un rapport de masses valant <math>r = 10^{-1}</math>, une extinction de 1,4 magnitudes pour la composante d'origine galactique, une extinction de 1,5 magnitudes pour celle d'origine intergalactique et une constante de temps <math>\tau = 2 \cdot 10^6</math> ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6. . . . .</p>	86
6.13	<p>Modélisation de la région Arp 105S avec un rapport de masses valant <math>r = 10^{-2}</math>, une extinction nulle pour la composante d'origine galactique, et une constante de temps <math>\tau = 10^6</math> ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6. . . . .</p>	87



6.14	Modélisation de la région Arp 105S avec un rapport de masses valant $r = 10^{0,25}$ et une constante de temps $\tau = 10^6$ ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6. . . . .	88
6.15	Modélisation de la région Arp 245N avec un rapport de masses valant $r = 10^{-1}$ , une extinction de 1,1 magnitudes pour la composante d'origine galactique, et une constante de temps $\tau = 10^6$ ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6. . . . .	89
6.16	Modélisation de la région Arp 245N avec un rapport de masses valant $r = 10^{-0,75}$ , une extinction de 0,6 magnitude pour la composante d'origine galactique, et une constante de temps $\tau = 10^6$ ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6. . . . .	90
6.17	Modélisation de la région Arp 245N avec un rapport de masses valant $r = 10^{-0,75}$ , une extinction de 0,6 magnitude pour la composante d'origine galactique, et une extinction de 1,3 magnitudes pour celle d'origine galactique. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H, et K. Voir la figure 6.7. . . . .	91
6.18	Modélisation de la région NGC 5291N avec un rapport de masses valant $r = 10^2$ , une extinction nulle pour la composante d'origine galactique, une extinction de 1,1 magnitudes pour la composante d'origine intergalactique, et une constante de temps $\tau = 10^6$ ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6. . . . .	92
6.19	Modélisation de la région NGC 5291N avec un rapport de masses valant $r = 10^{-1}$ une extinction nulle pour la population d'origine galactique, de 0,9 magnitude pour la composante d'origine intergalactique, et une constante de temps $\tau = 10^6$ ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6. . . . .	93
6.20	Modélisation de la région NGC 7252NW avec un rapport de masses valant $r = 10^{-1}$ , une extinction nulle pour la composante d'origine galactique, et une constante de temps $\tau = 35 \cdot 10^6$ ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, et R. Voir la figure 6.6. . . . .	95
6.21	Modélisation de la région NGC 7252NW avec un rapport de masses valant $r = 10^{-1}$ , une extinction nulle pour la composante d'origine galactique, et une extinction de 0,2 magnitude pour celle d'origine intergalactique. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, et R. Voir la figure 6.7. . . . .	95
6.22	Modélisation de la galaxie VCC 2062 avec un rapport de masses valant $r = 10^2$ et une constante de temps $\tau = 10^6$ ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, u', B, g', V, r', R, i' et z'. Voir la figure 6.6. . . . .	96
6.23	Modélisation des régions externes la galaxie VCC 2062 avec un rapport de masses valant $r = 10^2$ et une constante de temps $\tau = 10^6$ ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, u', B, g', V, r', R, i' et z'. Voir la figure 6.6. . . . .	97
6.24	Modélisation de la galaxie VCC 2062 avec un rapport de masses valant $r = 10^2$ et une extinction de 0,4 magnitude pour celle d'origine intergalactique. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, u', B, g', V, r', R, i' et z'. Voir la figure 6.7. . . . .	98
6.25	Modélisation de la galaxie VCC 2062 avec un rapport de masses valant $r = 10^2$ et une extinction de 0,3 magnitude pour celle d'origine intergalactique. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, u', B, g', V, r', R, i' et z'. Voir la figure 6.7. . . . .	98
6.26	Qualité de l'ajustement de la bande à 3,6 $\mu\text{m}$ par le modèle en fonction du taux de formation d'étoiles spécifique. . . . .	100
6.27	Qualité de l'ajustement de la bande à 4,5 $\mu\text{m}$ par le modèle en fonction du taux de formation d'étoiles spécifique. . . . .	100
7.1	Flux dans les HAP tracés par l'émission à 8 $\mu\text{m}$ normalisés par rapport au continu de la poussière $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$ en fonction des flux des HAP. Les symboles bleus dotés de barres d'erreur représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés) et le Quintette de Stephan (croix). Les signes « + » représentent des galaxies intégrées. La couleur indique l'échantillon d'origine : SINGS (rouge), Rosenberg et al. (2006) (vert) et Engelbracht et al. (2005) (violet). . . . .	105

7.2	Flux dans les HAP tracés par l'émission à 8 $\mu\text{m}$ normalisés par rapport au continu de la poussière $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$ en fonction des flux des HAP. Les symboles bleus dotés de barres d'erreur représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés) et le Quintette de Stephan (croix). Les signes « + » représentent des galaxies intégrées. La couleur indique l'échantillon d'origine : M 81 (rouge), Arp 82 (vert) et Arp 24 (orange). . . . .	105
7.3	Comparaison des taux de formation d'étoiles donnés par l'émission en ultraviolet lointain et par la raie de recombinaison H $\alpha$ . Les symboles bleus dotés de barres d'erreur représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés), le Quintette de Stephan (croix) et VCC 2062 (points). Les signes « + » représentent des régions galactiques de formation d'étoiles. La couleur indique l'échantillon d'origine : M 51 (turquoise), M 81 (rouge) et Arp 82 (vert). . . . .	106
7.4	Comparaison des taux de formation d'étoiles donnés par l'émission en ultraviolet lointain et par celle dans la bande à 8,0 $\mu\text{m}$ . Les symboles bleus dotés de barres d'erreur représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés) et le Quintette de Stephan (croix). Les signes « + » représentent des régions galactiques de formation d'étoiles. La couleur indique l'échantillon d'origine : M 51 (turquoise), M 81 (rouge), Arp 82 (vert) et Arp 24 (orange). . . . .	106
7.5	Comparaison des taux de formation d'étoiles donnés par l'émission en ultraviolet lointain et par celle dans la bande à 8,0 $\mu\text{m}$ . Les symboles bleus dotés de barres d'erreur représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés) et le Quintette de Stephan (croix). Les signes « + » représentent les galaxies intégrées de l'échantillon SINGS (rouge). . . . .	108
7.6	Spectre IRS d'Arp 105S . . . . .	110
7.7	Spectre IRS d'Arp 245N . . . . .	110
7.8	Spectre IRS de NGC 5291N (région 21) . . . . .	110
7.9	Spectre IRS de NGC 5291S (région 3) . . . . .	110
7.10	Largeur équivalente de la raie HAP à 6,2 $\mu\text{m}$ en fonction de la métallicité pour les galaxies étudiées par Wu et al. (2006) (croix rouges) et les régions intergalactiques de formation d'étoiles observées par IRS : NGC 5291N et NGC 5291S (ronds), Arp 105S (triangle bleu) et Arp 245N (carré bleu). . . . .	111
7.11	Largeur équivalente de la raie HAP à 11 $\mu\text{m}$ en fonction de la métallicité pour les galaxies étudiées par Wu et al. (2006) (croix rouges) et les régions intergalactiques de formation d'étoiles observées par IRS : NGC 5291N et NGC 5291S (ronds bleus), Arp 105S (triangle bleu) et Arp 245N (carré bleu). . . . .	111
7.12	Rapport des flux en infrarouge moyen $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$ , en fonction de la métallicité. Les symboles bleus représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (rond), NGC 7252 (losange), Arp 105 (triangle), Arp 245 (carré) et le Quintette de Stephan (croix). Les signes « + » représentent des galaxies intégrées. La couleur indique l'échantillon d'origine : Rosenberg et al. (2006) (vert) et Engelbracht et al. (2005) (violet). . . . .	112
7.13	Relation (trait plein) entre l'extinction déterminée via le décrement de Balmer sur l'axe des abscisses et l'extinction déterminée par la densité de colonne HI en utilisant la conversion de Ryter (1996) pour les régions de formation d'étoiles de NGC 5291 observées spectroscopiquement (ronds bleus). On voit que l'extinction déduite de la densité de colonne HI est bien plus élevée que celle obtenue grâce aux observations spectroscopiques reflétant les problèmes exposés plus haut. Les régions 18 et 21 s'écartent beaucoup de la relation (elles ont d'ailleurs été exclues pour ne pas induire un biais particulier). La région 18 a une extinction spectroscopique bien plus importante. L'origine de ceci est que le pic de la densité de colonne HI présente un décalage spatial avec le pic de l'émission dans les bandes traçant la formation d'étoiles. . . . .	113
7.14	Évolution du rapport $[8,0]/[FUV]$ en fonction de l'extinction $A_V$ . Les symboles bleus représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (rond), NGC 7252 (losange), Arp 105 (triangle), et le Quintette de Stephan (croix). Seules les régions présentant un taux de formation d'étoiles valant au moins $0,02 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ ont été sélectionnées. . . . .	114

7.15	Évolution de la largeur équivalente de la raie $H\beta$ en fonction du temps pour différents types de formation d'étoiles. La ligne noire est pour une flambée quasi-instantanée dont le taux de formation d'étoiles décroît exponentiellement avec une constante de temps $\tau = 10^6$ ans alors que la ligne rouge est pour une constante de temps de $\tau = 40 \cdot 10^6$ ans. L'intervalle gris indique la plage des valeurs observées de la largeur équivalente de la raie $H\beta$ dans les régions où elle a été mesurée dans le système NGC 5291. . . . .	115
7.16	Évolution du rapport $[H\alpha] / [FUV]$ en fonction du temps pour différents types de formation d'étoiles. La ligne noire est pour une flambée quasi-instantanée dont le taux de formation d'étoiles décroît exponentiellement avec une constante de temps $\tau = 10^6$ ans alors que la ligne rouge est pour une constante de temps de $\tau = 40 \cdot 10^6$ ans. L'intervalle gris indique la plage des valeurs observées du rapport $[H\alpha] / [FUV]$ dans les régions où elle a été mesurée dans le système NGC 5291. . . . .	115
7.17	Luminosité $k_1 \cdot L(FUV)$ en fonction de la luminosité $H\alpha$ corrigée de l'extinction. Les symboles bleus représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 ( <b>ronds</b> ), NGC 7252 ( <b>losanges</b> ), Arp 105 ( <b>triangles</b> ), Arp 245 ( <b>carrés</b> ) et le Quintette de Stephan ( <b>croix</b> ). . . . .	118
7.18	Luminosité $k_2 \cdot L(8,0)$ en fonction de la luminosité $H\alpha$ corrigée de l'extinction. Les symboles bleus représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 ( <b>ronds</b> ), NGC 7252 ( <b>losanges</b> ), Arp 105 ( <b>triangles</b> ), Arp 245 ( <b>carrés</b> ) et le Quintette de Stephan ( <b>croix</b> ). . . . .	118
7.19	Luminosité $L(H\alpha) + k_3 \cdot L(8,0)$ en fonction de la luminosité $H\alpha$ corrigée de l'extinction. Les symboles bleus représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 ( <b>ronds</b> ), NGC 7252 ( <b>losanges</b> ), Arp 105 ( <b>triangles</b> ), Arp 245 ( <b>carrés</b> ) et le Quintette de Stephan ( <b>croix</b> ). . . . .	119
7.20	Évolution du taux de formation d'étoiles $H\alpha$ obtenu par l'estimateur de Kennicutt (1998a) divisé par le taux de formation d'étoiles réel en fonction du temps, de $10^6$ ans à $40 \cdot 10^6$ ans pour différentes constantes de temps allant d'un sursaut quasi-instantané ( $\tau = 10^6$ ans, ligne noire) jusqu'à un sursaut quasi-continu ( $\tau = 40 \cdot 10^6$ ans, ligne rouge). Les différentes courbes intermédiaires sont tracées pour un pas de constante de temps de $10^6$ ans. L'extinction n'a pas été prise en compte cependant seuls 70% des photons du continu de Lyman ionisent effectivement un atome d'hydrogène. . . . .	120
7.21	Évolution du taux de formation d'étoiles en ultraviolet lointain obtenu par l'estimateur de Kennicutt (1998a) divisé par le taux de formation d'étoiles réel en fonction du temps, de $10^6$ ans à $40 \cdot 10^6$ ans pour différentes constantes de temps allant d'un sursaut quasi-instantané ( $\tau = 10^6$ ans, ligne noire) jusqu'à un sursaut quasi-continu ( $\tau = 40 \cdot 10^6$ ans, ligne rouge). Les différentes courbes intermédiaires sont tracées pour un pas de constante de temps de $10^6$ ans. L'extinction n'a pas été prise en compte. . . . .	120

# Liste des tableaux

4.1	Liste des observations du Quintette de Stephan . . . . .	34
4.2	Liste des observations de Arp 105 . . . . .	34
4.3	Liste des observations de Arp 245 . . . . .	34
4.4	Liste des observations de NGC 5291 . . . . .	35
4.5	Liste des observations de NGC 7252 . . . . .	35
4.6	Liste des observations de VCC 2062 . . . . .	35
5.1	Flux en ultraviolet, optique, infrarouge et dans la raie $H\alpha$ des régions du Quintette de Stephan sélectionnées. Ces flux ne sont pas corrigés de l'extinction galactique. Les symboles « * » indiquent les régions de choc. . . . .	56
5.2	Flux en ultraviolet, optique, infrarouge et dans la raie $H\alpha$ des régions d'Arp 105 sélectionnées. Ces flux ne sont pas corrigés de l'extinction galactique. . . . .	57
5.3	Flux en ultraviolet, optique, infrarouge et dans la raie $H\alpha$ des régions d'Arp 245 sélectionnées. Ces flux ne sont pas corrigés de l'extinction galactique. . . . .	60
5.4	Flux en ultraviolet, optique, infrarouge et dans la raie $H\alpha$ des régions de NGC 5291 sélectionnées. Ces flux ne sont pas corrigés de l'extinction galactique. . . . .	66
5.5	Flux en ultraviolet, optique, infrarouge et dans la raie $H\alpha$ des régions de NGC 7252 sélectionnées. Ces flux ne sont pas corrigés de l'extinction galactique. . . . .	68
5.6	Flux en ultraviolet, optique et dans la raie $H\alpha$ de VCC 2062. Ces flux ne sont pas corrigés de l'extinction galactique. . . . .	69
6.1	Paramètres obtenus pour le meilleur ajustement de chaque région de formation d'étoiles. Les symboles « * » signifient que ces paramètres n'ont pas été ajustés mais fixés. . . . .	101
7.1	Taux de formation d'étoiles total, en excluant les galaxies parents, selon les trois indicateurs en ultraviolet lointain, en $H\alpha$ et en infrarouge à $8,0\ \mu\text{m}$ . Dans le cas des échantillons de galaxies de <a href="#">Rosenberg et al. (2006)</a> , SINGS et d' <a href="#">Engelbracht et al. (2005)</a> , il s'agit du taux moyen de formation d'étoiles. . . . .	108
7.2	Rapports de flux et de taux de formation d'étoiles moyens des différents échantillons. . . . .	109
7.3	Largeurs équivalentes des principales bandes de HAP émises par des régions intergalactiques de formation d'étoiles. . . . .	111
7.4	Rapport des taux de formation d'étoiles $\Delta ([8,0] / [\text{FUV}]) / \langle [8,0] / [\text{FUV}] \rangle$ et $\Delta ([H\alpha] / [\text{FUV}]) / \langle [H\alpha] / [\text{FUV}] \rangle$ bruts et corrigés de l'extinction. . . . .	114
7.5	Taux de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique, taux de formation d'étoiles total et fraction d'étoiles formées dans le milieu intergalactique dans chaque système. Les taux de formation d'étoiles sont estimés à partir de l'émission en ultraviolet lointain, le $H\alpha$ ne présentant pas une couverture suffisante et l'infrarouge étant pollué par des noyaux actifs particulièrement lumineux. . . . .	117
7.6	Valeur des coefficients $k_1$ , $k_2$ et taux de formation d'étoiles total associé $\text{TFE}_{\text{total}}^{\text{E}} = 7,9 \cdot 10^{-35} \cdot [L(H\alpha) + k_2 \cdot L(8,0)]$ dans chaque système. . . . .	119



# Prologue

La première formulation explicite d'un processus de formation d'étoiles revient à [Descartes \(1677\)](#)<sup>a</sup>, voir en particulier le chapitre VIII : « De la formation du Soleil & des Etoiles de ce nouveau Monde ». Cette idée fut plus tard reprise et améliorée par [Kant \(1755\)](#) et par Laplace. Il a cependant fallu attendre ces dernières décades pour obtenir un scénario réaliste. Malgré les importants progrès depuis lors, la formation des étoiles reste un problème largement ouvert et un champ d'investigation important tant dans la Voie lactée que dans les autres galaxies. La découverte et le développement de l'étude des galaxies naines de marée depuis le début des années 1990 a initié une nouvelle voie dans l'étude de la formation stellaire en permettant de l'étudier dans un environnement extrême hors des galaxies. Le lancement ces dernières années des observatoires spatiaux GALEX, en ultraviolet, et Spitzer, en infrarouge, ouvre des opportunités inégalées jusqu'à présent. Ce travail a permis de saisir cette opportunité en effectuant une étude multi-longueurs d'onde allant de l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge de régions de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique.

Avant d'aborder mon travail de thèse, j'expose une première partie de prolégomènes consacrés tout d'abord à la formation d'étoiles, tant à l'échelle locale dans la Voie lactée qu'à l'échelle galactique dans l'univers local. Je montrerai ensuite pour quelles raisons j'ai décidé de m'intéresser à la formation d'étoiles dans le milieu intergalactique et je présenterai quelques régions extrêmes dans le milieu intergalactique où de la formation d'étoiles a été détectée. Finalement j'expliquerai quelle a été mon approche observationnelle pour cette étude et quels sont les intérêts de celle-ci.

La seconde partie est consacrée dans un premier temps aux principes de l'acquisition et du traitement des données nécessaires à ce travail et ensuite à l'exposé des modèles que j'ai construits de régions de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique afin de reproduire les observations. Dans un second temps je présenterai les systèmes que j'ai sélectionnés et je publierai les tableaux contenant les différents flux mesurés dans chaque système.

Finalement, la dernière partie sera consacrée à la formation d'étoiles intergalactique proprement dites. La première approche utilise les distributions spectrales d'énergie, d'abord en les étudiant de façon qualitative et ensuite en les ajustant à l'aide du modèle que j'ai construit dans la partie précédente. La seconde approche consistera en une comparaison des régions de formation d'étoiles intergalactiques avec d'autres régions de formation d'étoiles situées dans des galaxies ainsi qu'avec des galaxies entières.

## Unités

Par commodité j'ai utilisé certaines unités adaptées à l'astrophysique. J'inclus ci-dessous la correspondance entre celles-ci et leur valeur dans le système international.

$$\begin{aligned}
 1 \text{ parsec} &\approx 3,085\,680\,25 \cdot 10^{16} \text{ m} \\
 1 M_{\odot} &\approx 1,989\,1 \cdot 10^{30} \text{ kg} \\
 1 L_{\odot} &\approx 3,827 \cdot 10^{26} \text{ W} \\
 1 \text{ Jansky} &= 10^{-26} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}
 \end{aligned}$$

---

a. Certains attribuent cette idée à Isaac Newton, pourtant postérieur à Descartes, comme [Larson \(2003\)](#) par exemple.

## Lexique

J'ai décidé d'écrire ce manuscrit en français autant que faire se peut. J'inclus ci-dessous un petit lexique indiquant la correspondance entre quelques termes usuels dans les publications anglophones et le français.

Initial Mass Function (IMF) .....	Fonction de masse initiale (FMI)
Point Spread Function (PSF) .....	Fonction d'étalement du point (FÉP)
Polycyclic Aromatic Hydrocarbon (PAH) .....	Hydrocarbure aromatique polycyclique (HAP)
Star Formation Rate (SFR) .....	Taux de formation d'étoiles (TFÉ)
Tidal Dwarf Galaxy (TDG) .....	Galaxie naine de marée

---

## **Première partie**

# **Formation stellaire : un problème ouvert**

---





# Chapitre 1

## Formation des étoiles : connaissances et méconnaissances

### Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Fonction de masse initiale</b>	<b>5</b>
<b>1.2</b>	<b>Formation des étoiles à petite échelle</b>	<b>6</b>
1.2.1	Formation des étoiles peu massives	7
1.2.2	Formation des étoiles massives	9
1.2.3	Efficacité	9
<b>1.3</b>	<b>Formation d'étoiles à grande échelle</b>	<b>9</b>
1.3.1	Quelques types classiques de galaxies à formation des étoiles	9
1.3.2	Loi de formation d'étoiles	10
1.3.3	Efficacité de formation d'étoiles à grande échelle	11
1.3.4	Quelques effets d'environnement	11

Dans ce chapitre j'expose d'abord des informations importantes sur la fonction de masse initiale puis je donne un rapide aperçu des connaissances actuelles sur la formation d'étoiles tant à petite qu'à grande échelle.

### 1.1 Fonction de masse initiale

Pourquoi certaines étoiles ont-elles une masse inférieure à  $1 M_{\odot}$  alors que d'autres atteignent une masse allant jusqu'à plus de  $100 M_{\odot}$ ? Cette question de la distribution de la masse des étoiles a suscité de nombreux travaux depuis les années 1950. La première explication qualitative est due à [Hoyle \(1953\)](#) qui, suite à l'observation que de nombreuses galaxies et de nombreuses étoiles se regroupent en amas, émit l'idée que la formation des galaxies et des étoiles était due à la fragmentation de nuages. En se basant sur la distribution de masses (en fait des luminosités) des étoiles dans le disque galactique, en modélisant la distribution des étoiles observées ainsi qu'en faisant des hypothèses sur le taux de formation d'étoiles, la structure du disque galactique et les temps d'évolution des étoiles, [Salpeter \(1955\)](#) est remonté à la fonction de masse initiale, c'est-à-dire la détermination du nombre d'étoiles créées en fonction de leur masse. Cette détermination est particulièrement malaisée pour les étoiles très massives, leur durée de vie étant brève elles disparaissent rapidement rendant par là même toute contrainte difficile. Autre difficulté mais concernant les étoiles plus légères, elles sont aussi les moins lumineuses et auquel cas se pose le problème de leur détection. Les travaux de [Salpeter \(1955\)](#) ont montré que la fonction de masse initiale est sous la forme d'une loi de puissance :  $\xi(m) = dN/dm \propto m^{-2,35}$ ,  $N$  étant le nombre d'étoiles formées en fonction de la masse  $m$ . Cela signifie que la masse totale des étoiles formées est non pas dominée par les plus visibles d'entre elles, à savoir les étoiles massives mais au contraire par le grand nombre d'étoiles de faible masse, comme on peut le voir sur la figure 1.1.

Cette fonction, bien que datant de plus d'un demi-siècle est encore largement utilisée, son amélioration étant une tâche ardue. La fonction de [Salpeter \(1955\)](#) n'est pas sans défaut et plusieurs auteurs ont tenté d'y pallier. On peut citer principalement [Miller et Scalo \(1979\)](#) qui ont affiné la fonction pour les étoiles d'une masse inférieure

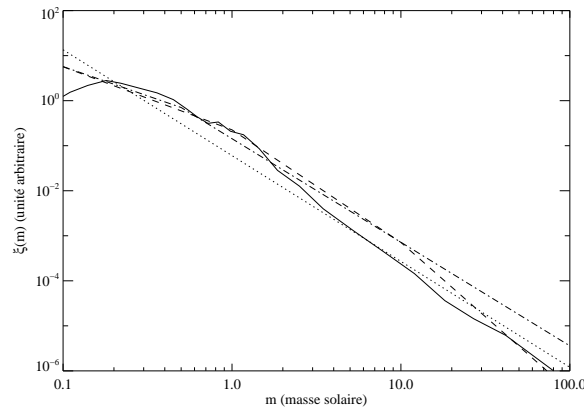


FIGURE 1.1 – Fonction de masse initiale  $\xi$  en fonction de la masse. La courbe en trait plein représente la fonction de [Scalo \(1986\)](#), celle en trait pointillé la fonction de [Salpeter \(1955\)](#), celle en trait tireté la fonction de [Miller et Scalo \(1979\)](#) et finalement celle en trait mixte fin la fonction de [Kroupa \(2001\)](#).

à  $1 M_{\odot}$ , ou encore [Scalo \(1986\)](#) qui est à ce jour encore l'étude la plus complète de la fonction de masse initiale. La recherche sur ce front est encore très active et des moyens importants, tant au niveau des observations que des simulations numériques lourdes, sont mis en œuvre afin de comprendre les mécanismes physiques à l'origine de cette fonction de masse initiale. De même, la question de savoir si la fonction de masse initiale est universelle ou bien si elle dépend des conditions locales et des effets d'environnement est encore une question ouverte, bien que d'après [Kroupa \(2001\)](#) l'on ne doit pas s'attendre à l'invariance de la fonction de masse initiale. Ainsi, celle-ci pourrait dépendre du taux de formation d'étoiles dans la galaxie, du champ de marée ou de la température ([Kroupa 2007b,a](#)). Par exemple, les flambées de formation d'étoiles présenteraient une pente plus faible aux fortes masses ([Rieke et al. 1993](#)) ou peut-être pas ([Satyapal et al. 1995](#); [Elmegreen 2005](#)). Comme nous le verrons plus loin, bien que nous n'ayons pas la résolution pour résoudre individuellement les étoiles, une partie de mes travaux pourrait permettre à terme de contraindre et d'exclure certaines fonctions de masse initiale standards selon les régions étudiées.

Afin d'appréhender les différences entre les fonctions de masse initiale j'ai tracé sur la figure 1.2 l'évolution dans le temps de la distribution spectrale d'énergie pour les trois fonctions de masse initiales de [Salpeter \(1955\)](#), [Miller et Scalo \(1979\)](#) et [Scalo \(1986\)](#). Il s'agit à chaque fois d'un sursaut ayant formé la même masse totale d'étoiles, la seule différence résidant dans la répartition différente des masses des étoiles.

On voit que pour le plus jeune âge la fonction de masse initiale de [Salpeter \(1955\)](#) domine nettement, ceci est dû au poids particulièrement élevé des étoiles massives. Ces étoiles ayant une durée de vie plus courte on constate que pour des âges plus avancés la distribution spectrale d'énergie de cette fonction de masse initiale devient progressivement moins lumineuse que les autres. Pour des âges intermédiaires c'est celle de [Miller et Scalo \(1979\)](#) qui se détache ce qui s'explique par le poids plus important qu'elle confère aux étoiles de masses intermédiaires. Finalement c'est la fonction qui initialement était la moins lumineuse, celle de [Scalo \(1986\)](#) qui domine à partir de  $2 \cdot 10^9$  ans, en effet elle donne une importance accrue aux étoiles de faible masse.

## 1.2 Formation des étoiles à petite échelle

Le processus de formation d'étoiles reste encore un problème mal connu. Si la formation des étoiles peu massives (moins de  $8 M_{\odot}$ ) semble pouvoir être décrite relativement précisément, mise à part la phase préstellaire, il n'en va pas de même pour la formation des étoiles massives où plusieurs scénarios sont envisagés sans que l'un d'entre eux ne prenne à l'heure actuelle un avantage décisif.

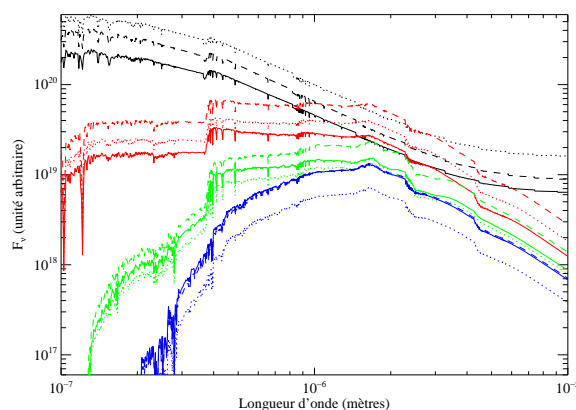


FIGURE 1.2 – Distribution spectrale d'énergie pour les fonctions de masse initiale de [Scalo \(1986\)](#) (trait plein), [Salpeter \(1955\)](#) (trait pointillé) et [Miller et Scalo \(1979\)](#) (trait tireté) à  $5 \cdot 10^6$  ans (trait noir),  $50 \cdot 10^6$  ans (trait rouge),  $500 \cdot 10^6$  ans (trait vert) et  $2 \cdot 10^9$  ans (trait bleu). Simulation d'un sursaut de formation d'étoiles instantané avec le code de synthèse spectrale évolutive PÉGASE II, les FMI vont de 0,1 à  $100 M_{\odot}$ . Chacun des trois sursauts a formé exactement la même masse totale d'étoiles, ils ne diffèrent que par la répartition des masses.

### 1.2.1 Formation des étoiles peu massives

La formation d'étoiles peu massives se déroule en trois grandes phases : pré-stellaire, protostellaire et pré-séquence principale. Nous allons aborder successivement ces trois étapes. Pour plus de détails ainsi que des références supplémentaires il convient de consulter les travaux de [André et al. \(2000\)](#). Ces trois phases sont illustrées sur la figure 1.3.

#### Phase pré-stellaire

Cette première phase voit la fragmentation de nuages moléculaires en cœurs gravitationnellement liés et supportés par la pression dépendante de la température, du champ magnétique et de la turbulence ([Shu et al. 1987](#)). Afin de pouvoir poursuivre l'effondrement un certain nombre de mécanismes sont évoqués comme la diffusion ambipolaire ([Mouschovias 1991](#)), la dissipation de la turbulence ([Williams et Myers 2000](#)) ou bien encore une perturbation externe ([Hennebelle et al. 2003](#)). La présence de poussière dans le gaz permet d'évacuer la chaleur générée. À partir d'une densité numérique  $n_{\text{H}_2} \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , la condensation est suffisamment opaque pour que le rayonnement de la poussière soit piégé. La poursuite de l'accrétion provoque une augmentation de la température jusqu'à atteindre 2 000 K. Les conditions physiques locales provoquent la dissociation de l'hydrogène moléculaire et l'effondrement reprend de plus belle. Cette phase dure environ  $10^6$  ans.

#### Phase protostellaire

Le cœur qui a maintenant atteint une taille stellaire continue à accréter l'enveloppe dans lequel il baigne. Il se crée alors un disque d'accrétion autour de la protoétoile et un important rayonnement voit le jour afin de dissiper efficacement l'énergie et favoriser ainsi l'accrétion. À ce moment, le centre de la protoétoile a atteint une température de  $\sim 10^6$  K et la fusion nucléaire a été enclenchée. Une nouvelle étoile est née ! Cette phase dure environ  $250 \cdot 10^3$  ans.

#### Phase pré-séquence principale

Une fois passé ce qu'on appelle conventionnellement la « ligne de naissance » l'étoile entre en pré-séquence principale. Cependant l'étoile continue à se contracter pendant quelques dizaines de millions d'années. Cette contraction provoque une augmentation de la température dans le cœur de l'étoile. Aux alentours de  $10^7$  K la

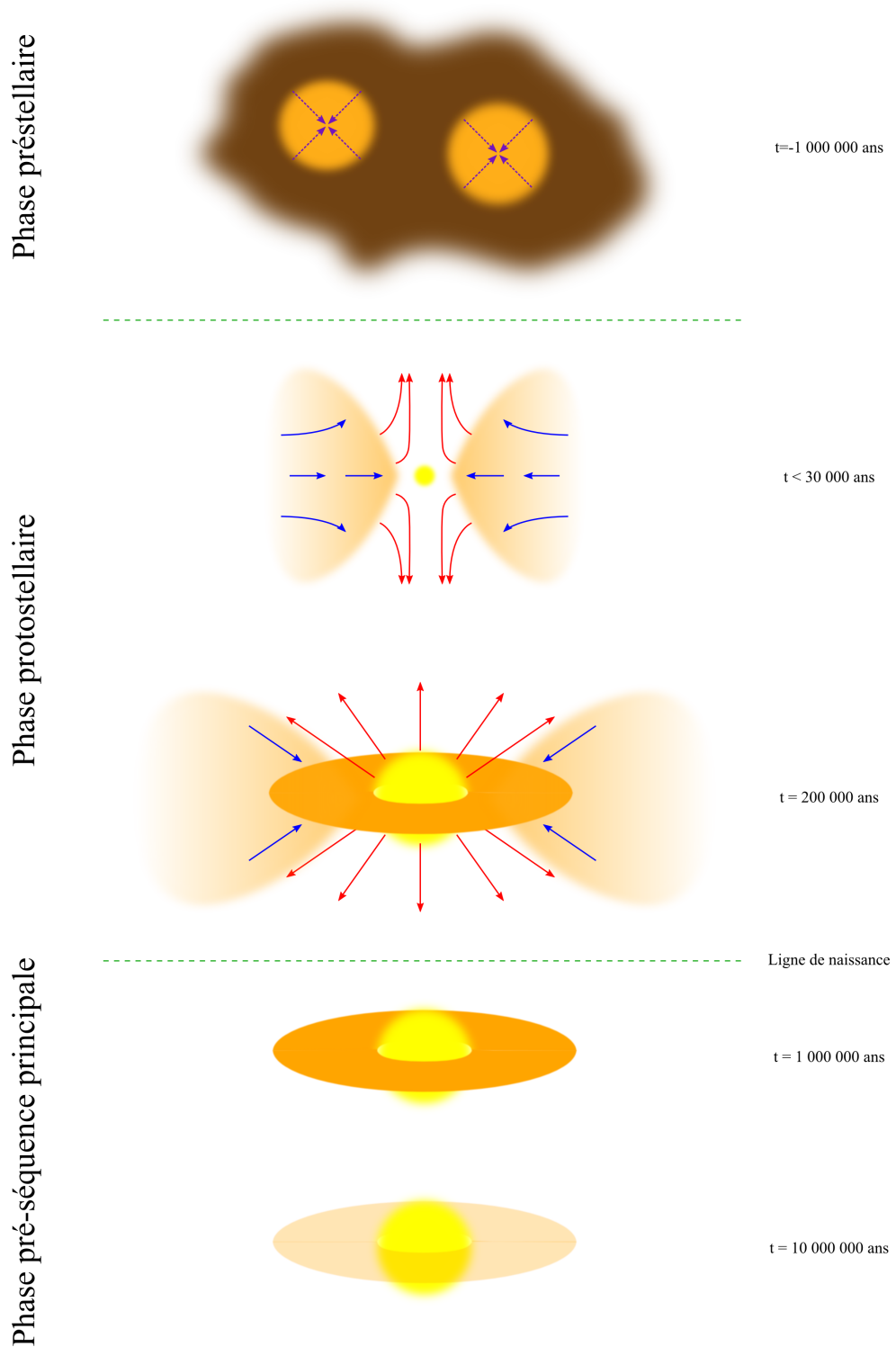


FIGURE 1.3 – Phases principales de la formation des étoiles peu massives. Figure faite à partir de l'illustration visible dans [André \(2002\)](#). Les différents éléments ne sont pas à l'échelle mais ont été dessinés de telle sorte pour une meilleure visibilité.

température est telle que la fusion de l'hydrogène commence. C'est à ce moment là que l'étoile prend définitivement position sur la séquence principale. Cette phase dure environ  $10 \cdot 10^6$  ans.

### 1.2.2 Formation des étoiles massives

Le problème est plus complexe pour les étoiles massives, lesquelles nous intéressent particulièrement pour la suite de cette étude car elles dominent amplement le rayonnement émis par les régions de formation d'étoiles actives. Ce sont ces étoiles que l'on observe lors des sursauts de formation d'étoiles.

Le scénario établi pour la formation des étoiles moins massives ne peut fonctionner de manière similaire pour la formation d'étoiles massives. En effet il a été montré que pour un mélange de gaz et de poussière typique du milieu interstellaire il suffit d'une étoile de  $10\text{-}20 M_{\odot}$  pour arrêter l'accrétion à cause de la pression de rayonnement (Wolfire et Cassinelli 1986, 1987), pour les étoiles les plus massives même du gaz dépourvu de poussière peut se trouver chassé (Bally et Zinnecker 2005). De plus le continu de Lyman contribue lui aussi à l'inversion du flot d'accrétion (Larson et Starrfield 1971). Autre problème excluant l'application directe du scénario précédent est l'absence de la phase de pré-séquence principale, en effet l'étoile atteint la séquence principale alors que l'accrétion de matière est toujours en cours.

Il est avéré que les étoiles massives naissent dans des associations OB, plutôt qu'isolément (de Wit et al. 2004). La densité de ces associations peut aller jusqu'à plus de  $10^5 \text{ pc}^{-3}$  (par exemple dans l'amas du Trapèze dans Orion ; Henney et Arthur 1998) ce qui fait que les interactions sont fortes et fréquentes, pouvant aller jusqu'à l'éjection de certaines étoiles comme l'a constaté Blaauw (1961). Cette proximité entre les étoiles en cours de formation amène nécessairement des modifications importantes des conditions physiques locales et la coalescence de protoétoiles (Bonnell et al. 1998). À ce jour deux pistes sont donc explorées dans l'étude de la formation des étoiles massives :

- un scénario d'accrétion modifié afin de pallier les carences du modèle de formation des étoiles peu massives,
- un scénario de coalescence.

Le premier scénario met en jeu une augmentation du taux d'accrétion au cours du temps alors que le second considère que comme les étoiles naissent en amas elles peuvent coalescer ainsi qu'accréter le gaz présent autour d'autres protoétoiles de l'amas (Bonnell et al. 1998; Bonnell et Bate 2006).

### 1.2.3 Efficacité

L'efficacité de la formation d'étoiles, c'est-à-dire la fraction de gaz moléculaire effectivement transformée en étoiles, que l'on peut observer dans la galaxie dépend beaucoup de l'échelle à laquelle on regarde. Plus l'échelle est petite, plus l'efficacité est grande. Au niveau des nuages moléculaires sur 10 millions d'années l'efficacité est d'environ 1% (Silk 1997). En regardant à l'échelle des cœurs denses préstellaires, elle augmente pour atteindre 10 à 30% (Silk 1997; Bontemps et al. 2001) sur un million d'années pour finalement être proche de 100% sur une durée de 10 000 ans au niveau des condensations pré-stellaires selon Motte et al. (1998).

## 1.3 Formation d'étoiles à grande échelle

L'observation des galaxies distantes empêche d'avoir une résolution suffisante pour observer les régions individuelles de formation d'étoiles. On observe alors des régions plus larges et plus importantes que l'on n'aurait d'ailleurs pas forcément associées si ces régions avaient été plus proches. La question de savoir s'il existe ou non une échelle caractéristique des régions de formation d'étoiles est encore sujet à débat. Par exemple Efremov (1995) ou Pietrzyński et al. (2001) trouvent une échelle caractéristique au contraire d'Elmegreen et Efremov (1996) ou d'Efremov et Elmegreen (1998) par exemple qui trouvent que la distribution de la formation d'étoiles dans la galaxie est hiérarchique et fractale.

### 1.3.1 Quelques types classiques de galaxies à formation des étoiles

Dans cette section je vais présenter quelques lieux où se forment classiquement les étoiles. À cela j'ajouterai aussi plus loin dans ce manuscrit, à la section 2.2, des endroits plus inattendus qui sont le siège de formation d'étoiles mais dont certains seront cruciaux dans l'étude que je présente ici.

---

### Galaxies spirales

Dans l'univers local, les galaxies spirales sont un type largement répandu, comptant pour 77% des galaxies observées par le SDSS par exemple. Grâce à leur quantité de gaz, les disques des galaxies spirales sont d'importants lieux de formation d'étoiles. Le taux de formation d'étoiles d'une galaxie dépend d'un certain nombre de paramètres comme sa masse, la densité de colonne du gaz (comme on le verra dans la section 1.3.2), l'accrétion de gaz, la métallicité, la rétroaction, son environnement, etc. La relation entre les différents paramètres physiques des galaxies spirales et le taux de formation d'étoiles est un domaine de recherche très actif. Une galaxie spirale isolée a un taux de formation d'étoiles d'une valeur typique de quelques  $M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ . Dans le disque, les lieux privilégiés de formation d'étoiles sont les bras spiraux qui sont en réalité des ondes de densité déclenchant l'effondrement de nuages. On observe généralement un gradient de métallicité partant du centre de la galaxie possédant une métallicité nettement sur-solaire jusqu'aux régions externes les plus riches en gaz et pauvres en étoiles qui tendent à avoir une métallicité sous-solaire.

La formation d'étoiles est dans ce milieu dense est particulièrement sensible aux effets d'environnement tant internes (bras spiraux, autogravité, rotation du disque par exemple) qu'externes (interactions avec d'autres galaxies), je reviendrai plus en détails sur ces effets dans la section 1.3.4. L'objet de cette thèse est d'étudier la formation d'étoiles en tentant de s'abstraire d'un certain nombre de ces effets d'environnement afin d'exhiber quelques caractéristiques de la formation d'étoiles dépendant de l'environnement.

### Galaxies naines bleues compactes

Les galaxies naines bleues compactes sont des galaxies présentant une flambée de formation d'étoiles relativement intense. Leur métallicité est nettement sub-solaire, pouvant descendre jusqu'à  $12 + \log O/H = 7,12$  dans le cas de SBS 0335-052W selon Izotov et al. (2005), soit environ  $Z_{\odot}/35$ . L'émission des étoiles jeunes masque l'émission d'une population âgée. Un débat a cours concernant l'existence ou non de cette population, comme dans le cas de I Zw 18 où Izotov et Thuan (2004) pensent que la galaxie est âgée de moins de 500 millions d'années alors que les travaux de Momany et al. (2005), Tosi et al. (2006) ou encore Aloisi et al. (2007) suggèrent un âge allant jusqu'à plus de 10 milliards d'années. Cette question est d'une grande importance, l'absence éventuelle de populations âgées ferait que certaines galaxies naines bleues compactes seraient similaires aux premières générations de galaxies ayant existé dans l'univers.

### Galaxies irrégulières

Les galaxies irrégulières sont des galaxies atypiques ne pouvant être classées ni parmi les galaxies spirales ni parmi les galaxies elliptiques. L'observation de l'univers lointain montre que ce type de galaxie était alors bien plus répandu que dans l'univers local où elles ne représentent que quelques pourcent. Elles sont souvent le siège de sursauts de formation d'étoiles. Du point de vue des effets d'environnement, elles sont dans une situation relativement intéressante, ne subissant plus l'effet des ondes de densité des disques des galaxies spirales, l'effet de marée des régions centrales ou encore le cisaillement dû à la rotation différentielle.

## 1.3.2 Loi de formation d'étoiles

Depuis les travaux initiaux de Schmidt (1959), on sait que le taux de formation d'étoiles dans une galaxie dépend de sa quantité de gaz, soit :  $\Sigma_{\text{TFÉ}} = A \Sigma_{\text{gaz}}^N$ , avec  $\Sigma_{\text{TFÉ}}$  et  $\Sigma_{\text{gaz}}$  les densités de surface du taux de formation d'étoiles et du gaz<sup>a</sup>. En prenant en compte le gaz atomique et le gaz moléculaire, la puissance  $N$  varie typiquement entre 1 et 2 (Wong et Blitz 2002; Boissier et al. 2003), bien que des valeurs plus importantes aient été déterminées, atteignant 3,3 (Heyer et al. 2004) dans le cas de M33 par exemple. D'après Elmegreen (2002) la loi de Schmidt devrait être indépendante de l'échelle.

Kennicutt (1989) a montré que pour que la formation d'étoiles se déclenche il faut que la densité de colonne atteigne une valeur critique. Celle-ci est comprise entre  $0,7 M_{\odot}/\text{pc}^2$  et  $40 M_{\odot}/\text{pc}^2$  selon Martin et Kennicutt (2001). Il semblerait que cette loi s'applique aussi dans le cas des régions intergalactiques de formation d'étoiles, cependant la valeur critique n'est pas encore été déterminée (Braine et al. 2001).

L'origine de la loi de Schmidt (1959) et de cette valeur critique est encore l'objet d'importants travaux. Trois possibilités sont avancées. Le premier modèle traite de l'auto-gravité du disque de la galaxie spirale rendant la loi de

a. Notons que l'étude de Schmidt était limité au voisinage solaire et ne concernait pas les autres galaxies.

Schmidt (1959) non pas dépendante de processus locaux mais du temps de chute libre (Kennicutt 1998a). D'après le deuxième modèle le taux de formation d'étoiles dépendrait du temps dynamique local à cause de collisions entre nuages (Tan 2000, par exemple). Finalement, le dernier modèle proposé par Elmegreen (2002) met en œuvre une formation d'étoiles hiérarchique déclenchée grâce à la turbulence.

### 1.3.3 Efficacité de formation d'étoiles à grande échelle

D'après Kennicutt (1998b), l'efficacité moyenne de formation d'étoiles sur  $100 \cdot 10^6$  ans vaut typiquement de 2% à 10% dans les spirales à formation d'étoiles. Cette limitation est due à la rotation qui stabilise les nuages trop étendus et à la rétroaction (les premières étoiles qui se forment ont tendance à disperser le nuage, ce qui limite donc l'efficacité). Dans le cas des galaxies à flambée de formation stellaire, cela monte à 30% sur une même période, atteignant même 100% pour les objets les extrêmes. Cette efficacité est dépendante de la taille de la galaxie. Young (1999) a montré que plus la galaxie est grande plus l'efficacité est faible.

### 1.3.4 Quelques effets d'environnement

Les effets d'environnement jouent un rôle important dans la formation d'étoiles à l'échelle des galaxies, je présente dans cette section quelques effets d'environnement.

#### Effets internes au disque

Comme l'ont montré Lin et Shu (1964) les bras spiraux sont en réalité causés par des ondes de densité. Ces ondes de faible amplitude se déplacent avec une vitesse angulaire fixe. Leur vitesse est différente de celle du gaz et des étoiles. Il peut même arriver dans certains cas, que ces ondes se propagent en sens inverse du sens de rotation du gaz et des étoiles. C'est cette onde de densité qui fait que les nuages moléculaires entrent en collision et s'effondrent, ce qui déclenche la formation d'étoiles. La couleur bleue très distincte de ces bras est due aux étoiles massives OB, dont le temps de vie est suffisamment court pour qu'elles disparaissent avant que l'onde de densité ne soit complètement passée. Ces étoiles à faible durée de vie peuvent aussi déclencher de proche en proche de la formation d'étoiles grâce à leur mort violente (elles explosent en supernovae), pouvant être responsable d'environ 20% de la formation d'étoiles dans une galaxie.

Toomre (1964) a montré que dans un disque si la dispersion de vitesses est trop faible celui-ci peut s'avérer instable. Le paramètre  $Q$  donne la condition de stabilité. Le disque est stable lorsque :

$$Q(R) \equiv \frac{\sigma \kappa}{3,36 G \mu} > 1, \quad (1.1)$$

où  $\sigma$  est la dispersion de vitesse,  $\kappa$  la fréquence épicyclique et  $\mu$  la densité de surface du gaz à une distance galactocentrique  $R$ . Cet effet est cependant limité aux objets présentant une rotation claire. Elmegreen et al. (1993) ont montré que dans le cas d'une interaction avec une autre galaxie, des nuages de gaz massifs arrivent à se former dans la galaxie, restant stables avec un paramètre  $Q$  suffisamment élevé. Lorsque ce nuage s'éloigne suffisamment du centre galactique, la fréquence épicyclique diminue et celui-ci s'effondre.

Une autre caractéristique de la formation d'étoiles dans les disques des galaxies spirales est la présence d'une importante population d'étoiles âgées formées tout au long de la vie de la galaxie. Cette composante, contrairement au gaz n'est pas dissipative. D'autre part, la masse de ce disque stellaire tend à déstabiliser le disque<sup>b</sup>.

#### Interactions gravitationnelles

Dans des environnements peu à moyennement denses en galaxies, les interactions gravitationnelles entre galaxies tendent à augmenter le taux de formation d'étoiles (Pustilnik et al. 2001) bien que dans certains cas il arrive que des fusions de galaxies puissent se produire sans sursaut de formation d'étoiles (di Matteo et al. 2007). D'autre part, suivant les paramètres de l'interaction, celle-ci peut déclencher un sursaut de formation d'étoiles circumnucléaire en faisant perdre du moment angulaire au gaz qui tombe alors vers le centre de la galaxie.

b. La loi de Schmidt (1959) prend en compte la densité de surface du gaz alors que la stabilité est en fait déterminée par la combinaison du gaz et des étoiles. Cet effet est d'autant plus faible dans les galaxies riches en gaz.





## Chapitre 2

# Formation stellaire intergalactique

### Sommaire

<b>2.1 Motivations</b> . . . . .	<b>13</b>
<b>2.2 Quelques types de régions intergalactiques de formation d'étoiles</b> . . . . .	<b>13</b>
2.2.1 Écoulements de refroidissement . . . . .	14
2.2.2 Pression dynamique . . . . .	14
2.2.3 Rôle des jets . . . . .	14
2.2.4 Effet de marée . . . . .	15
2.2.5 Collision de plein fouet . . . . .	18

## 2.1 Motivations

L'étude de la formation d'étoiles se fait à deux échelles. Au niveau galactique, la proximité de ces régions permet de résoudre individuellement chaque région et ainsi autorise une étude fine et précise qui a permis d'élaborer les scénarios détaillés que j'ai exposés au chapitre 1. Cependant, cela ne permet pas d'avoir une vision globale de la formation d'étoiles : la Galaxie est un cas particulier de part sa métallicité, son contenu en gaz, en étoiles vieilles, son histoire de formation d'étoiles, etc. Pour pallier ces problèmes, une deuxième approche est donc l'étude de la formation d'étoiles hors de la Galaxie. Cela procure l'avantage d'avoir un échantillon très important et diversifié en sacrifiant la sensibilité et la résolution. Cependant, ces régions subissent elles aussi des effets d'environnement : bras spiraux, potentiel gravitationnel de la galaxie, présence d'étoiles vieilles, etc. Comme je l'ai montré à la section 1.3, un certain nombre de questions restent ouvertes concernant la formation d'étoiles et en particulierité l'universalité, ou non, de certains paramètres fondamentaux. Autrement dit, est-ce que l'environnement a un effet sur le mécanisme de formation d'étoiles ? Le travail que je présente dans cette thèse a pour but d'apporter une contribution à la résolution de cet épineux problème. Mais comment s'affranchir de certains effets d'environnement, afin de pouvoir mesurer indirectement leur influence ?

Plusieurs directions de recherches ont été envisagées pour cela. Par exemple l'utilisation de galaxies irrégulières pour s'abstraire des effets des ondes de densité. J'ai décidé d'utiliser une voie peu explorée jusqu'à présent pour l'étude de la formation d'étoiles, à savoir l'utilisation des régions intergalactiques de formation d'étoiles. Celles-ci sont plongées dans un environnement très différent de celui des disques de galaxies spirales. Les effets d'environnement en jeu ne sont donc plus les mêmes, faisant de ces régions des laboratoires idéaux pour l'étude de la formation d'étoiles. Dans la section 2.2, je présente différents cas où des régions intergalactiques de formation d'étoiles ont été détectées.

## 2.2 Quelques types de régions intergalactiques de formation d'étoiles

Plusieurs mécanismes sont susceptibles de permettre la formation d'étoiles dans le milieu intergalactique. Le premier cas que je vais détailler est celui des écoulements de refroidissement, avant de passer au cas de la pression

dynamique puis au rôle des jets. Je terminerai cet exposé par l'expulsion de gaz dans le milieu intergalactique soit par des effets de marée pouvant donner naissance à des « galaxies naines de marée », soit par des collisions de plein fouet entre une galaxie riche en gaz et une autre galaxie pouvant donner naissance à des « anneaux collisionnels ».

### 2.2.1 Écoulements de refroidissement

Grâce aux travaux initiaux de [Lea et al. \(1973\)](#) on sait que le gaz intra-amas refroidit en un temps inférieur au temps de Hubble. Le mécanisme de refroidissement est le suivant. Pour être à l'équilibre, le gaz intra-amas doit avoir une vitesse du son qui est de l'ordre de la vitesse de dispersion des vitesses dans l'amas, soit typiquement de l'ordre de  $\sim 1\,000\text{ km.s}^{-1}$ . Pour obtenir une telle vitesse, il faut que le gaz ait une température de l'ordre de quelques dizaines à une centaine de millions de Kelvins. À ces températures le gaz émet principalement par rayonnement de freinage. C'est vers le cœur de l'amas que le gaz est plus dense et son temps de refroidissement plus court que dans les régions externes. Afin de pouvoir supporter la masse de gaz des régions externes, il doit se condenser, on assiste alors à la création d'écoulements générés par les gradients de pression. Si la température centrale excède la température de viriel de la galaxie centrale, le gaz continue à refroidir alors qu'il s'écoule. Une fois cette température atteinte le gaz se condense de façon adiabatique. Si le potentiel gravitationnel s'aplatit vers le cœur le gaz se refroidit alors de façon catastrophique. Le refroidissement du gaz génère de la formation d'étoiles sous la forme de filaments, voir l'image H $\alpha$  de [McNamara \(2004\)](#) par exemple.

Ces écoulements peuvent atteindre des masses de plusieurs centaines de masses solaires par an comme l'ont montré [Hicks et Mushotzky \(2005\)](#) en détectant des écoulements allant jusqu'à  $525\text{ M}_{\odot}.\text{an}^{-1}$ . Un problème se pose cependant : de tels écoulements s'ils généraient des étoiles de la manière attendue seraient particulièrement visibles dans les bandes détectant de la formation d'étoiles. Or il y a un ordre de grandeur d'écart entre les taux d'écoulements et les taux de formation d'étoiles mesurés. Il semblerait que vers le centre de l'amas le refroidissement soit compensé par d'autres phénomènes comme un noyau actif, de la conduction thermique, des rayons cosmiques, etc. ([Fabian 2003](#); [McNamara 2004](#)). D'autre part, il semblerait que vers le centre de l'amas le potentiel ne s'aplatisse pas mais soit au contraire en forme de « corne »<sup>a</sup> comme l'ont montré [Pointecouteau et al. \(2005\)](#), ce qui rendrait le refroidissement bien moins catastrophique.

### 2.2.2 Pression dynamique

Lorsqu'une galaxie tombe dans un amas, le gaz interagit avec le gaz intra-amas. La vitesse relative qui est typiquement de quelques centaines de kilomètres par seconde crée une pression dynamique qui a tendance à chasser le gaz des galaxies. Ce phénomène bien connu est à l'origine de la troncation des disques HI des galaxies. Dans certains cas le gaz chassé par pression dynamique peut contenir par la suite des régions de formation d'étoiles ([Schulz et Struck 2001](#)), c'est par exemple le cas dans l'amas Abell 1367 comme l'ont montré les travaux de [Cortese et al. \(2006\)](#) ou encore dans Abell 3627 comme l'ont détecté [Sun et al. \(2007\)](#). La raison en est que la turbulence est très importante ([Roediger et al. 2006](#)), ce qui cause des collisions entre les nuages de gaz et déclenche de la formation d'étoiles.

### 2.2.3 Rôle des jets

C'est en cherchant des contreparties optiques à des observations radio que [Minkowski \(1958\)](#) découvrit l'objet qui porte désormais son nom. Il s'agit d'une région de formation d'étoiles allumée par le jet radio d'une galaxie active voisine comme l'ont démontré [van Breugel et al. \(1985\)](#). On sait maintenant que ce type mécanisme pour la formation d'étoiles est relativement répandu dans le milieu intergalactique des amas ([O'Dea et al. 2004](#), par exemple). Dans l'univers lointain ce type d'objet peut présenter des taux de formation d'étoiles atteignant plus de  $500\text{ M}_{\odot}.\text{an}^{-1}$  ([Dey et al. 1997](#)). Déclencher de la formation d'étoiles à partir d'un jet peut sembler étonnant. Les travaux de [Fragile et al. \(2004\)](#) ont montré qu'un choc radiatif dans un nuage provoque la compression de petits nuages qui refroidissent radiativement et se fragmentent en différents morceaux froids et denses. Ce sont ces fragments qui sont les précurseurs de la formation d'étoiles.

a. Désigné par "cusp" dans la littérature anglophone.

### 2.2.4 Effet de marée

#### Types de régions créées par effet de marée

Le premier à émettre l'idée que des étoiles et des galaxies puissent se former à partir de gaz arraché de galaxies par effet de marée fut [Zwicky \(1956\)](#). L'idée restera cantonnée au domaine théorique jusqu'à ce que [Schweizer \(1978\)](#) détecte des régions émettant très fortement en H $\alpha$  dans les bras de marée du système en fusion dit « les Antennes ». La première étude détaillée est menée par [Schombert et al. \(1990\)](#). Elle confirme d'abord que les structures de marée proviennent effectivement des galaxies parents et que leur couleur bleue (et ce d'autant plus que la queue est jeune) est due à de la formation d'étoiles. Ces régions de formation d'étoiles peuvent être classées selon les catégories suivantes :

- régions intergalactiques à raies d'émission,
- super amas stellaires jeunes,
- galaxies naines de marée.

Les régions intergalactiques à raies d'émission se trouvent le long des queues de marée (voir par exemple [Weilbacher et al. 2003a](#); [Ryan-Weber et al. 2004](#); [Mendes de Oliveira et al. 2004](#); [Cortese et al. 2006](#)). Elles présentent des raies d'émission typiques de régions de formation d'étoiles. Elles sont constituées de quelques étoiles OB et apparaissent sous une forme compacte. Leur taux de formation d'étoiles est faible, moins de  $10^{-2} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ . Leur masse est trop faible pour que ces objets restent gravitationnellement liés. Leurs étoiles contribuent à l'enrichissement de la population d'étoiles du milieu intra-amas.

À une échelle plus grande, les effets de marées peuvent être à l'origine de la formation de super amas stellaires jeunes. Ces objets d'une masse comprise généralement entre  $10^6 M_{\odot}$  et  $10^7 M_{\odot}$  naissent dans des complexes HII géants dans des bras de marée ([Weilbacher et al. 2003a](#); [de Grijs et al. 2003](#); [López-Sánchez et al. 2004](#)). [Schweizer et al. \(1996\)](#) ont montré que ces objets pourraient évoluer vers des amas globulaires.

Finalement les objets les plus massifs qui voient le jour sont les galaxies naines de marée. Ce sont des objets gravitationnellement liés, formés à partir de débris, formant des étoiles et qui ont des tailles et des masses de galaxies naines ([Duc et al. 2000](#)). Les plus massifs d'entre eux ont une masse d'un ordre de grandeur de  $10^9 M_{\odot}$ . Ils contiennent d'importantes quantités de gaz sous forme atomique, moléculaire et ionisée ([Braine et al. 2001](#)).

#### Processus de formation

La formation de ces objets de marée a aussi été étudiée à l'aide de simulations ([Elmegreen et al. 1993](#); [Barnes et Hernquist 1992](#); [Bournaud et al. 2003](#); [Duc et al. 2004](#)) (voir la figure 2.1 pour l'illustration de la formation de galaxies naines par effet de marée), un certain nombre de systèmes, que nous retrouverons plus loin dans ce manuscrit, ont été particulièrement étudiés (liste de publications non exhaustive) :

- Quintette de Stephan ([Moles et al. 1997](#); [Xu et al. 1999](#); [Mendes de Oliveira et al. 2001](#); [Braine et al. 2001](#); [Sulentic et al. 2001](#); [Lisenfeld et al. 2002](#); [Xu et al. 2005](#); [Appleton et al. 2006](#)),
- Arp 105 ([Duc et Mirabel 1994](#); [Duc et al. 1997](#); [Braine et al. 2000](#); [Bournaud et al. 2004](#)),
- Arp 245 ([Duc et al. 2000](#); [Braine et al. 2000](#); [Bournaud et al. 2004](#)),
- NGC 7252 ([Hibbard et al. 1994](#); [Hibbard et Mihos 1995](#); [Hibbard et van Gorkom 1996](#); [Braine et al. 2001](#); [Knierman et al. 2003](#)).

À cela s'ajoutent les travaux de [Weilbacher et al. \(2000, 2003a,b\)](#) qui ont construit un nouvel échantillon de régions intergalactiques de formation d'étoiles.

La question de la formation des galaxies naines de marée pose aussi la question de leur survie sur une échelle de temps suffisamment longue pour que ces objets puissent être efficacement utilisés comme laboratoires pour l'étude de la formation d'étoiles. Les simulations de [Hibbard et Mihos \(1995\)](#) de NGC 7252 montrent que la matière arrachée par effet de marée peut retomber sur les galaxies parents, entre quelques  $10^8$  ans et  $10^9$  ans dans ce cas précis. Il est aussi possible selon [Fleck et Kuhn \(2003\)](#) qu'en quelques  $10^9$  ans le champ de marée des galaxies parents déchire une galaxie naine de marée n'excédant pas  $10^8 M_{\odot}$ . D'autre part, Plus récemment, [Bournaud et Duc \(2006\)](#) ont montré qu'en moyenne chaque galaxie parent produit 3,2 galaxies naines et que 20% des structures ainsi formées survivent au moins  $2 \cdot 10^9$  ans avec une masse supérieure ou égale à  $10^8 M_{\odot}$ , les galaxies formées au bout des queues de marée ayant une probabilité supérieure de survivre plus longtemps. La majorité des objets qui disparaissent retombent sur les galaxies parents. Au jour du début de cette thèse, il n'avait pas encore été possible d'identifier formellement des galaxies naines de marée âgées ayant subi leur premier sursaut de formation d'étoiles il y a quelques  $100 \cdot 10^6$  ans, pour étudier l'évolution d'un sursaut de formation d'étoiles âgé dans le milieu

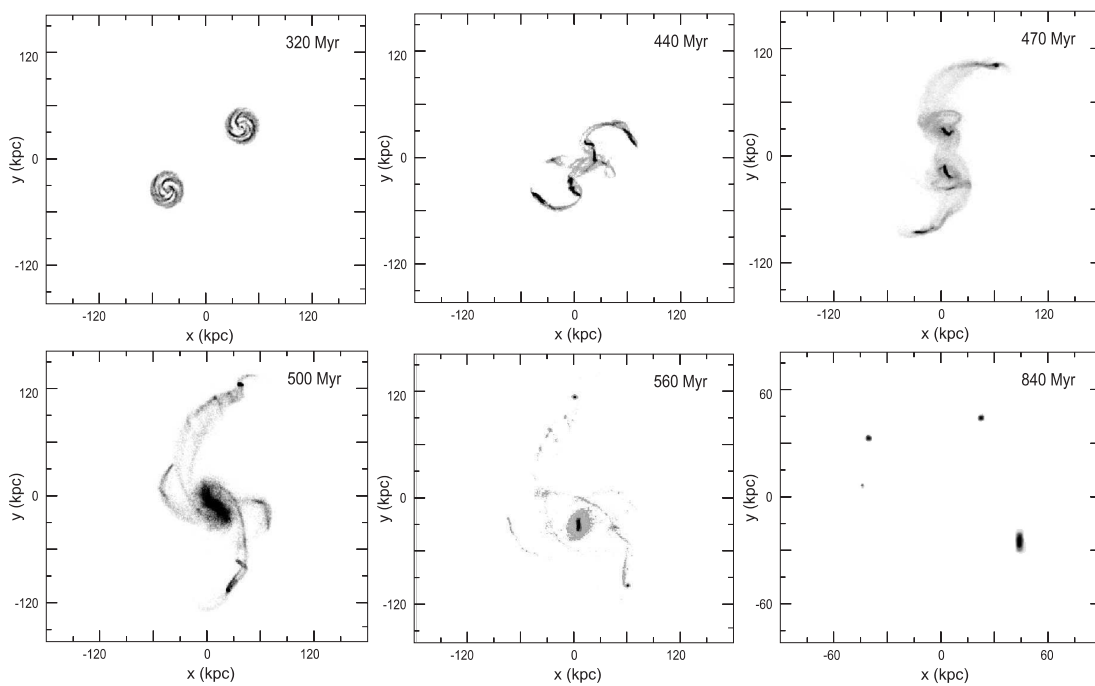


FIGURE 2.1 – Simulation de l’interaction entre deux galaxies spirales. On voit se développer les bras de marée au cours du temps. Les paramètres de la collision font que chaque galaxie développe très nettement deux bras symétriques. À leurs extrémités on perçoit des concentrations de gaz plus importantes, ce sont là des naines de marée. Cette figure est extraite de l’article publié par [Duc et al. \(2004\)](#).

intergalactique. Je montrerai plus loin dans ce manuscrit qu'une partie du travail effectué a permis de procéder à une telle identification. Celle-ci a un intérêt certain pour l'étude de la formation d'étoiles, permettant d'étudier, par exemple, comment a évolué l'histoire de la formation d'étoiles sur une longue période. Une série de critères de détection a été donnée par [Bournaud et Duc \(2006\)](#) : masse, distribution spatiale, vitesse, contenu en matière noire<sup>b</sup>, propriétés de la galaxie hôte.

Le processus de formation amène à se demander d'où vient précisément la matière qui va donner naissance aux galaxies naines de marée. Les simulations montrent que le gaz impliqué provient surtout des régions externes des galaxies parents, voir par exemple la figure 9 de [Hibbard et Mihos \(1995\)](#). Or, les disques des galaxies spirales sont nettement plus étendus que leur contrepartie optique, cela veut donc dire que les effets de marée vont permettre d'extraire préférentiellement du gaz plutôt que des étoiles (cela n'empêche cependant pas que des étoiles puissent être présentes dans des queues de marée selon les paramètres de l'interaction). Un autre aspect important concernant la formation d'étoiles est la métallicité légèrement subsolaire des régions externes des galaxies, qui fait que le gaz arraché est préenrichi.

Le mécanisme menant à la formation d'étoiles dans les bras de marée n'est pas encore pleinement compris. Divers travaux ([Elmegreen et al. 1993](#); [Barnes et Hernquist 1992](#); [Bournaud et al. 2003](#); [Duc et al. 2004](#)) suggèrent deux scénarios :

1. des instabilités gravitationnelles locales dans la partie interne des bras de marée formant des naines d'une masse comprise entre  $10^7 M_{\odot}$  et  $10^8 M_{\odot}$ ,
2. une accumulation de gaz aux extrémités des queues de marée, qui subit un effondrement gravitationnel pour former des naines de marée d'une masse de  $10^9 M_{\odot}$ .

Les dernières simulations de [Wetzstein et al. \(2007\)](#) favorisent quant à elles un scénario dissipatif où l'effondrement du gaz provoque subséquemment l'effondrement de la composante stellaire de la queue de marée.

### Caractéristiques physiques des régions de formation d'étoiles

Selon les paramètres de la collision les bras de marée auront des caractéristiques différentes. En effet, ceux-ci peuvent dans certains cas être formés uniquement de gaz présent dans les régions externes des galaxies parents, comme c'est le cas pour Arp 105S<sup>c</sup> par exemple. Dans d'autres cas, les structures de marée peuvent aussi impliquer de la matière présente dans des régions plus centrales des galaxies parents, il y a alors un mélange de gaz et d'étoiles provenant de ces galaxies, comme pour Arp 245N<sup>d</sup>. Cela a d'importantes conséquences. En effet, dans le premier cas la région de formation d'étoiles ne contiendra qu'une seule population : des étoiles formées dans le milieu intergalactique. Dans le deuxième cas la région de formation d'étoiles sera constituée non seulement d'étoiles formées in situ, mais aussi d'étoiles formées dans la galaxie, rendant la modélisation plus complexe pour séparer ces deux composantes. On verra plus loin dans ce manuscrit les conséquences que cela a tant du point de vue observationnel que de la modélisation des régions de formation d'étoiles.

Des travaux ([Braine et al. 2000, 2001](#); [Lisenfeld et al. 2002, 2004](#)) ont montré que ces régions possèdent des quantités importantes de gaz, tant sous forme atomique que moléculaire. Le gaz moléculaire permet de faire le lien entre un nuage de gaz atomique et les étoiles d'une galaxie. De façon intéressante, le pic de la densité de colonne du CO correspond aussi à celui du HI, contrairement à ce qui est observé dans les galaxies riches en gaz. Ceci signifie que le gaz moléculaire s'est formé in situ à partir du gaz atomique, plutôt qu'avoir été arraché des galaxies parents. Des nuages de gaz moléculaire ont été détectés dans 80% des régions intergalactiques de formation d'étoiles observées, avec une masse importante allant jusqu'à quelques  $10^8 M_{\odot}$ , environ un facteur 100 fois plus grand que ce qui est habituellement observé dans les galaxies naines de luminosité équivalente. Cette masse remarquablement élevée permet d'étudier la formation d'étoiles dans des environnements auparavant inaccessibles à cause de leur faible masse de gaz moléculaire. De même, il a été montré que les régions intergalactiques de formation d'étoiles ont une efficacité du même ordre de grandeur que celle observée dans les galaxies spirales. Elle est cependant un facteur 100 fois supérieure à celle des galaxies naines pourtant de même luminosité.

Au niveau des effets d'environnement, les régions de formation d'étoiles dans les débris de collision sont sensibles au champ de marée généré par les galaxies parents. Le champ de marée est très dépendant de la distance

---

b. La détection de matière noire dans des structures formées à partir de débris de collision, voir l'article attaché en annexe B, affaiblit cependant ce critère.

c. Voir la section 5.2 pour une présentation détaillée de ce système.

d. Voir la section 5.3 pour une présentation détaillée de ce système.

---

à celles-ci, évoluant en  $r^{-3}$ . Cet effet aura tendance, surtout pour les régions de formation d'étoiles les moins massives à faciliter leur évaporation.

### 2.2.5 Collision de plein fouet

Le deuxième processus mis en œuvre pour injecter des quantités importantes de gaz dans le milieu intergalactique, dans des conditions pouvant mener à de la formation d'étoiles, est la collision de plein fouet entre deux galaxies, dont au moins l'une d'elles possède un disque de gaz étendu. La classification par [Arp \(1966\)](#) de galaxies avec des anneaux collisionnels, par exemple Arp 146 ou Arp 147, a éveillé l'intérêt pour ce type de galaxies qui représente moins de 0,2% des galaxies de l'univers local d'après [Athanassoula et Bosma \(1985\)](#), mais beaucoup plus dans l'univers lointain ([Lavery et al. 2004](#)). Un exemple particulièrement célèbre et intensément étudié de ce type d'interaction est la galaxie de la « roue de charrette » dont une image, figure 2.2, illustre particulièrement bien ce phénomène. L'anneau brillant en expansion que l'on peut voir dans les parties externes est constitué de régions de formation d'étoiles. Les paramètres de cette collision ont provoqué la concentration vers le centre de la galaxie des étoiles vieilles et de la poussière tandis que la formation d'étoiles a lieu vers l'extérieur. Ce type d'anneau de formation d'étoiles est dû à la réponse du disque à l'impact gravitationnel de la collision ([Lynds et Toomre 1976](#); [Theys et Spiegel 1977](#); [Appleton et Struck-Marcell 1987, 1996](#); [Struck 1997](#)).

Parmi les anneaux collisionnels les plus impressionnants, on peut citer celui présent autour de NGC 5291. Cet anneau que l'on peut qualifier de géant par son extension maximale de 180 kpc et par sa masse ( $2,8 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ ), ce qui en fait la deuxième structure HI la plus massive de l'hémisphère sud d'après [Koribalski et al. \(2004\)](#). Les caractéristiques spectaculaires de cet objet, qui a été étrangement peu étudié depuis les années 1970, en font un lieu exceptionnel de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique. Je reviendrai plus en détails sur cet objet dans le chapitre 5.

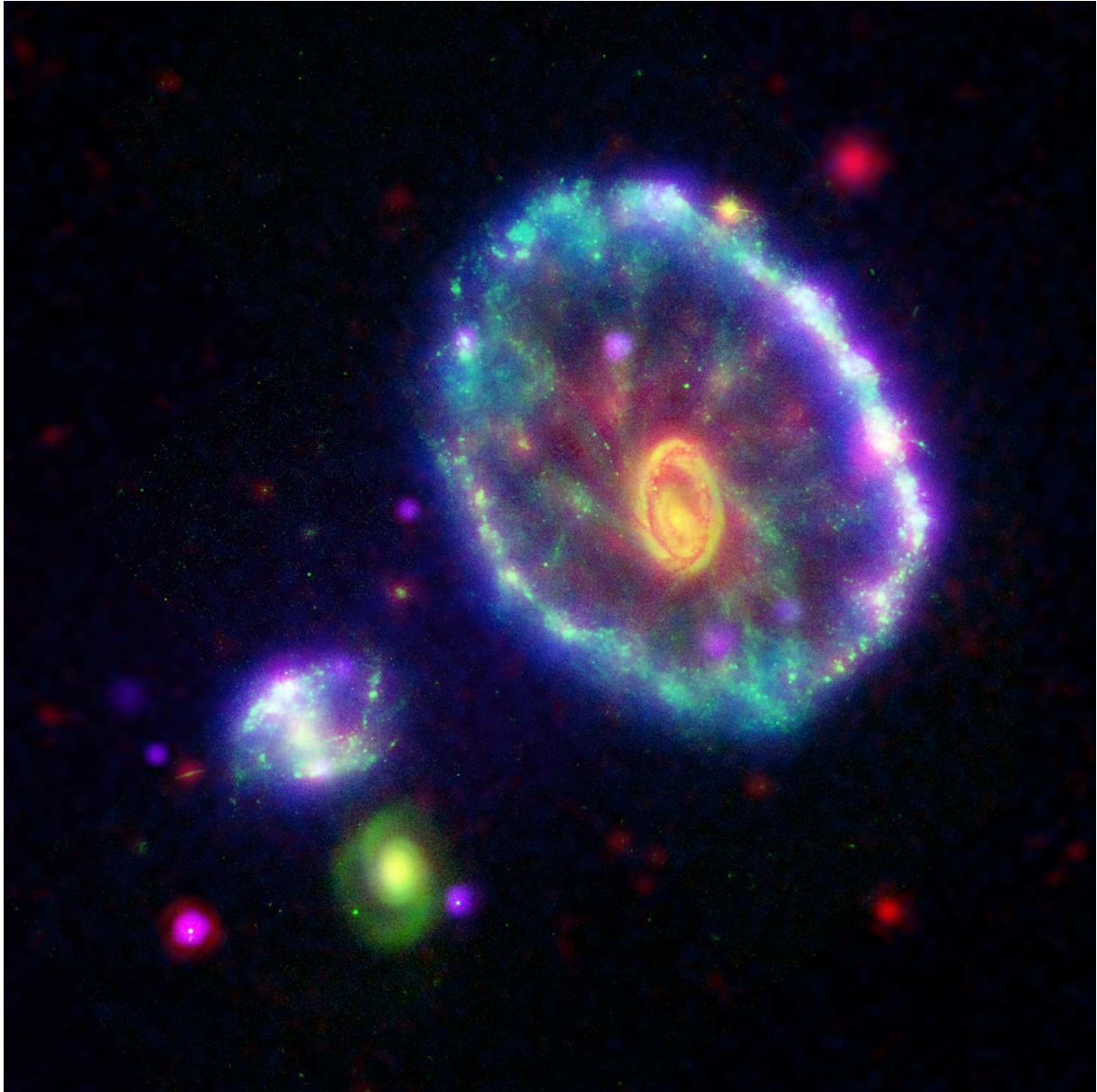


FIGURE 2.2 – Galaxie de la « roue de charrette », remarquable à ses anneaux de formation d'étoiles dus à une collision avec une des deux galaxies présentes en bas à gauche. L'image est un assemblage d'observations de GALEX en ultraviolet (bleu), de Hubble en optique (vert), de Spitzer en infrarouge moyen (rouge) et de Chandra en rayons X (violet). Image extraite du communiqué de presse GALEX : <http://www.galex.caltech.edu/MEDIA/2006-01/>, crédit : NASA, JPL, Caltech, R. Hurt (SSC)





## Chapitre 3

# Étude multi-longueurs d'onde de régions intergalactiques de formation d'étoiles

### Sommaire

<b>3.1 Optique</b> . . . . .	<b>21</b>
<b>3.2 Infrarouge</b> . . . . .	<b>23</b>
3.2.1 Pourquoi regarder en infrarouge ? . . . . .	23
3.2.2 Comment regarder en infrarouge ? . . . . .	25
<b>3.3 Ultraviolet</b> . . . . .	<b>27</b>
3.3.1 Pourquoi regarder en ultraviolet . . . . .	27
3.3.2 Comment regarder en ultraviolet . . . . .	27
<b>3.4 De l'infrarouge à l'ultraviolet</b> . . . . .	<b>27</b>

### 3.1 Optique

L'optique a été le premier et pendant longtemps le seul moyen de sonder l'univers. Grâce à sa facilité de mise en œuvre et la quantité d'instruments qui y est dédiée il reste aujourd'hui encore un outil fondamental pour l'astronome. Du point de vue de la formation d'étoiles l'optique apporte de nombreuses informations utiles mais comme je le montrerai plus loin présente aussi de graves lacunes qui nous feront partir à l'exploration d'autres domaines du rayonnement électromagnétique.

Une première utilisation possible de l'optique dans l'étude de la formation d'étoiles est celle de la couleur des objets, de façon classique la couleur B-V par exemple. En effet une région qui forme activement des étoiles aura en son sein un nombre important d'étoiles jeunes massives et donc chaudes et bleues. Ces étoiles ont une durée de vie plus courte que les étoiles moins massives et donc plus froides et plus rouges. Une couleur bleue (c'est-à-dire un B-V faible, voire négatif) est donc le marqueur d'une région formant, ou ayant formé récemment, des étoiles. À l'inverse une couleur plus rouge (c'est à dire un B-V élevé) montre qu'il n'y a plus d'étoiles massives et que l'objet n'a plus formé d'étoiles depuis plusieurs dizaines de millions d'années, ce comportement est visible sur la figure 3.1 où l'on voit la couleur B-V augmenter au cours du temps. Cependant cette couleur peut être biaisée par la présence d'une population d'étoiles vieilles qui a tendance à augmenter B-V naturellement.

Autre contribution de l'optique à l'étude de la formation d'étoiles : la luminosité  $H\alpha$ . Les étoiles très massives (typiquement plus de  $10 M_{\odot}$  et ayant une durée de vie inférieure à 20 millions d'années) émettant une partie importante de leur flux à une longueur d'onde inférieure à 91,2 nm. Des photons de cette longueur d'onde ont une énergie correspondant au potentiel d'ionisation de l'hydrogène. Il s'ensuit la création autour de ces étoiles de régions d'hydrogène ionisé, les sphères de Strömgren. La recombinaison entre les électrons arrachés par les photons et les protons donne lieu à des cascades radiatives présentant des transitions entre des états liés de l'atome d'hydrogène. La transition entre le niveau  $n = 3$  et le niveau  $n = 2$  génère l'émission d'un photon  $H\alpha$  d'une longueur d'onde de 656,3 nm. Les autres raies de la série, dite de Balmer, sont nommées  $H\beta$ ,  $H\delta$ , etc. La brièveté

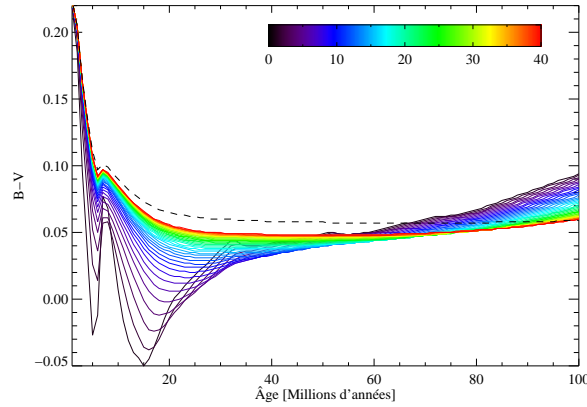


FIGURE 3.1 – Évolution de la couleur B-V en fonction du temps, pour différentes histoires de formation d'étoiles. La couleur a été déterminée à l'aide du code de synthèse spectrale évolutive PÉGASE II (voir la section 4.3 pour plus de détails). Le taux de formation d'étoiles est proportionnel à  $\exp(-t/\tau)$ , où  $\tau$  est une constante de temps variant de  $10^6$  ans (ligne noire) à  $40 \cdot 10^6$  ans (ligne rouge). La ligne noire tiretée représente le cas d'une formation d'étoiles continue. La métallicité du gaz et des étoiles vaut  $Z=0,008$ , soit  $\sim 65\%$  de la métallicité solaire, et l'extinction est nulle.

de la durée de vie des étoiles impliquées permet à la raie  $H\alpha$  d'être un estimateur du taux de formation d'étoiles quasi-instantané. L'intensité des raies de recombinaison dépend des conditions du milieu. Dans le cas d'une recombinaison de cas B et une température électronique  $T_e = 10\,000$  K, Kennicutt (1998a) donne la conversion suivante :

$$\text{TF}_{H\alpha} (M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}) = 7,9 \cdot 10^{-35} L(H\alpha) \text{ (W)}, \quad (3.1)$$

$L(H\alpha)$  étant la luminosité de la raie  $H\alpha$ , pour une fonction de masse initiale de Salpeter (1955) de 0,1 à 100  $M_{\odot}$  et  $Z=0,02$ . Cependant cet estimateur possède un certain nombre de problèmes. Tout d'abord il est très dépendant de la métallicité et de la FMI, le facteur de conversion peut varier d'un facteur  $\sim 5$  comme on peut le voir dans le tableau 1 de Weilbacher et Fritze-v. Alvensleben (2001), ou d'un facteur  $\sim 2$  dans Bicker et Fritze-v. Alvensleben (2005) en faisant varier la métallicité sur une plage plus importante mais en restreignant l'exploration de la fonction de masse initiale. Autre inconvénient de l'utilisation de la raie  $H\alpha$  en tant qu'estimateur du taux de formation d'étoiles : la fraction du rayonnement qui arrive effectivement à ioniser le gaz environnant sans être absorbé par la poussière ni s'échapper de la région sans ioniser un atome d'hydrogène est mal connue et dépend de la région considérée. Dans le cas d'étoiles très jeunes n'ayant pas encore dispersé leur nuage moléculaire une large partie peut être absorbée par la poussière. Le dernier inconvénient majeur concerne sa sensibilité à l'extinction ( $A_{H\alpha}/A_V \sim 0,8$ ). Des observations spectroscopiques d'autres raies de recombinaison (par exemple  $H\beta$ ) sont souvent nécessaires afin de corriger de l'extinction. Ces observations permettent aussi de corriger la contamination de la raie  $H\alpha$  par des raies NII à 654,8 et 658,4 nm pour les observations effectuées avec des filtres à bande étroite. En leur absence un facteur de correction standard peut être appliqué. Pour diminuer l'incidence de l'extinction, des observations de raies de recombinaison de l'hydrogène en infrarouge proche peuvent être effectuées si le flux est suffisant. Ces observations spectroscopiques peuvent de même être utilisées pour déterminer la largeur équivalente de la raie  $H\beta$  qui est reliée à l'âge du sursaut de formation d'étoiles, on peut se référer entre autres à Terlevich et al. (2004). Sur la figure 3.2 on peut voir l'évolution au cours du temps de la largeur équivalente  $H\beta$  pour différentes histoires de formation d'étoiles. La présence d'une population vieille, par l'augmentation du continu qu'elle génère et la présence de raies d'absorption a tendance à diminuer la valeur de la largeur équivalente, d'où l'intérêt de s'en affranchir.

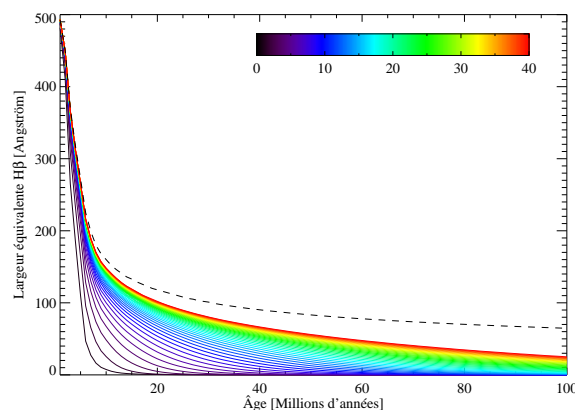


FIGURE 3.2 – Évolution de la largeur équivalente  $H\beta$  en fonction du temps, pour différentes histoires de formation d'étoiles. Le taux de formation d'étoiles est proportionnel à  $\exp(-t/\tau)$ , où  $\tau$  est une constante de temps variant de  $10^6$  ans (ligne noire) à  $40 \cdot 10^6$  ans (ligne rouge). La ligne noire tiretée représente le cas d'une formation d'étoiles continue. La métallicité du gaz et des étoiles vaut  $Z=0,008$ , soit  $\sim 65\%$  la métallicité solaire, et l'extinction est nulle.

## 3.2 Infrarouge

La présence d'un rayonnement invisible aux yeux a été mis en évidence par Sir William Herschel en 1800 à l'aide d'un prisme et des thermomètres lui permettant pour la première fois d'observer un spectre du Soleil hors de l'optique.

L'infrarouge est divisé traditionnellement en trois sections<sup>a</sup> :

- infrarouge proche de  $0,8 \mu\text{m}$  à  $5 \mu\text{m}$ ,
- infrarouge moyen de  $5 \mu\text{m}$  à  $25 \mu\text{m}$ ,
- infrarouge lointain  $25 \mu\text{m}$  à  $200 \mu\text{m}$ .

### 3.2.1 Pourquoi regarder en infrarouge ?

La vision que l'on a en infrarouge est bien différente de celle que l'on peut avoir en optique. Le premier aspect important est que l'absorption par le gaz et la poussière diminue considérablement en augmentant la longueur d'onde. Ainsi, l'extinction  $A_K$  dans la bande K à  $2,2 \mu\text{m}$  est de  $\sim 0,1$  fois celle dans la bande B à  $0,44 \mu\text{m}$ . Cette caractéristique peu intéressante pour des objets peu ou pas éteints est en revanche cruciale lorsqu'on veut observer des objets significativement éteints, ce qui est par exemple le cas pour les régions de formation d'étoiles, les étoiles jeunes étant enfouies dans un cocon de poussières dont elles mettent quelques millions d'années pour en sortir. En allant vers des longueurs d'ondes plus élevées, alors que l'émission provenant des étoiles diminue très fortement, une autre composante peut apparaître suivant les conditions physiques du milieu, il s'agit de l'émission de la poussière.

En effet, la poussière absorbant une partie de l'énergie contenue dans le rayonnement électromagnétique, elle doit alors elle aussi réémettre cette énergie emmagasinée. C'est cette émission qui est particulièrement visible en infrarouge moyen et en infrarouge lointain. Cette poussière est formée principalement de trois composantes : les gros grains (composés de silicates amorphes, d'une taille de quelques nanomètres à une centaine de nanomètres) qui émettent en infrarouge lointain, les très petits grains (composés de carbone amorphe et de graphite, d'une taille jusqu'à quelques nanomètres) et les hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP, voir la figure 3.3 pour des exemples de telles molécules ainsi que la figure 3.4 pour les bandes d'émission correspondantes), qui émettent en infrarouge moyen.

Les gros grains en équilibre thermique émettent en suivant une loi de corps noir modifiée par l'absorptivité (qui évolue en  $\nu^\beta$  avec  $\beta \sim 1 - 2$ ). La température de ces grains est de quelques dizaines de kelvin (17 K dans la

a. Les limites entre les divisions sont arbitraires et peuvent varier d'une source à l'autre.

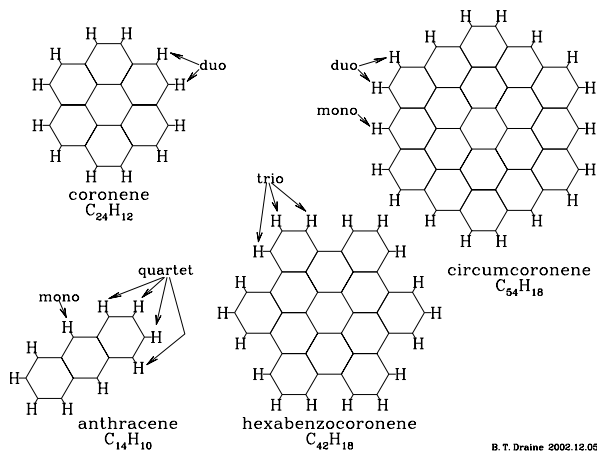


FIGURE 3.3 – Exemples de différentes molécules de HAP. Figure extraite de [Draine \(2003\)](#).

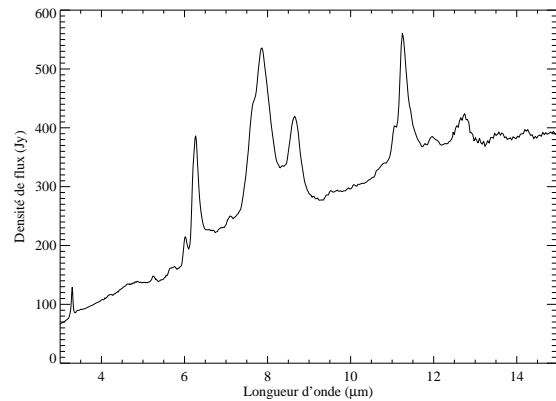


FIGURE 3.4 – Exemple d'un spectre d'émission des HAP d'une nébuleuse planétaire située dans la Galaxie pris avec l'instrument SWS sur le satellite ISO. Les principales bandes de HAP sont bien visibles, y compris la bande à 3,3 μm qui n'est malheureusement pas observable par l'instrument IRS sur le satellite Spitzer. Communication privée, Sacha Hony.

Galaxie par exemple, mais cela peut être plus élevé dans des régions de formation d'étoiles). Le pic de l'émission en densité de flux est situé autour d'une longueur d'onde d'un ordre de grandeur de 100 μm. Ils se comportent tel un calorimètre. Ils absorbent le rayonnement ultraviolet et optique, devenu invisible à nos yeux, pour le réémettre à de plus grandes longueurs d'onde. La distribution des gros grains suit une loi de puissance :  $n(a) \propto a^{-\alpha}$ ,  $n$  étant la densité numérique de grains d'un rayon compris entre  $a$  et  $a + da$ , et avec  $2,7 \leq \alpha \leq 3,5$  ([Desert et al. 1990](#)).

Les très petits grains sont quant à eux chauffés de façon stochastique par un rayonnement ultraviolet (voir [Greenberg \(1968\)](#) qui a émis cette idée pour la première fois). L'énergie de ces photons pouvant être de l'ordre de l'énergie interne de ces grains, l'absorption d'un seul de ces photons peut faire changer considérablement leur énergie interne et leur température. L'émission d'un photon provoque une diminution de la température et de l'énergie interne. Ainsi, si le flux incident n'est pas assez important les grains auront chacun une température variant fortement dans le temps et dépendant du temps écoulé entre l'absorption de deux photons ultraviolet. Leur température moyenne est cependant supérieure à la température d'équilibre.

Au continu des petits grains, se superposent parfois des bandes d'émission. Grâce aux travaux de [Puget et al. \(1985\)](#); [Puget et Leger \(1989\)](#); [Allamandola et al. \(1989\)](#) elles ont pu être attribuées aux HAP. Les températures observées pour ces molécules étant très élevées cela implique une faible taille, de l'ordre de 1 nm ([Sellgren 1984](#)) et environ 50 à 100 atomes de carbone ([Tielens 1993](#); [Tielens et al. 1999](#)). À cause de leur faible taille, l'absorption d'un photon ultraviolet les amène dans un état d'excitation électronique plus élevé. La molécule passe rapidement dans un état hautement excité vibrationnellement ([Allamandola et al. 1989](#); [Peeters et al. 2004](#)). La molécule revient alors progressivement au niveau fondamental par l'émission de photons infrarouges correspondant à des transitions des modes vibrationnels des liaisons CC et CH ([Allamandola et al. 1989](#)). Les bandes d'émission les plus intenses se situent à 3,3 μm (CH), 6,2 μm (CC), 7,7 μm (CC), 8,6 μm (CH), 11,2 μm (CH) et 12,7 μm (CH). Pour plus de détails concernant les HAP on pourra consulter [Peeters et al. \(2004\)](#). Lorsque le rayonnement ultraviolet est trop dur ou la métallicité particulièrement faible, on observe une disparition de ces bandes d'émission ([Galliano et al. 2005](#); [Wu et al. 2006](#)).

Comme je l'ai précisé dans le paragraphe précédent, la poussière réémet dans l'infrarouge les photons qu'elle a absorbé dans les longueurs d'onde plus courtes. Dans le domaine d'émission des étoiles, la partie du spectre la plus éteinte est l'ultraviolet, c'est-à-dire la composante la plus énergétique. Or les seules étoiles émettant de façon importante dans ce domaine sont les étoiles les plus massives, bleues et chaudes. Cela signifie que plus une étoile est massive, plus une fraction importante de son rayonnement sera absorbé. Or ces étoiles ont une durée de vie courte, typiquement d'une centaine de millions d'années au plus. Dans l'hypothèse où le rayonnement de ces étoiles jeunes domine le champ de rayonnement interstellaire il vient que l'émission de la poussière provient

surtout en réalité de l'émission retraitée de ces étoiles. On peut alors utiliser cette propriété pour déterminer le taux de formation d'étoiles, c'est-à-dire la masse d'étoiles formée chaque année en faisant une hypothèse sur la fonction de masse initiale, les étoiles jeunes de faible masse chauffant peu la poussière<sup>b</sup>. De nombreux auteurs ont proposé des calibrations variant selon les échelles de temps adoptées. À titre d'exemple, Kennicutt (1998a) donne :

$$\text{TFÉ} (M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}) = 4,5 \cdot 10^{-37} \cdot L_{\text{FIR}} (W), \quad (3.2)$$

$L_{\text{FIR}}$  étant la luminosité totale entre  $8 \mu\text{m}$  et  $1\,000 \mu\text{m}$ , l'essentiel étant concentré entre  $10 \mu\text{m}$  et  $120 \mu\text{m}$ . Cette luminosité n'étant pas directement accessible, elle se calcule par combinaison de différentes bandes en infrarouge moyen et lointain. Malheureusement l'obtention de la luminosité infrarouge totale n'est pas toujours chose aisée. Or, d'une part Elbaz et al. (2002) ont montré qu'il existe une corrélation entre l'émission infrarouge totale et l'émission en infrarouge moyen à  $6,75 \mu\text{m}$ ,  $12 \mu\text{m}$  et  $15 \mu\text{m}$ , et d'autre part Roussel et al. (2001); Förster Schreiber et al. (2004) ont exhibé un lien entre l'infrarouge moyen et la luminosité de la raie  $H\alpha$  dans les disques galactiques. Il apparaît donc que l'utilisation du seul infrarouge moyen devrait suffire pour dériver le taux de formation d'étoiles. Wu et al. (2005) ont établi, en utilisant des corrélations infrarouge moyen/radio à  $1,4 \text{ GHz}$  et infrarouge moyen/ $H\alpha$  sur des galaxies spirales, une relation de l'émission à  $8 \mu\text{m}$ <sup>c</sup> et à  $24 \mu\text{m}$ <sup>d</sup> :

$$\text{TFÉ}_{24\mu\text{m}} (M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}) = \frac{\nu L_{\nu}}{6,43 \cdot 10^8 \cdot L_{\odot}}, \quad (3.3)$$

et

$$\text{TFÉ}_{8\mu\text{m}} (M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}) = \frac{\nu L_{\nu}}{1,57 \cdot 10^9 \cdot L_{\odot}}. \quad (3.4)$$

Il faut cependant garder à l'esprit certaines limitations. En effet, si les HAP sont excités par des photons ionisants ils peuvent aussi l'être par des photons non ionisants (voir Peeters et al. 2004, par exemple) du champ de radiation galactique ou près d'étoiles B. D'autre part des nombreuses études ont montré qu'il présente des non-linéarités, qu'il est sensible à la métallicité ou encore qu'il peut être détruit dans un champ de radiation intense (Wu et al. 2005; Calzetti et al. 2005, 2007).

La détermination du taux de formation d'étoiles n'est pas la seule utilisation de l'infrarouge. En effet en infrarouge proche et au début de l'infrarouge moyen, la longueur d'onde est bien trop courte pour que la poussière chaude puisse émettre significativement, dans la plupart des cas. Cela permet ainsi d'observer directement le continu stellaire dominé par les étoiles les plus froides, et donc les moins massives, qui émettent une majeure partie de leur énergie en infrarouge.

### 3.2.2 Comment regarder en infrarouge ?

Les avantages de l'infrarouge que je viens d'exposer sont malheureusement contrecarrés par la difficulté d'observer depuis le sol dans les longueurs d'ondes plus grandes que l'optique. Plusieurs raisons à cela. Tout d'abord les composants de l'atmosphère terrestre contiennent de très nombreuses bandes d'absorption qui diminuent considérablement le flux atteignant le sol comme on peut le voir clairement sur la figure 3.5. Les fenêtres d'observation ne s'ouvrent pleinement que dans des sites particulièrement secs avec une faible masse d'air. Un deuxième problème concerne l'émission infrarouge de l'atmosphère elle-même. En infrarouge proche, le fond du ciel est bien plus élevé que le niveau d'émission des objets que l'on observe. Ainsi, malgré la taille importante de l'instrumentation au sol, les sources réellement observables doivent être relativement lumineuses.

Une deuxième approche consiste à développer de l'instrumentation spatiale, permettant ainsi d'éliminer les effets de l'atmosphère. Un inconvénient de taille est cependant leur durée de vie limitée et leur faible ouverture. Afin que le satellite lui-même ne domine pas les sources à observer il est doté d'un système cryogénique à base d'hélium. L'évaporation de l'hélium au cours de la mission permet de garder les instruments à une température de quelques Kelvins. À ce jour tous les satellites travaillant dans l'infrarouge moyen sont dotés d'un miroir inférieur à  $85 \text{ cm}$ . Outre la faible surface collectrice, la résolution obtenue est limitée. Par exemple à  $8 \mu\text{m}$  avec un miroir de  $85 \text{ cm}$  de diamètre on a une résolution de  $1,22\lambda/D \approx 2,4''$ .

b. S'il y a une composante vieille très importante, donc composée d'étoiles de faible masse, celle-ci peut chauffer elle aussi la poussière de façon non négligeable et fausser les mesures.

c. qui correspond à une bande de l'instrument IRAC sur le satellite Spitzer contenant entre autres une bande HAP particulièrement importante à  $7,7 \mu\text{m}$ .

d. qui correspond à une bande de l'instrument MIPS sur le satellite Spitzer.

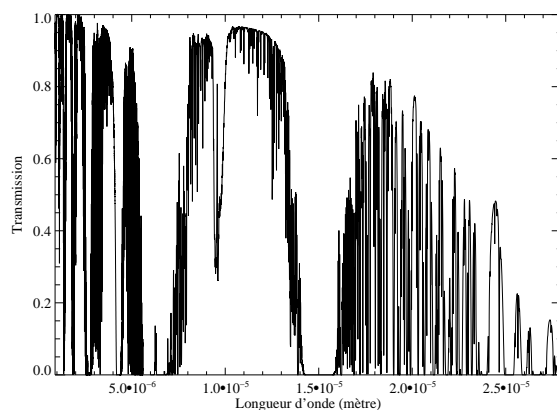


FIGURE 3.5 – Transmission de l'atmosphère pour une colonne de 3 mm de vapeur d'eau précipitable et une masse d'air de 1,5. Figure faite à partir de tableaux de données générés par l'observatoire Gemini avec [Lord \(1992\)](#).

Trois télescopes ont particulièrement marqué l'histoire de l'astronomie infrarouge. Le premier, IRAS (Infrared Astronomical Satellite) a été lancé en 1983 et a effectué une cartographie de 96% du ciel à 12  $\mu\text{m}$ , 25  $\mu\text{m}$ , 60  $\mu\text{m}$  et 100  $\mu\text{m}$ . Le satellite ISO (Infrared Space Observatory) fut lancé en 1995 et fonctionna pendant une durée de 28 mois. Contrairement à son prédécesseur qui était dédié à la cartographie systématique, ISO fonctionnait en mode pointé. Un des derniers en date<sup>e</sup> actuellement encore en fonctionnement, Spitzer est équipé de deux imageurs et d'un spectrographe. Le premier imageur, IRAC (Infrared Array Camera) observe à 3,6  $\mu\text{m}$ , 4,5  $\mu\text{m}$ , 5,8  $\mu\text{m}$  et 8  $\mu\text{m}$  (voir la figure 3.6), le deuxième quant à lui est dédié aux longueurs d'onde plus élevées : 24  $\mu\text{m}$ , 70  $\mu\text{m}$  et 160  $\mu\text{m}$  (voir la figure 3.7). Le spectrographe IRS (Infrared Spectrograph) effectue de la spectroscopie haute et basse résolution de 5,2  $\mu\text{m}$  à 38  $\mu\text{m}$ .

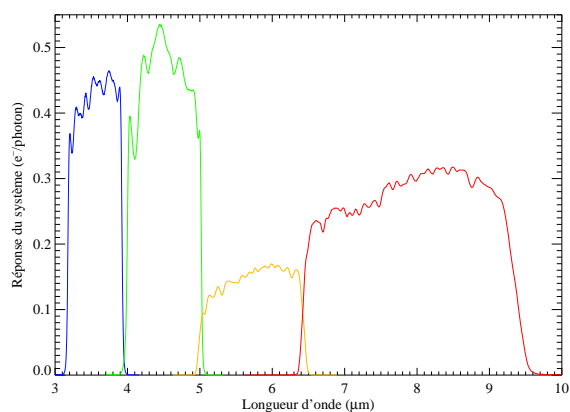


FIGURE 3.6 – Réponse du système en électron/photon, en fonction de la longueur d'onde pour les quatre bandes IRAC.

Dans cette thèse, j'ai utilisé des données provenant de télescopes en sol, en infrarouge proche ainsi que des images dans les bandes IRAC de Spitzer. Celles-ci permettent d'observer non seulement l'émission des HAP avec la bande à 8  $\mu\text{m}$  ce qui pour l'étude que je présente est fondamental, mais aussi, comme nous le verrons plus loin dans ce manuscrit, le continu stellaire grâce à la bande à 3,6  $\mu\text{m}$  et indirectement le continu de la poussière chaude en utilisant astucieusement l'émission détectée à 4,5  $\mu\text{m}$  qui consiste en une combinaison du continu stellaire et de poussière chaude.

e. Le satellite Akari est plus récent mais il a déjà épuisé ses réserves d'hélium.

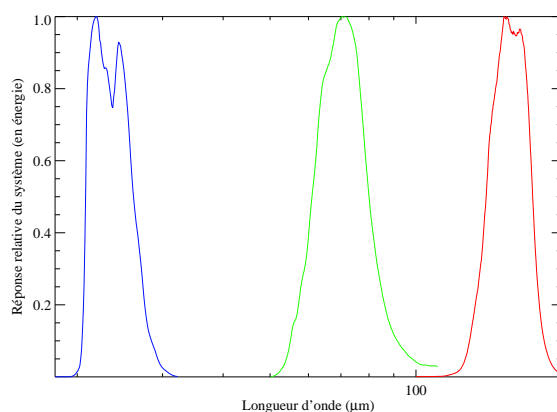


FIGURE 3.7 – Réponse relative du système en énergie, en fonction de la longueur d'onde pour les trois bandes MIPS.

### 3.3 Ultraviolet

#### 3.3.1 Pourquoi regarder en ultraviolet

La rayonnement ultraviolet est la partie la plus énergétique du rayonnement d'une étoile, d'une longueur d'onde plus courte que 400 nm. Ce sont principalement les étoiles massives d'au moins  $5 M_{\odot}$  qui émettent dans cette gamme de longueurs d'onde de sorte que l'émission ultraviolette trace principalement une population jeune. Bien que l'ultraviolet soit particulièrement affecté par l'extinction ( $A_{UV}/A_V \sim 1,5$  pour la loi d'extinction de [Calzetti et al. \(2000\)](#) par exemple) il nous permet d'observer directement l'émission photosphérique des étoiles contrairement au  $H\alpha$  et à l'infrarouge qui sont des émissions retraitées des étoiles. En supposant une formation d'étoiles continue sur au moins  $100 \cdot 10^6$  ans, et une FMI de type [Salpeter \(1955\)](#) entre  $0,1 M_{\odot}$  et  $100 M_{\odot}$  le taux de formation d'étoiles peut être évalué avec la formule suivante ([Kennicutt 1998a](#)) :

$$TF_{UV} (M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}) = 1,4 \cdot 10^{-21} \cdot L_{\nu} (\text{W} \cdot \text{Hz}^{-1}). \quad (3.5)$$

Cette relation est valable tant en ultraviolet proche que lointain, une FMI de [Salpeter \(1955\)](#) produisant un spectre plat en  $L_{\nu}$  entre 150 et 280 nm. Comme pour les autres estimateurs, il faut garder constamment à l'esprit que cette relation peut mener à des erreurs importantes si l'histoire de la formation d'étoiles diffère, si l'extinction n'est pas corrigée, s'il y a une population âgée très importante, en cas de diffusion sur de la poussière adjacente ([Hoopes et al. 2005](#)), etc. Auquel cas la construction d'un nouvel estimateur adapté à chaque situation peut s'avérer nécessaire, j'y reviendrai plus loin dans ce manuscrit.

#### 3.3.2 Comment regarder en ultraviolet

Depuis le sol l'observation de l'ultraviolet est difficile et limitée à l'ultraviolet proche. En effet l'atmosphère absorbe une large partie du rayonnement. La seule façon d'observer efficacement dans l'ultraviolet est de se défaire de l'atmosphère. Le satellite GALEX (GALaxy Evolution eXplorer), en opération depuis 2003 observe le ciel en ultraviolet lointain (FUV, 152,8 nm) et en ultraviolet proche (NUV, 227,1 nm) avec une ouverture de 0,5 m. La réponse des filtres est présentée sur la figure 3.8.

### 3.4 De l'infrarouge à l'ultraviolet

Comme nous venons de la voir, chaque bande donne une vision particulière de la formation d'étoiles. L'optique grâce au  $H\alpha$  permet d'observer les régions ionisées par les étoiles massives, l'infrarouge la poussière excitée par le rayonnement énergétique des étoiles chaudes et l'ultraviolet permet d'observer directement celles-ci. Ce sont des visions non pas exclusives mais complémentaires : le rayonnement ultraviolet qui a été absorbé sera visible en infrarouge. Ainsi, les taux de formation d'étoiles obtenus, mais surtout les écarts observés entre les



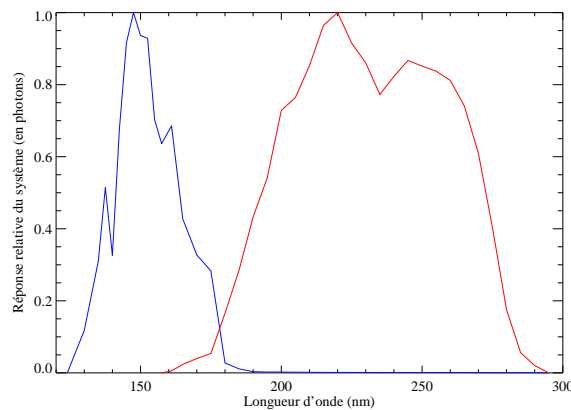


FIGURE 3.8 – Réponse relative du système en nombre de photon, en fonction de la longueur d'onde pour les bandes ultraviolet lointain et proche de GALEX.

différentes bandes sont des sources d'informations. Les estimateurs de taux de formation d'étoiles sont construits sur la base d'hypothèses concernant l'histoire de la formation d'étoiles et la fonction de masse initiale. Si l'histoire réelle de l'objet observé diffère sensiblement de l'hypothèse posée alors l'estimation peut être faussée d'un facteur relativement important, les différents estimateurs n'étant pas affectés de la même manière (les étoiles émettant un rayonnement suffisamment énergétique pour ioniser de l'hydrogène ou pour chauffer la poussière ont une durée de vie de quelques dizaines de millions d'années alors que les étoiles émettant significativement en ultraviolet ont une durée de vie plus longue de jusqu'à un ordre de grandeur d'une centaine de millions d'années). Une illustration de cet effet est visible sur la figure 3.9 où l'on peut voir l'évolution relative des taux de formation d'étoiles que l'on détecterait en  $H\alpha$  et en ultraviolet lointain en utilisant les estimateurs de Kennicutt (1998a). La durée de vie des étoiles dont le rayonnement est ionisant étant plus faible que celles émettant fortement dans

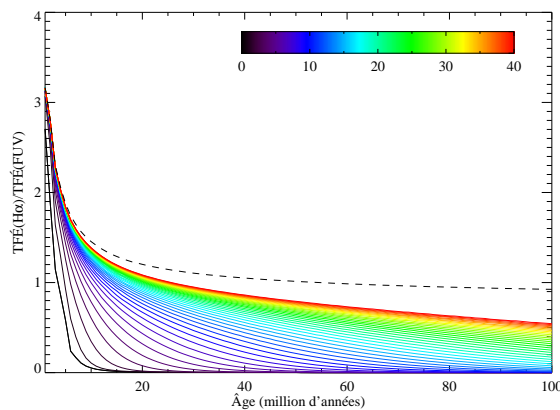


FIGURE 3.9 – Évolution du rapport du taux de formation d'étoiles en  $H\alpha$  sur le taux de formation d'étoiles en bande NUV (GALEX) en fonction du temps, pour différentes histoires. Le taux de formation d'étoiles est proportionnel à  $\exp(-t/\tau)$ , où  $\tau$  est une constante de temps variant de  $10^6$  ans (ligne noire) à  $40 \cdot 10^6$  ans (ligne rouge). La ligne noire tiretée représente le cas d'une formation d'étoiles continue. La métallicité du gaz et des étoiles vaut  $Z=0,008$ , soit  $\sim 65\%$  la métallicité solaire, et l'extinction est nulle.

l'ultraviolet (les premières sont bien sûr elles aussi des étoiles émettant fortement dans l'ultraviolet), lorsque le taux de formation d'étoiles diminue, l'émission  $H\alpha$  chutera nettement plus rapidement que l'émission ultraviolette. La courbe donnant l'évolution du rapport des taux de formation d'étoiles en  $H\alpha$  et en ultraviolet lointain pour une

constante de temps  $\tau = 10^6$  ans sur la figure 3.9 est particulièrement représentative de cet effet. C'est ainsi que plus encore que les taux de formation d'étoiles, ce sont les écarts entre ces différents taux de formation d'étoiles qui sont riches en informations. Outre l'effet d'âge dont je viens de parler, d'autres causes sont possibles. Entre autres, il peut s'agir d'extinction (l'ultraviolet étant plus éteint que le  $H\alpha$  par exemple), de contamination par une population vieille (une population âgée si elle numériquement importante peut constituer une partie non négligeable du flux ultraviolet, on parle alors de « pollution », augmentant frauduleusement le taux de formation d'étoiles perçu, alors qu'elle ne sera pas visible en  $H\alpha$ ).

Comme je l'ai précisé plus haut, à l'aide de l'ultraviolet on détecte directement le rayonnement photosphérique des étoiles massives alors que l'infrarouge est le rayonnement énergétique absorbé par la poussière et réémis à plus grande longueur d'onde et le  $H\alpha$  provient de la recombinaison d'atomes d'hydrogène ionisés par le rayonnement stellaire. Ce sont différents estimateurs sont des aspects complémentaires d'une seule est même chose. Je montrerai plus loin que la combinaison de certains de ces estimateurs permet d'obtenir un taux de formation d'étoiles « vrai ».

---



**Deuxième partie**

**Sélection et traitement des données**

---



## Chapitre 4

# Acquisition, traitement et outils d'exploitation des données

### Sommaire

<b>4.1 Acquisition</b> . . . . .	<b>33</b>
<b>4.2 Traitement</b> . . . . .	<b>36</b>
4.2.1 Astrométrie . . . . .	36
4.2.2 Photométrie . . . . .	36
4.2.3 Données complémentaires . . . . .	39
<b>4.3 Modélisation des régions de formation d'étoiles par la synthèse spectrale évolutive</b> . . . . .	<b>39</b>
4.3.1 Principes de la synthèse spectrale évolutive . . . . .	40
4.3.2 Quelques codes de synthèse spectrale évolutive . . . . .	40
4.3.3 Traitement des raies de recombinaison . . . . .	41
4.3.4 Modélisation de l'extinction . . . . .	41
4.3.5 Combinaison de populations stellaires d'origines différentes . . . . .	42
4.3.6 Méthode de minimisation et outils de visualisation . . . . .	43
4.3.7 Âge, extinctions et autres paramètres physiques . . . . .	44
4.3.8 Influence des différents paramètres . . . . .	46
4.3.9 Limites de la modélisation . . . . .	50

### 4.1 Acquisition

L'obtention des images nécessaires à l'étude que je veux mener s'est faite de deux manières :

1. tout d'abord par la recherche d'images dans les archives publiques si celles-ci existent comme c'est le cas pour l'Observatoire européen austral ou encore l'observatoire spatial Spitzer. Il est à noter que ce type d'archive n'existe pas toujours, en particulier pour des observatoires de taille modeste. Le degré de traitement de ces images est très variable suivant leur type, leur source et leur ancienneté ;
2. une deuxième méthode est la communication privée. En ce cas les images sont généralement au moins en partie traitées, c'est-à-dire astrométrées (voir la section 4.2.1) et/ou calibrées (voir la section 4.2.2).

Dans le cadre de cette thèse j'ai utilisé des données PI obtenues en mode visiteur par Pierre-Alain Duc ainsi que de nombreuses données d'archives obtenues avec des observatoires spatiaux. Les tableaux 4.1 à 4.6 détaillent les informations principales des observations que j'ai utilisées pour chaque système étudié (eux-mêmes seront présentés dans le chapitre 5).

Type	Instrument	Bande	Temps de pose	Source
Imagerie	GALEX	FUV	3 322 s	archive
–	–	NUV	–	–
Imagerie	Calar Alto 3,5 m/MOSCA	B	300 s	PI
–	–	V	–	–
–	–	R	–	–
Imagerie	Spitzer IRAC	3,6 $\mu\text{m}$	432 s	archive
–	–	4,5 $\mu\text{m}$	–	–
–	–	8,0 $\mu\text{m}$	–	–
Imagerie en bande étroite		H $\alpha$		communication privée
Spectroscopie	Calar Alto 3,5 m/MOSCA	optique		PI

TABLE 4.1 – Liste des observations du Quintette de Stephan

Type	Instrument	Bande	Temps de pose	Source
Imagerie	GALEX	FUV	115 s	archive
–	–	NUV	–	–
Imagerie	CFHT 3,6 m/12k	B	300 s	communication privée
–	–	V	240 s	–
–	–	R	180 s	–
Imagerie	La Silla 2,2 m/IRAC-2B	J		PI
Imagerie	–	H		–
–	–	K		–
Imagerie	Spitzer IRAC	3,6 $\mu\text{m}$	450 s	archive
–	–	4,5 $\mu\text{m}$	–	–
–	–	8,0 $\mu\text{m}$	–	–
Imagerie Fabry-Perot	CFHT 3,6 m/MOS/FP	H $\alpha$	300 s	PI
Spectroscopie	CFHT 3,6 m/MOS	optique		PI

TABLE 4.2 – Liste des observations de Arp 105

Type	Instrument	Bande	Temps de pose	Source
Imagerie	GALEX	FUV	1 052 s	archive
–	–	NUV	4 298 s	–
Imagerie	La Silla NTT/EMMI	B		PI
–	–	V		–
–	–	R		–
Imagerie	La Silla 2,2 m/IRAC-2B	J		PI
–	–	H		–
–	–	K		–
Imagerie	Spitzer IRAC	3,6 $\mu\text{m}$	300 s	archive
–	–	4,5 $\mu\text{m}$	–	–
–	–	8,0 $\mu\text{m}$	–	–
Imagerie en bande étroite	La Silla NTT/EMMI	H $\alpha$	900 s	PI
Spectroscopie	La Silla NTT/EMMI	optique		PI

TABLE 4.3 – Liste des observations de Arp 245

Type	Instrument	Bande	Temps de pose	Source
Imagerie	GALEX	FUV	5 567 s	PI
–	–	NUV	2 886 s	–
Imagerie	La Silla NTT/EMMI	B	300 s	PI
–	–	V	–	–
–	–	R	–	–
Imagerie	La Silla 2,2 m/IRAC-2B	J	–	PI
–	–	H	–	–
–	–	K	–	–
Imagerie	Spitzer IRAC	3,6 $\mu\text{m}$	432 s	archive
–	–	4,5 $\mu\text{m}$	–	–
–	–	8,0 $\mu\text{m}$	–	–
Imagerie Fabry-Perot	La Silla 3,6 m/CIGALE	H $\alpha$	180 s–255 s	PI
Spectroscopie	La Silla NTT/EMMI	optique	–	PI

TABLE 4.4 – Liste des observations de NGC 5291

Type	Instrument	Bande	Temps de pose	Source
Imagerie	GALEX	FUV	562 s	archive
–	–	NUV	–	–
Imagerie	ESO NTT/EMMI	B	600 s	PI
–	–	V	–	–
–	–	R	–	–
Imagerie	Spitzer IRAC	3,6 $\mu\text{m}$	120 s	archive
–	–	4,5 $\mu\text{m}$	–	–
–	–	8,0 $\mu\text{m}$	–	–
Imagerie	Spitzer MIPS	24 $\mu\text{m}$	48,2 s	archive
Imagerie en bande étroite	KPNO	H $\alpha$	1 200 s	archive
Spectroscopie	ESO VLT/EFOSC	optique	–	PI

TABLE 4.5 – Liste des observations de NGC 7252

Type	Instrument	Bande	Temps de pose	Source
Imagerie	GALEX	FUV	1 530 s	Communication privée
–	–	NUV	–	–
Imagerie	ESO NTT/EMMI	B	300 s	PI
–	–	V	–	–
–	–	R	–	–
Imagerie	SDSS	u'	53,9 s	archive
–	–	g'	–	–
–	–	r'	–	–
–	–	i'	–	–
–	–	z'	–	–
Imagerie en bande étroite	–	H $\alpha$	1 200 s	–
Spectroscopie	–	optique	–	PI

TABLE 4.6 – Liste des observations de VCC 2062



## 4.2 Traitement

### 4.2.1 Astrométrie

Comme nous le verrons dans la section 4.2.2, pour comparer l'émission d'une source dans différentes bandes, il faut être sûr que les ouvertures recouvrent exactement les mêmes emplacements physiques sur le ciel. Pour cela il faut que l'astrométrie relative des différentes images soit suffisamment bonne. Les images provenant des télescopes spatiaux Spitzer et GALEX sont automatiquement astrométrées grâce à la chaîne de traitement standard. En revanche les images obtenues à l'aide de télescopes au sol ne possèdent généralement aucune astrométrie, ou alors une astrométrie sommaire n'étant pas meilleure que quelques secondes d'arc. La taille des objets que j'étudie étant non négligeable devant cette incertitude une faible erreur peut induire des écarts non négligeables dans le calcul des flux<sup>a</sup>. Il est donc nécessaire de déterminer l'astrométrie avec un soin tout particulier sur les dizaines d'images d'archives utilisées.

La première étape consiste à dresser une liste d'étoiles de référence visibles dans l'image à astrométrer et dont on connaît précisément la position. Pour cela on utilise un catalogue riche en objets et de bonne qualité astrométrique, tel que celui de l'US Naval Observatory. La méthode est la suivante :

- on extrait les étoiles présentes dans le champ de vue, en prenant garde à bien éliminer les objets étendus la détermination de leur position étant imprécise ;
- on élimine les étoiles trop brillantes ; si une étoile est saturée, sa fonction d'étalement du point (FÉP) sera écrêtée et il sera donc plus difficile de déterminer sa position centrale dans l'image ;
- on élimine les étoiles trop faibles ; si une étoile est trop faible le bruit de fond de l'image deviendra suffisamment important pour affecter la détermination de la position du centre.

C'est à partir de cette liste qu'on peut procéder à la calibration photométrique de l'image proprement dite. Plusieurs logiciels sont capables d'effectuer cette calibration, comme GAIA par exemple. Cependant, j'ai utilisé un logiciel écrit par P.-A. Duc se basant sur IRAF dont l'ergonomie et la précision finale atteinte me semblent meilleures. L'algorithme est le suivant :

- à partir d'une image déjà astrométrée, généralement une image DSS, on indique au logiciel la position d'une étoile sur cette image de référence ainsi que sur l'image à astrométrer ;
- en utilisant la liste d'étoiles précédemment compilée, il identifie sa position exacte. Les autres étoiles présentes dans le catalogue sont alors automatiquement détectées. Le logiciel effectue une minimisation en appliquant des déformations sur l'image (étirement, rotation et cisaillement) de telle sorte que l'écart type de la distribution de la position des étoiles par rapport à leur position dans le catalogue soit la plus faible possible. L'élimination de points fortement divergents permet d'améliorer la précision finale (les mouvements propres des étoiles font que certaines peuvent être relativement éloignées de leur position relevée par le passé).

La précision finale atteinte est peut aller jusqu'au dixième de pixel.

### 4.2.2 Photométrie

La photométrie est la partie la plus importante et la plus critique du traitement de données car elle affecte directement les résultats. Une erreur dans une mesure conduit facilement à des résultats faux par la suite. Il est donc extrêmement important d'effectuer ces mesures avec le plus grand soin possible. Plusieurs points sont particulièrement critiques :

- la calibration des images pour convertir les flux bruts en unités physiques ;
- la construction des ouvertures dans lesquelles le flux va être mesuré ;
- la correction des flux mesurés dans ces ouvertures (dépendant de la forme physique de l'ouverture et des caractéristiques de l'instrument).

---

a. En effet si l'ouverture dans laquelle on mesure le flux est décalée par rapport à l'objet une partie de l'émission ne sera plus prise en compte ; il est aussi possible que des objets proches soient inclus et parasitent ainsi les mesures.

### Calibration

La conversion des flux bruts en unités physiques comme le flux ou la densité de flux<sup>b</sup> dépend de l'instrument, de la longueur d'onde, du filtre, du temps de pose, de la masse d'air le long de la ligne de visée, de la date, etc.

**Observations spatiales** Pour les télescopes spatiaux Spitzer et GALEX, la chaîne de traitement de données standard effectue automatiquement une calibration des images. Ceci est facilité par le fait que la plus grande source d'incertitude, l'atmosphère, est éliminée. Ainsi les images d'archives de Spitzer sont données en MJy.sr<sup>-1</sup>, il suffit donc de multiplier l'image par l'angle solide intercepté par un pixel en stéradians pour retrouver la densité de flux. Les images d'archives de GALEX sont quant à elles données en photons par seconde. Un facteur de conversion est fourni automatiquement afin d'obtenir des  $\mu$ Jy.

**Observations au sol** Le problème est plus complexe pour les observations au sol. Hors les grands projets de cartographie systématique du ciel, tels que 2MASS en infrarouge proche ou le SDSS en optique (principalement) par exemple, il n'y a généralement pas de système de calibration automatique. Il appartient à l'observateur de s'assurer les moyens d'effectuer une calibration des images a posteriori. Ceci est fait en observant au cours de la nuit des champs d'étoiles standards (en général des champs de Landolt 1992) dont les magnitudes sont connues précisément. Une difficulté supplémentaire s'ajoute lors de l'utilisation des images d'archives par rapport aux images obtenues directement au télescope en mode visiteur, il s'agit du manque d'informations précises concernant les observations, comme par exemple la présence d'une couverture nuageuse pendant une partie de la nuit, des problèmes lors de certaines observations, etc.

**Imagerie en bande large** La procédure de calibration pour des images en bande large est la suivante :

1. calcul des flux bruts des étoiles de calibration ;
2. compensation de l'extinction causée par la masse d'air, et du temps d'exposition ;
3. détermination du facteur de conversion en faisant la moyenne des rapports entre les flux théoriques des étoiles et les flux corrigés.

**Imagerie en bande étroite** L'imagerie en bande étroite permet de n'observer, comme son nom l'indique, qu'un domaine de longueur d'onde particulièrement restreint du spectre de l'objet, typiquement sur une largeur de l'ordre de quelques nm. Ce mode particulier rend possible l'observation individuelle de raies d'émission. Des observations supplémentaires sont nécessaires pour déterminer la valeur du continu sous-jacent à la raie (en effectuant des observations centrées sur des longueurs d'onde proches de la raie tout en l'excluant) et en observant des étoiles standards dont on connaît le flux dans la bande. La suite de la procédure est similaire à ce qui est fait concernant l'imagerie en bande large.

**Imagerie Fabry-Perot de moment zéro** Les observations Fabry-Perot sont des observations interférométriques initialement destinées à étudier la dynamique des objets. Cependant, la carte de moment zéro correspond au flux reçu de l'objet dans la raie choisie. Malheureusement n'étant pas adapté à la photométrie ce type d'observation est difficilement calibrable. Néanmoins l'importance que peut revêtir ces images étant cruciale j'ai développé une méthode permettant une calibration raisonnablement précise.

Afin de pouvoir calibrer ces images, j'ai utilisé des spectres des régions observées et j'en ai déduit les flux dans la raie considérée. À partir de ces observations spectroscopiques, je modélise manuellement les fentes (largeur, longueur, angle, position) et utilisant celles-ci j'effectue une photométrie d'ouverture sur l'image Fabry-Perot de moment zéro. Le flux obtenu dans les ouvertures sur l'image Fabry-Perot correspond alors au flux intégré de la raie sur le spectre. La précision de cette méthode dépend de la précision de la modélisation et du placement des fentes. Dans le meilleur des cas j'ai réussi à obtenir une calibration précise à environ 30%, en utilisant un grand nombre de fentes. Bien que des images en bande étroite permettent d'obtenir une précision bien meilleure, la disponibilité des seules images Fabry-Perot permet néanmoins d'avoir une estimation raisonnablement précise des flux.

---

b. La densité de flux mesure le nombre de watts reçus par mètre carré de détecteur et par Hertz. Les objets que l'on observe ayant des densités de flux très faibles on utilise par commodité une unité dérivée, le jansky (noté Jy), qui vaut  $10^{-26} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$

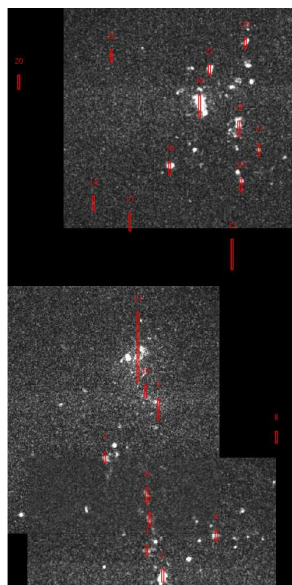


FIGURE 4.1 – Image Fabry-Perot de moment zéro de NGC 5291 sur laquelle on a superposé les fentes utilisées pour une observation spectroscopique. L'image est un assemblage de trois pointés.

### Construction des ouvertures

Étape centrale de la photométrie, le choix des ouvertures est important à plusieurs points de vue. Tout d'abord il revient à choisir quels objets on veut observer. Ce choix est plus complexe qu'on peut le penser au premier abord.

Il s'agit en premier lieu de déterminer quels sont les objets intéressants (à savoir des régions de formation d'étoiles intergalactiques) par rapport à ceux qui ne le sont pas (galaxies de fond, étoiles, etc.). Ici l'aspect multi longueurs d'onde de mon étude me permet de construire une série de critères de sélection afin de déterminer quelles sont les régions de formation d'étoiles. En effet l'émission, ou non, de certaines régions donne des informations qualitatives de première importance. Il faut garder à l'esprit que selon les systèmes, certains de ces critères peuvent ne pas s'appliquer par manque de données disponibles ou parce qu'il s'agit d'un objet extrême dans sa catégorie. Les critères sont les suivants :

1. détection de la raie  $H\alpha$  en émission ;
2. proximité d'une structure de HI pouvant servir de réservoir de gaz pour la formation d'étoiles ;
3. présence d'émission diffuse sur une carte en ultraviolet ;
4. présence de régions bleues, étendues et diffuses sur des images optiques (BVR) ;
5. réjection, en se basant sur leur couleur en infrarouge moyen, d'étoiles et de galaxies de fond.

Il s'agit ensuite, une fois le choix des régions intéressantes effectué, de construire l'ouverture de telle façon que la totalité de la cible soit englobée tout en excluant les objets proches n'appartenant pas au système qui seraient des sources de contamination. Il faut aussi prendre en compte la variation de la fonction d'étalement du point d'une image à l'autre. Les régions étudiées étant souvent denses en objets il est nécessaire d'avoir une grande souplesse dans la définition des ouvertures. La méthode la plus répandue consiste à utiliser des ouvertures circulaires. Elle est difficilement applicable à cause de la densité des sources et de leur forme irrégulière. J'ai donc choisi d'utiliser des ouvertures polygonales qui ont l'avantage de permettre de s'adapter très précisément aux contours des régions dont je veux mesurer les flux en évitant aisément tout objet contaminant.

### Mesure du fond

La sommation des valeurs des pixels dans une ouverture arbitraire n'est pas suffisante pour obtenir le flux. En ce cas on mesure l'émission de l'objet ainsi que l'émission de fond (qui peut avoir de nombreuses origines :

atmosphère, luminosité diffuse à grande échelle dans le système, émission de galaxies non résolues à très grand décalage spectral, etc.). Les systèmes étudiés étant comme je l'ai déjà dit denses en objets, une mesure automatique du fond autour de l'ouverture donne de très mauvais résultats. J'ai donc adopté une approche alternative consistant à mesurer la valeur du fond de l'image en prenant jusqu'à 30 échantillons dans des zones paraissant qualitativement non polluées. La valeur adoptée sur le fond est la moyenne de toutes ces mesures. L'incertitude est quant à elle l'écart type. Idéalement les ouvertures de mesure devraient être aussi grandes que les ouvertures dans lesquelles on mesure le flux de ces objets. Cependant cela n'est pas toujours possible afin d'éviter toute pollution. Dans le cas où la valeur du fond est variable spatialement, que ce soit dû à une variation physique ou aux caractéristiques intrinsèques de l'instrument, j'ai divisé l'image en plusieurs zones et adopté une valeur spécifique du fond et de l'erreur associée pour chacune.

### Correction d'ouverture

Dans le cas des images prises avec le télescope spatial Spitzer, la fonction d'étalement du point est suffisamment large pour qu'une partie non négligeable du flux se trouve diffusée sur des grandes échelles, voire en dehors du capteur infrarouge. Afin de compenser cela la chaîne de traitement de l'instrument IRAC sur Spitzer calibre automatiquement les images de telle sorte que l'on obtienne le flux attendu sur une source ponctuelle en mesurant le flux dans un anneau d'un rayon de 10 pixels et en déterminant la valeur du fond du ciel dans un anneau d'un rayon compris entre 10 et 20 pixels. Plusieurs problèmes sont donc soulevés. Tout d'abord j'ai utilisé des ouvertures polygonales, et non circulaires, pour mesurer les flux. Ensuite les sources observées ne sont pas ponctuelles et possèdent pour beaucoup une forme relativement irrégulière. Afin de résoudre le premier point j'ai décidé de déterminer un rayon équivalent pour mes ouvertures afin de les assimiler à des ouvertures circulaires. La formule utilisée est la suivante  $r = \sqrt{S/\pi}$ , où  $r$  est le rayon équivalent en pixels et  $S$  est l'aire de la surface du polygone. Pour le deuxième point, l'équipe de l'instrument IRAC sur Spitzer recommande d'utiliser les valeurs de correction d'ouverture pour les sources ponctuelles dans les cas où la source a un rayon de moins de 10 pixels, ce qui est très généralement le cas. J'ai donc adopté les valeurs tabulées dans le manuel d'IRAC<sup>c</sup> afin de corriger les valeurs des flux obtenus précédemment.

### 4.2.3 Données complémentaires

Outre les données mentionnées précédemment j'ai aussi utilisé des données complémentaires. Tout d'abord des observations en spectroscopie optique. Celles-ci m'ont permis d'obtenir les flux et les largeurs équivalentes des raies. De plus j'ai utilisé des observations radio de la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre, permettant de trouver plus facilement des régions intergalactiques de formation d'étoiles, celles-ci étant associées aux structures HI.

## 4.3 Modélisation des régions de formation d'étoiles par la synthèse spectrale évolutive

Les données dont j'ai exposé les principes de traitement plus haut vont de l'ultraviolet lointain jusqu'à l'infrarouge moyen. Chaque longueur d'onde contient une partie de l'information sur les régions de formation d'étoiles que je veux étudier. Afin d'obtenir la plus grande efficacité possible dans mon jeu de données, j'utilise simultanément toutes les données à ma disposition. Pour cela j'ai décidé de modéliser l'émission des régions de formation d'étoiles à l'aide d'un code de synthèse spectrale évolutive. Ce type de code permet de générer les distributions spectrales d'énergie de galaxies synthétiques ainsi que leur évolution dans le temps, ce qui permet de comparer avec les observations et d'en tirer des paramètres physiques. De plus ce modèle prend en compte l'émission des étoiles formées dans le milieu intergalactique à partir du gaz arraché lors des interactions, mais aussi l'émission des étoiles provenant des disques des galaxies parents. En plus de cela j'ai décidé que ce modèle prendrait en compte l'extinction de ces deux populations mais aussi les différentes histoires de formation d'étoiles.

Dans cette section, je présente quelques principes généraux, sans entrer dans des détails trop spécialisés, de la synthèse spectrale évolutive, quels sont les codes envisageables et finalement j'expose avec précision la façon dont j'ai construit mes modèles avec le code sélectionné.

c. <http://ssc.spitzer.caltech.edu/irac/dh/iracdatahandbook3.0.pdf>

### 4.3.1 Principes de la synthèse spectrale évolutive

Le spectre d'une galaxie est la somme de plusieurs composantes dont les principales sont pour l'étude que je mène : l'émission photosphérique des étoiles, l'émission nébulaire (tant dans le continu que des raies d'émission) ainsi que l'absorption et l'émission de la poussière (elle-même constituée de différents types).

Afin de constituer un spectre synthétique il faut combiner convenablement une ou plusieurs de ces composantes suivant ce que l'on souhaite modéliser. Les galaxies étant constituées d'étoiles d'âges, de masses et de métallicités différents, il convient de combiner ces spectres de façon astucieuse. L'idée de base est d'utiliser des isochrones, c'est-à-dire des grilles qui contiennent les spectres d'étoiles de différentes masses à un instant donné. L'échantillonnage des masses est fait de telle façon que les différentes phases de l'évolution stellaire soient peuplées. La prise en compte de la fonction de masse initiale, de la métallicité et de l'évolution du taux de formation d'étoiles au cours du temps permet alors de combiner les spectres individuels de façon à construire un spectre synthétique. Dans un second temps ce spectre permet de calculer l'émission nébulaire. Ceci permet d'obtenir le spectre d'une galaxie ne possédant que des étoiles et du gaz. Or les galaxies possèdent aussi de la poussière qui absorbe le rayonnement à courte longueur d'onde émis par les étoiles massives pour le réémettre à plus grande longueur d'onde, en infrarouge et en sub-millimétrique. Le traitement de la poussière peut aller de quelque chose de simple comme un simple écran de poussière modélisé par une loi d'extinction classique paramétrique à un modèle permettant un traitement auto-cohérent impliquant des calculs de transfert de rayonnement.

### 4.3.2 Quelques codes de synthèse spectrale évolutive

Dans cette section je présente quelques codes de synthèse spectrale évolutive couramment utilisés dans la littérature. Cette liste n'est bien sûr pas exhaustive.

#### GALAXEV

GALAXEV a été conçu par Gustavo Bruzual et Stéphane Charlot ([Bruzual A. et Charlot 1993](#); [Bruzual et Charlot 2003](#)). Il permet notamment des études précises des raies en absorption de galaxies contenant des étoiles sur un grand intervalle d'âges. Il offre des modèles stellaires allant de  $Z = 0,0001$  à  $Z = 0,5$ , un âge de  $0,1 \cdot 10^6$  ans à  $20 \cdot 10^9$  ans et une fonction de masse initiale de [Salpeter \(1955\)](#) ou celle de [Chabrier \(2003\)](#). Ce code permet de définir une histoire de formation d'étoiles arbitraire et d'obtenir des magnitudes dans des bandes larges.

#### GALEV

Second programme permettant d'effectuer de la synthèse spectrale évolutive, GALEV est conçu pour modéliser des populations stellaires d'une métallicité comprise entre 0,02 et 2,5 fois la métallicité solaire sur une plage allant de  $4 \cdot 10^6$  ans à  $14 \cdot 10^9$  ans en prenant en compte l'émission des étoiles (suivant les isochrones de Padoue) et du gaz (tant au niveau du continu que des raies). Voir les articles publiés par [Schulz et al. \(2002\)](#); [Anders et Fritzev. Alvensleben \(2003\)](#) pour une description complète de la physique mise dans le code.

#### S 99

STARBURST99 est un code de synthèse spectrale évolutive pour les galaxies à formation d'étoiles développé au Space Telescope Science Institute (STScI) ([Leitherer et al. 1999](#); [Vázquez et Leitherer 2005](#)). Celui-ci est disponible publiquement mais une interface Internet est disponible pour une utilisation plus simple (mais moins souple), le programme tournant alors sur les ordinateurs du STScI. L'avantage important de ce code est qu'il a été conçu spécifiquement pour la modélisation de galaxies à formation d'étoiles. Il offre un choix important d'isochrones (Genève et Padoue) ainsi que des modèles d'atmosphère évolués. Cependant le traitement des sorties ou l'ajout d'un filtre supplémentaire non prévu initialement sont assez malaisés. Le principal défaut concerne cependant l'histoire de la formation d'étoiles. En effet seules deux possibilités s'offrent à l'utilisateur : une formation continue (où l'on fixe le nombre de masses solaires par an) ou une formation instantanée (où l'on fixe la masse totale de gaz transformée en étoiles). Cette limitation est rédhibitoire dans l'étude que je veux mener car je veux avoir la possibilité d'étudier facilement l'effet de différentes histoires. De plus la structure de STARBURST99, un unique fichier de 9097 lignes écrit en FORTRAN 77, rend toute modification substantielle du programme particulièrement chronophage.

## P' II

Le dernier programme que je passe en revue est PÉGASE II. Il a été publié par Michel Fioc et Brigitte Rocca-Volmerange. Conçu pour étudier plus particulièrement les comptages de galaxies il gère aussi les sursauts de formation d'étoiles.

Autre avantage important de PÉGASE II pour l'étude que je mène est la proximité géographique de ses auteurs. En effet, l'auteur initial de celui-ci travaille à l'Institut d'astrophysique de Paris, permettant d'avoir un contact direct facilement. Dans le laboratoire où j'ai effectué ma thèse, deux post-doctorants particulièrement familiers avec PÉGASE II se sont succédés, avec lesquels j'ai partagé mon bureau. La fourniture de scripts destinés au traitement des sorties et leur connaissance approfondie du code m'ont permis de gagner un temps précieux et d'avoir une meilleure compréhension du fonctionnement du programme.

Les avantages comparatifs par rapport aux autres codes m'ont fait sélectionner PÉGASE II pour construire les modèles envisagés. Dans les sections qui suivent je présente plus en détails le fonctionnement de PÉGASE II ainsi que la façon dont j'ai construit le modèle, l'influence des différents paramètres et finalement les quelques limitations inhérentes à cette modélisation.

### 4.3.3 Traitement des raies de recombinaison

Les raies de recombinaison dans PÉGASE II sont traitées de façon particulièrement simple. La recombinaison de cas B d'Osterbrock (1989) est adoptée. Les rapports des raies de recombinaison sont calculés pour une température électronique  $T_e = 10\,000$  K et une densité électronique  $n_e = 1\text{ cm}^{-3}$ . De même le continu nébulaire est pris en compte. De façon standard il a été supposé  $f \simeq 0,7$  pour une métallicité solaire<sup>d</sup>, c'est-à-dire que 30% des photons du continu de Lyman n'ionisent pas d'atome d'hydrogène. Pour plus de détails, voir Fioc et Rocca-Volmerange (1997).

Les rapports des raies sont donc fixés a priori et leurs flux ne dépendent que du nombre de photons du continu de Lyman ionisant le milieu interstellaire :  $F(\text{H}\beta) = 4,757 \cdot 10^{-20} \cdot N_{\text{Lyc}} \cdot f$ , où  $N_{\text{Lyc}}$  est le nombre de photons du continu de Lyman et  $f$  est tel qu'il a été défini plus haut. Or les rapports des différentes raies est fonction des conditions physiques régnant dans le milieu, ils peuvent varier de façon très importante. Comme je le montrerai plus tard, les flux provenant de certaines régions de formation d'étoiles intergalactiques sont dominées par les raies de recombinaison. Il convient donc de traiter le problème de façon plus précise. Deux possibilités s'ouvrent à moi :

- modéliser les régions de formation d'étoiles avec un code dédié à la photoionisation, tel que CLOUDY par exemple (Ferland et al. 1998) ;
- utiliser les contraintes observationnelles.

La première méthode aurait nécessité un temps de calcul particulièrement élevé (obligation de lancer CLOUDY sur chaque pas de temps de chaque modèle). À ce premier inconvénient s'ajoute le fait que l'on ne connaît pas précisément les conditions physiques régnant dans le milieu ni la géométrie détaillée du système. C'est pour cela que j'ai utilisé des contraintes observationnelles apportées par la spectroscopie<sup>e</sup> dont on est assuré par construction qu'elles reproduisent les rapports de raies observés et qui ne nécessite pas de temps de calcul supplémentaire<sup>f</sup>. Les raies observées n'étant initialement pas corrigées de l'extinction dans certains systèmes, j'ai utilisé la loi d'extinction de Torres-Peimbert et al. (1989) afin de déterminer les rapports non éteints.

Une limite de cette démarche vient du fait que je n'ai à ma disposition que des spectres optiques, alors que l'émission nébulaire dans l'infrarouge peut être importante (Anders et Fritze-v. Alvensleben 2003), il n'est donc pas envisageable de négliger les raies de recombinaison en infrarouge. Dans ce domaine j'ai décidé de conserver les rapports de raie par défaut de PÉGASE II, qui proviennent d'observation de galaxies à flambée de formation d'étoiles (Fioc et Rocca-Volmerange 1997).

### 4.3.4 Modélisation de l'extinction

Bien que PÉGASE II puisse gérer l'extinction, l'utilisation de celle-ci aurait posé un certain nombre de problèmes. Tout d'abord, celle-ci dépend seulement de la masse de gaz (via la géométrie) et de la métallicité, il n'est pas possible de contrôler sa valeur directement alors que sa paramétrisation est importante pour l'ajustement des données

d. Dans PÉGASE II cette valeur dépend de la métallicité.

e. Données communiquées par Pierre-Alain Duc, voir les tableaux dans la section 4.1.

f. Il suffit en effet de remplacer les rapports de raies dans les fichiers de sortie de PÉGASE II par les rapports de raies observés

d'observation. Ensuite, la modification de la loi d'absorption aurait nécessité des changements non négligeables dans le code.

J'ai donc adopté une approche alternative pour calculer l'extinction. J'ai utilisé des sorties de PÉGASE II ayant au préalable désactivé l'extinction et j'ai ensuite appliqué à celles-ci une loi d'extinction de type écran de poussières. Pour cela j'ai sélectionné deux lois (illustrées sur la figure 4.2) :

- la loi d'extinction moyenne du grand nuage de Magellan, telle que déterminée par [Gordon et al. \(2003\)](#), pour modéliser l'extinction d'une population d'origine galactique<sup>g</sup>. Très proche de la loi d'extinction de la Voie lactée, elle convient pour modéliser l'extinction d'une population provenant du disque d'une galaxie spirale ;
- la loi d'extinction de [Calzetti et al. \(2000\)](#) adaptée aux régions où les étoiles massives dominent le champ de radiation, qui convient pour les étoiles formées récemment dans le milieu intergalactique.

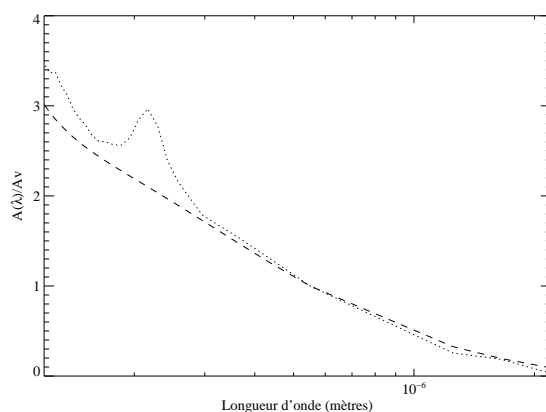


FIGURE 4.2 – Lois d'extinction  $A(\lambda)/A_V$  en fonction de la longueur d'onde. La courbe en pointillés représente la loi d'extinction du grand nuage de Magellan déterminée par [Gordon et al. \(2003\)](#) alors que la courbe tiretée représente celle de [Calzetti et al. \(2000\)](#) basée sur des galaxies à flambée de formation d'étoiles.

Cette modélisation, bien qu'elle soit incomplète et fasse un certain nombre d'approximations (écran de poussières, pas de prise en compte de la géométrie, rayonnement découplé des populations d'âges différents, etc.) est suffisante pour une première étude sachant que les informations dont nous disposons sont limitées en particulier concernant une description précise de la géométrie à cause d'une résolution trop faible. Cela permet néanmoins de prendre en compte artificiellement l'enfouissement dans la poussière des populations jeunes, en particulier des étoiles massives qui atteignent la séquence principale alors qu'elles n'ont pas encore dissipé le nuage moléculaire les entourant.

Cette approche permet de traiter l'extinction d'un grand nombre de modèles en un temps court, quelques minutes sur un processeur Opteron à 2,5 GHz pour éteindre les distributions spectrales d'énergie (1 221 longueurs d'onde dans chaque modèle), les raies et les flux dans les bandes désirées pour un total de plus de  $500 \cdot 10^6$  densités de flux en comptant sur toutes les longueurs d'onde<sup>h</sup>.

### 4.3.5 Combinaison de populations stellaires d'origines différentes

Je rappelle que je veux modéliser la présence de deux populations distinctes, l'une arrachée des disques des galaxies parents, l'autre formée dans le milieu intergalactique. Le code de PÉGASE II est conçu de telle sorte qu'il est aisé de générer n'importe quelle histoire de la formation d'étoiles et donc de générer plusieurs populations d'âges différents. Cependant pour chaque histoire de formation d'étoiles il est nécessaire de relancer le programme. Ceci devient réhibitioire lorsqu'il y a de nombreux scénarios à tester en faisant varier pour chaque population le rapport

g. Dans ce manuscrit je désigne conventionnellement par « population d'origine galactique » la population d'étoiles ayant été arrachée des disques des galaxies parents et par « population d'origine intergalactique » les étoiles formées dans le milieu intergalactique à partir du gaz arraché lors de l'interaction.

h. La répartition se fait comme suit : 106 pas de temps, 133 constantes de temps, 30 valeurs d'extinction et 1221 longueurs d'onde. J'effectue une petite approximation ne comptant pas ici les flux dans les bandes ni même les raies d'émission.

des masses de gaz consommées, les constantes de temps, etc. J'ai donc décidé de combiner moi-même ces différents modèles. La normalisation relative des différents modèles se calcule à l'aide des rapports des masses de gaz qui ont été transformées en étoiles<sup>i</sup> dans chacune des populations.

J'ai constitué une grille de modèles paramétrisée suivant le rapport de la masse de gaz convertie en étoiles dans chaque population. À n'importe quel pas de temps, pour un rapport de masses donné, la masse totale d'étoiles créée dans le milieu intergalactique (c'est à dire l'intégration des taux de formation d'étoiles sur tous les pas de temps jusqu'à un pas donné) est toujours égale à la masse d'étoiles créée par la composante d'origine galactique multipliée par le paramètre donnant le facteur de rapport de masse  $r$ . Dans la grille de modèles la valeur de ce paramètre peut être fixée. De ce fait les autres paramètres variant on peut exiger d'un modèle que le rapport des masses de gaz converties en étoiles vaille une certaine valeur  $r$  même en faisant varier l'âge, la constante de temps ou les extinctions. Une illustration de cet effet est présentée sur la figure 4.3.

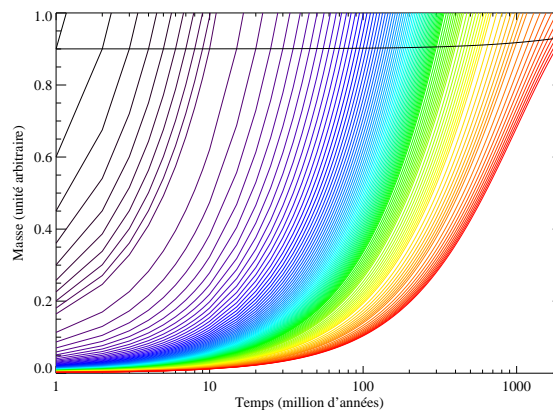


FIGURE 4.3 – Illustration de la paramétrisation des modèles par le rapport de la masse de gaz convertie en étoiles dans chaque population. L'axe des abscisses représente le temps en millions d'années depuis le début du second sursaut de formation d'étoiles alors que l'axe des ordonnées représente la masse de gaz dans une unité arbitraire. La ligne noire épaisse allant de 0,9 à 0,93 représente la masse de gaz convertie en étoiles pour la population d'origine galactique. Les lignes de couleur représentent l'évolution d'un même sursaut au cours du temps pour différents facteurs de normalisations de telle sorte qu'à un pas de temps donné la masse de gaz convertie en étoiles dans les deux populations soit la même. La courbe noire représente une histoire de formation d'étoiles ayant converti la même masse de gaz que la population d'origine galactique après  $10^9$  ans alors que la rouge a converti la même masse de gaz après  $2 \cdot 10^9$  ans. La construction du cube de modèle revient à sélectionner les distributions spectrales d'énergie de chaque histoire lorsque la masse de gaz convertie en étoiles vaut un rapport donné avec celle par rapport la population d'origine galactique, ici nous sommes dans le cas où le rapport vaut 1.

Le rapport des masses de gaz converties en étoiles ne donne pas directement le rapport des masses d'étoiles entre les deux populations. Afin d'illustrer la différence, j'ai tracé sur la figure 4.4 l'évolution dans le temps du rapport entre la masse d'étoiles de la population d'origine intergalactique par rapport à celle d'origine galactique.

#### 4.3.6 Méthode de minimisation et outils de visualisation

L'ajustement des modèles est effectué par la méthode classique de la minimisation du  $\chi^2$  bien qu'elle possède certaines faiblesses<sup>j</sup> :

i. En effet quelque soit l'histoire de la formation d'étoiles, la masse de gaz transformée en étoiles est une fonction croissante et monotone du temps, ce qui n'est pas le cas de la masse totale des étoiles qui peut tant augmenter que diminuer (dans le cas où la masse d'étoiles mourant par unité de temps est supérieure à la masse d'étoiles naissant dans la même période). Du reste PÉGASE II permet aisément de retrouver la masse d'étoiles à n'importe quel pas de temps dans un certain modèle, ce qui peut s'avérer utile comme on peut le voir dans l'annexe B.

j. En particulier, des barres d'erreur sous-évaluées ou des points aberrants tendent à avoir un poids très important dans l'ajustement. Pour minimiser ce type d'erreur un grand soin a été apporté à la mesure précise des flux.



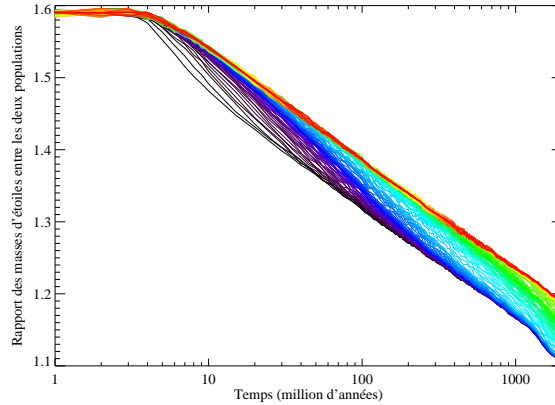


FIGURE 4.4 – Rapport entre la masse d'étoiles de la population d'origine intergalactique et celle d'origine galactique, pour une même masse de gaz convertie en étoiles dans chaque population, en fonction du temps écoulé depuis le début du sursaut de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique. La population d'origine galactique formant des étoiles depuis beaucoup plus longtemps, le rapport est ici supérieur à 1. Le courbe noire représente le cas d'une formation d'étoiles quasi-instantanée alors que la courbe rouge représente une formation d'étoiles quasi-continue. Le rapport est plus faible pour des constantes de temps courtes, l'âge moyen des étoiles étant plus élevé, une fraction plus importante des étoiles a déjà disparu. Ainsi, suivant l'âge  $t$  et la constante de temps  $\tau$ , il faut multiplier le rapport des masses de gaz converties en étoiles par un facteur compris entre 1,1 et 1,6 pour obtenir le rapport des masses d'étoiles.

$$\chi^2(a_1, \dots, a_i, \dots, a_N) = \sum_{i=1}^N \left[ \frac{y_i - \alpha y(x_i, a_1, \dots, a_i, \dots, a_M)}{\sigma_i} \right]^2, \quad (4.1)$$

où  $y$  est le modèle à tester, les  $a_i$  sont les valeurs des paramètres de ce modèle, les  $x_i$  sont les indices des observations,  $\sigma_i$  les erreurs (aléatoires, indépendantes, distribuées suivant une loi gaussienne) sur les valeurs des observations  $y_i$ ,  $N$  le nombre de paramètres du modèle,  $M$  le nombre de points de mesure et  $\alpha$  est le paramètre de normalisation suivant :

$$\alpha = \frac{\sum_{i=1}^N y_i \cdot y(x_i, a_1, \dots, a_i, \dots, a_M) / \sigma_i^2}{\sum_{i=1}^N y(x_i, a_1, \dots, a_i, \dots, a_M)^2 / \sigma_i^2}. \quad (4.2)$$

Le modèle produisant le plus petit  $\chi^2$  est celui qui ajuste le mieux les données suivant cette méthode.

Suivant la valeur du  $\chi^2$  et le nombre de degrés de liberté<sup>k</sup> on peut en déduire la probabilité que les observations soient reproduites par un modèle donné<sup>l</sup>. Cette probabilité est illustrée sur la figure 4.5.

Notons que je tente de même de reproduire le flux  $H\alpha$  ainsi que la largeur équivalente  $H\beta$  sans toutefois les inclure dans les ajustements. Comme je le montrerai dans la section 4.3.9, les valeurs données par PÉGASE II sont incertaines.

### 4.3.7 Âge, extinctions et autres paramètres physiques

Afin de pouvoir ajuster aussi raisonnablement que possible les flux provenant de diverses régions intergalactiques de formation d'étoiles, j'ai décidé de construire des modèles prenant en compte les étoiles arrachées des disques des galaxies parents et celles formées dans le milieu intergalactique. La première composante entend modéliser approximativement la distribution spectrale d'énergie du disque d'une galaxie spirale. Elle consiste en un

k. Le nombre de degrés de liberté est le nombre de points de mesures, ici le nombre de bandes, que l'on ajuste avec le modèle auquel on soustrait le nombre de paramètres libres de ce modèle, soit  $N - M$  avec l'écriture définie précédemment.

l. Il est nécessaire que le modèle soit linéaire suivant ses paramètres. Cependant bien que les modèles que j'utilise soient non linéaires, en première approximation on considère que cela reste néanmoins valable. Il faudra garder à l'esprit que les valeurs obtenues sont purement indicatives et plus intuitives à appréhender que des valeurs numériques du  $\chi^2$ .

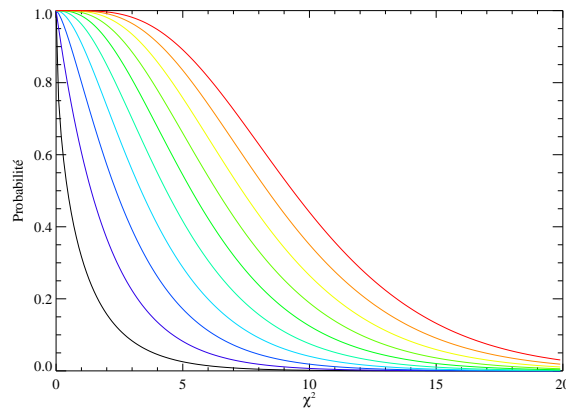


FIGURE 4.5 – Probabilité qu'un modèle puisse reproduire les observations suivant la valeur du  $\chi^2$  et le nombre de degrés de liberté. La courbe noire représente l'évolution pour un degré de liberté, les autres courbes représentent l'évolution pour un nombre croissant de degrés de liberté jusqu'à la courbe rouge donnant la probabilité pour dix degrés de liberté. En général il y a trois degrés de liberté : huit flux (de la bande FUV à la bande K) et cinq paramètres. Lorsque le nombre de degrés de liberté est grand,  $\chi^2 / (N - M) = 1$  correspond à une probabilité de 50%.

taux de formation d'étoiles décroissant exponentiellement. Au bout de  $12 \cdot 10^9$  ans, 90% de la masse de gaz initiale a été transformée en étoiles. La deuxième composante, modélisant la population d'étoiles formée dans le milieu intergalactique, est créée à l'aide d'une flambée de formation d'étoiles dont le taux suit aussi une décroissance exponentielle suivant une très large plage : de  $\tau = 10^6$  ans (formation d'étoiles quasi-instantanée) jusqu'à  $\tau = 10 \cdot 10^9$  ans (formation d'étoiles quasi-constante). C'est-à-dire que le taux de formation d'étoiles s'exprime sous la forme suivante :  $\text{TFÉ}(t) = a \cdot \exp(-t/\tau)$ , où  $a$  est une constante arbitraire permettant de régler l'intensité du sursaut,  $t$  le temps et  $\tau$  la constante de temps. Comme je l'ai exposé à la section 4.3.4, j'ai modélisé l'extinction de ces deux populations distinctes avec un écran de poussière, suivant la loi de [Gordon et al. \(2003\)](#) pour la première et de la loi de [Calzetti et al. \(2000\)](#) pour la seconde. J'ai échantillonné les extinctions en  $A_V$  avec un pas de 0,1 magnitude allant de  $A_V = 0$  jusqu'à  $A_V = 2,9$ . Finalement j'ai combiné les différents modèles en leur donnant un poids relatif donné (en me basant sur la masse de gaz transformée en étoiles), la population d'origine intergalactique ayant transformé entre  $r = 10^{-2,75}$  et  $r = 10^2$  fois la masse de gaz transformée en étoiles de la population d'origine galactique. Les paramètres de mon modèle sont donc :

- L'âge  $t$  (conventionnellement on parlera souvent de l'âge de la population d'origine intergalactique, le sursaut de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique se situant après  $12 \cdot 10^9$  ans<sup>m</sup>) allant de  $t = 10^6$  ans à  $t = 2 \cdot 10^9$  ans<sup>n</sup>,
- la constante de temps  $\tau$  de la flambée de formation d'étoiles, de  $\tau = 10^6$  ans à  $\tau = 10 \cdot 10^9$  ans,
- l'extinction de la population d'origine galactique suivant la loi de [Gordon et al. \(2003\)](#), allant de  $A_V = 0$  à  $A_V = 2,9$ ,
- l'extinction de la population d'origine intergalactique suivant la loi de [Calzetti et al. \(2000\)](#), allant de  $A_V = 0$  à  $A_V = 2,9$ ,
- le rapport  $r$  entre la masse de gaz transformée en étoiles par la population d'origine intergalactique et celle transformée par la population d'origine galactique, allant de  $r = 10^{-2,75}$  à  $r = 10^2$  par pas de  $10^{0,25}$ .

L'ajustement des modèles permet aussi de calculer la masse d'étoiles. Cette quantité est utile pour la détermination de la masse visible lors de la tentative de détection de matière noire dans les débris de marée (voire l'article joint en annexe B). Initialement PÉGASE II fournit une distribution spectrale d'énergie pour une source de masse  $M_{\text{stellaire PÉGASE II}}$  observée à une distance  $d = 10$  pc. Comme je l'ai montré dans la section 4.3.6, le paramètre  $\alpha$  permet de normaliser la distribution spectrale d'énergie aux valeurs observées. Ainsi, pour obtenir une même

m. Cet âge avait déjà été adopté lors de l'étude NGC 3310 et de ses débris de marée par [Wehner et al. \(2006\)](#) à l'aide de GALEV, par exemple.

n. Limite maximale contrainte par l'âge de l'Univers.

densité de flux à une distance  $d$  arbitraire et non plus 10 pc, la masse donnée par PÉGASE II doit être multipliée par  $(d/10 \text{ pc})^2$ . Il vient que la masse stellaire vaut :

$$M_{\text{stellaire}} = M_{\text{stellaire PÉGASE II}} \cdot \alpha \cdot \left( \frac{d}{10 \text{ pc}} \right)^2. \quad (4.3)$$

Bien entendu cette formule reste valable pour le calcul de la masse de gaz transformée en étoiles.

### 4.3.8 Influence des différents paramètres

Je vais exposer ici l'influence des différents paramètres sur la distribution spectrale d'énergie. Je ne reviens pas sur le cas de la fonction de masse initiale que j'ai déjà présenté à la section 1.1.

#### Âge

Sur la figure 4.6, j'ai tracé l'évolution d'un sursaut de formation d'étoiles instantané selon une fonction de masse initiale de Salpeter de 0,1 à  $100 M_{\odot}$  et une extinction nulle.

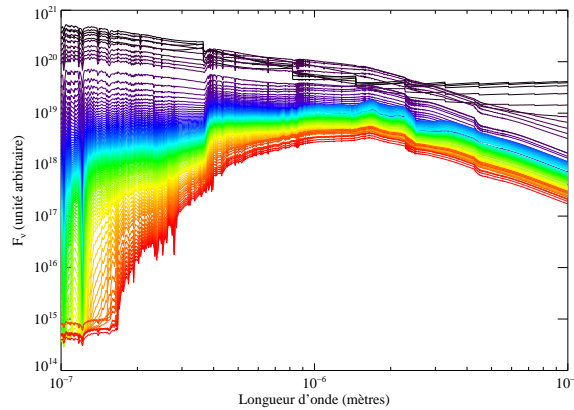


FIGURE 4.6 – Évolution de la distribution spectrale d'énergie pour un sursaut instantané et une extinction nulle. Le trait noir représente la distribution spectrale d'énergie après  $10^6$  ans alors que le trait rouge la représente après  $2 \cdot 10^9$  ans.

On voit que la distribution spectrale d'énergie évolue beaucoup plus dans l'ultraviolet que dans l'infrarouge. Ceci est dû aux étoiles massives émettant une partie importante de leur rayonnement à courte longueur d'onde. Leur faible durée de vie fait que la densité de flux chute rapidement en ultraviolet. Leur contribution est relativement moins importante en infrarouge, cette partie du spectre étant dominée par des étoiles moins massives, ayant donc une durée de vie bien plus longue, émettant plus largement dans l'optique et l'infrarouge. Vers  $100 \cdot 10^6$  ans, on observe l'apparition d'un sursaut autour de  $2 \mu\text{m}$ , ceci est dû à l'apparition d'étoiles sur la branche asymptotique des géantes doublé d'un effet d'échantillonnage sur sur le temps<sup>o</sup>.

#### Constante de temps

Sur la figure 4.7, j'ai tracé la distribution spectrale d'énergie d'un sursaut de formation d'étoiles avec une fonction de masse initiale de Salpeter de 0,1 à  $100 M_{\odot}$  et une extinction nulle. Le temps écoulé depuis le début du sursaut est de  $10^9$  ans. J'ai varié la constante de temps de  $\tau = 10^6$  ans à  $\tau = 10 \cdot 10^9$  ans. Comme je l'ai expliqué précédemment, quelque soit la valeur de la constante de temps  $\tau$ , tous les sursauts ont à chaque instant formé au total la même masse d'étoiles.

<sup>o</sup>. Pour les étoiles les plus massives sur la branche asymptotique des géantes le temps d'évolution est plus court que le pas de temps minimal de PÉGASE II, à savoir  $10^6$  ans.

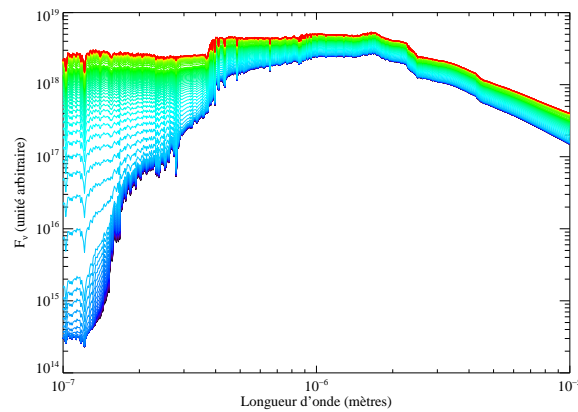


FIGURE 4.7 – Évolution suivant la constante de temps  $\tau$  de la distribution spectrale d'énergie pour une extinction nulle et un âge de  $10^9$  ans. Le trait noir représente la distribution spectrale d'énergie pour  $\tau = 10^6$  ans alors que le trait rouge la représente pour  $\tau = 10 \cdot 10^9$  ans.

On voit que pour des constantes de temps très courtes la distribution spectrale d'énergie ne varie que de façon marginale. Ceci est dû au fait que la constante de temps est petite devant l'âge du sursaut. De même, pour des constantes de temps très élevées devant l'âge du sursaut, la variation est aussi marginale. La raison est que dans ce cas la formation d'étoiles est quasi-continue et une petite variation de la constante de temps ne se fera pas sentir. À l'inverse quand la constante de temps n'est pas négligeable devant l'âge, ni le contraire, la variation de celle-ci a une importance. Pour des constantes de temps courtes, la plupart des étoiles sont âgées et donc l'émission est faible en ultraviolet, le domaine de longueurs d'onde le plus sensible à la constante de temps. Pour des constantes de temps très longues il y a en permanence création d'étoiles massives qui dominent l'ultraviolet.

### Extinction

Sur la figure 4.8, j'ai tracé la distribution spectrale d'énergie pour un sursaut de formation d'étoiles quasi-instantané âgé de  $10 \cdot 10^6$  ans et selon une fonction de masse initiale de Salpeter de 0,1 à  $100 M_{\odot}$ . J'ai varié l'extinction de  $A_V = 0$  à  $A_V = 2,9$  magnitudes. La loi d'extinction utilisée est celle de [Calzetti et al. \(2000\)](#).

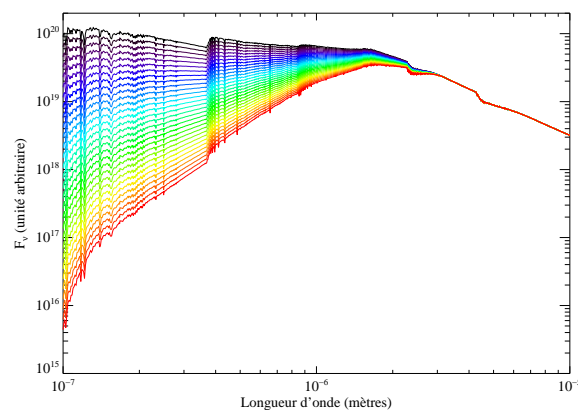


FIGURE 4.8 – Évolution suivant l'extinction de la distribution spectrale d'énergie pour un sursaut de formation d'étoiles quasi-instantané âgé de  $10 \cdot 10^6$  ans. Le trait noir représente la distribution spectrale d'énergie pour  $A_V = 0$  alors que le trait rouge la représente pour  $A_V = 2,9$ .

On voit que l'ultraviolet est très affecté alors que l'infrarouge proche ne l'est que très peu et l'infrarouge moyen, et au-delà, ne l'est pas du tout.

### Rapport de masses

Le dernier paramètre du cube de modèles est le rapport des masses de gaz converties en étoiles dans la population d'origine intergalactique et dans la population d'origine galactique. Sur la figure 4.9 j'ai tracé la distribution spectrale d'énergie pour un sursaut de formation d'étoiles quasi-instantané âgé de  $25 \cdot 10^6$  ans selon une fonction de masse initiale de Salpeter de  $0,1 M_{\odot}$  à  $100 M_{\odot}$  et une extinction nulle. J'ai fait varier le rapport de masses de  $10^2$  à  $10^{-2}$ .

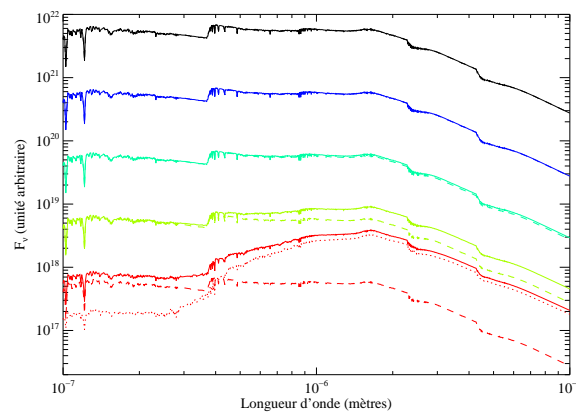


FIGURE 4.9 – Évolution suivant le rapport de masses de la distribution spectrale d'énergie pour un sursaut de formation d'étoiles quasi-instantané âgé de  $25 \cdot 10^6$  ans. Les courbes en trait plein représentent la somme des densités de flux des deux populations, alors que les courbes en trait tireté représentent les densités de flux de la population d'origine intergalactique et celles en trait pointillé les densités de flux de la population d'origine galactique. Les courbes sont pour des rapports de  $10^2$ ,  $10$ ,  $1$ ,  $10^{-1}$  et  $10^{-2}$ .

On voit que sur une grande plage de rapports de masses la distribution spectrale d'énergie est dominée par l'émission de la population d'origine intergalactique. Pour tout rapport supérieur ou égal à 1 la distribution spectrale d'énergie totale est difficilement distinguable de la distribution spectrale d'énergie de la seule population d'origine intergalactique. Cela signifie qu'il n'est pas possible de distinguer deux distributions spectrales d'énergie ayant des rapports de masses aussi différents. Bien entendu cela dépend aussi de l'âge du sursaut de formation d'étoiles. Celui-ci vieillissant, le rapport  $M/L$  ira augmentant et la distinction en sera facilitée.

Afin d'obtenir une vision plus quantitative et comparable avec les observations, j'ai tracé sur la figure 4.10, pour chaque bande utilisé dans cette étude, l'évolution du rapport du flux provenant de la population d'origine intergalactique par rapport au flux total en fonction du rapport de masses.

On voit que pour un rapport de masses élevé, le flux de la composante d'origine intergalactique représente la quasi totalité du flux, quelque soit la bande observée, et d'autant plus que le sursaut de formation stellaire est récent. Cela veut donc dire qu'il est par exemple très difficile pour un sursaut de  $5 \cdot 10^6$  ans de distinguer entre un rapport de masses de 100 et un rapport de masses de 0,1. Les régions intergalactiques de formation d'étoiles ne produisent, pour la plupart, des étoiles que depuis une période récente cela signifie qu'il sera difficile d'exclure totalement la présence d'une population d'origine galactique. Ceci dépend évidemment beaucoup de la qualité des observations comme je le montrerai plus loin.

Afin de voir quelle est la bande infrarouge la plus intéressante pour pouvoir détecter la population d'origine galactique, j'ai déterminé (voir la figure 4.11) en fonction du temps  $t$  et de la constante de temps  $\tau$  dans quelle bande cette population a le plus grand flux par rapport au flux total de cette bande. On voit que dans la plupart des cas la bande H ou la bande K sont les plus propices à la détection d'une population d'origine galactique. Deux exceptions cependant dans le cadre dans la grille de modèles que j'ai construite. Tout d'abord une zone comprise entre  $10 \cdot 10^6$  ans et  $100 \cdot 10^6$  ans pour un sursaut d'étoiles avancé (c'est-à-dire dont l'âge est nettement plus grand

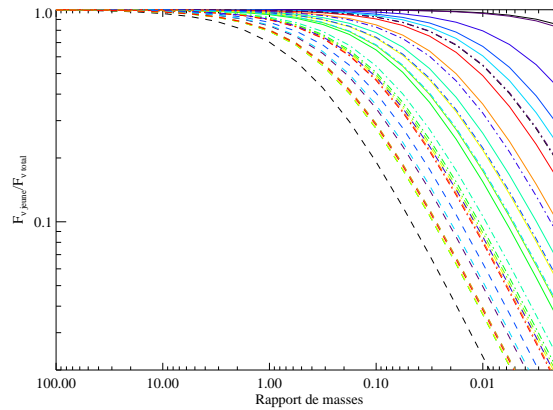


FIGURE 4.10 – Évolution de la contribution du flux de la population d'origine intergalactique par rapport au flux total dans chaque bande utilisée dans ce travail, en fonction du rapport de masses. Le sursaut de formation stellaire est quasi-instantané, et l'extinction est nulle. Le trait plein est pour un âge de  $5 \cdot 10^6$  ans, le trait mixte-fin pour un âge de  $50 \cdot 10^6$  ans et le trait tireté pour un âge de  $500 \cdot 10^6$  ans après le début du sursaut de formation stellaire intergalactique. Les bandes sont FUV, NUV, B, V, R, J, H, K,  $3,6 \mu\text{m}$ ,  $4,5 \mu\text{m}$  et  $8 \mu\text{m}$ .

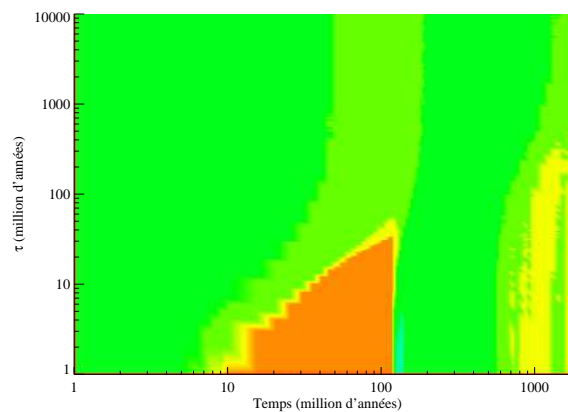


FIGURE 4.11 – Meilleure bande pour détecter la population d'origine galactique en fonction de l'âge  $t$  et de la constante de temps  $\tau$  du sursaut de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique. L'absorption et l'émission de la poussière n'ont pas été prises en compte. La couleur indique quelle est la meilleure bande pour la détection. Les bandes sont J, H, K,  $3,6 \mu\text{m}$  et  $4,5 \mu\text{m}$ .

que sa constante de temps), les bandes à 3,6  $\mu\text{m}$  et à 4,5  $\mu\text{m}$  sont plus efficaces. Ensuite pour un âge avancé cela varie entre la bande K et celle à 3,6  $\mu\text{m}$ . Bien entendu ces résultats ne sont valables qu'en posant l'hypothèse très simplificatrice que la poussière ne pollue de façon non négligeable aucune de ces bandes.

### 4.3.9 Limites de la modélisation

Certains systèmes revêtent des difficultés particulières concernant la modélisation. Il s'agit de systèmes dont les flux des raies sont extrêmement importants par rapport au niveau du continu. C'est le cas dans les régions HII les plus lumineuses de NGC 5291 par exemple comme on peut le voir dans [Duc et Mirabel \(1998\)](#). Cela signifie que les flux dans les bandes optiques (au moins) proviennent de façon non négligeable, non pas du continu stellaire mais des raies nébulaires (voir [Anders et Fritze-v. Alvensleben 2003](#), par exemple où la proportion du flux générée par l'émission nébulaire dans des bandes classiques est détaillée). Le traitement des raies dans PÉGASE II étant sommaire<sup>p</sup> et les effets de géométrie jouant à plein, la confiance qu'on peut y porter est limitée. Ces conditions créent des difficultés importantes dans la modélisation et il n'est pas toujours possible de reproduire simultanément des observations concernant ces raies, par exemple l'obtention simultanée d'une valeur correcte pour le flux  $H\alpha$  et la largeur équivalente de la raie  $H\beta$ , grandeurs qui seront utilisés dans les ajustements des distributions spectrales d'énergie au chapitre 6. Une illustration de l'évolution de ces deux paramètres dans le modèle est présentée sur la figure 4.12, en ajustant la région 21 (soit la région i dans [Duc et Mirabel 1998](#)) du système NGC 5291 dont la largeur équivalente vaut 140 Å.

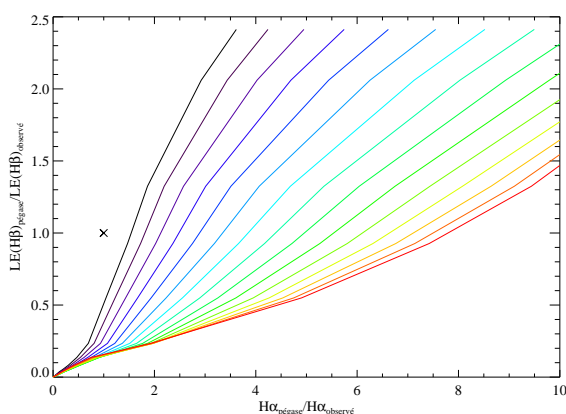


FIGURE 4.12 – Évolution au cours du temps du flux dans la raie  $H\alpha$  et de la largeur équivalente  $H\beta$  issus de l'ajustement de la région 21, pour un sursaut quasi-instantané et une FMI de Salpeter de 0,1 à 100  $M_{\odot}$ . La courbe noire est pour une extinction nulle et la courbe rouge est une extinction de 1,4 magnitude. Chaque courbe représente un incrément de 0,1 magnitude. Un modèle reproduisant parfaitement ces deux quantités devrait passer par la croix noire. On voit que le modèle est incapable de reproduire simultanément ces valeurs et ce d'autant plus que la valeur de l'extinction est élevée.

Le jeu de modèles pris en compte ne contient pas de solution permettant d'ajuster simultanément le flux  $H\alpha$  et la largeur équivalente  $H\beta$ . Si le flux  $H\alpha$  est du bon ordre de grandeur, la largeur équivalente  $H\beta$  est trop faible, et réciproquement, si la largeur équivalente  $H\beta$  est du bon ordre de grandeur alors le flux  $H\alpha$  est surévalué de plusieurs fois. Ces deux grandeurs étant directement proportionnelles au flux ionisant, la variation du nombre de ces photons ne peut permettre de les ajuster simultanément. Ceci a été confirmé en construisant des modèles dont la masse maximale de la FMI a été tronquée à 50 et à 30  $M_{\odot}$ . Une deuxième piste à explorer concerne la valeur du continu, celui-ci affectant directement la largeur équivalente. Afin d'obtenir une valeur observée plus faible, il faudrait que le niveau du continu soit plus important. L'analyse des données de [Duc et Mirabel \(1998\)](#) montre que le niveau du continu est très faible. De ce fait, une petite erreur sur le niveau de celui-ci entraîne des variations très importantes de la largeur équivalente. Une erreur très importante dans l'estimation du flux  $H\alpha$  paraît quant à

p. Je rappelle, voir la section 4.3.3, que les flux dans les raies de l'hydrogène sont seulement fonction du nombre de photons du continu de Lyman et que les flux dans les autres raies ne sont fonction que des rapports prédéfinis entre chaque raie.

elle extrêmement peu probable, la méthode de calibration bien que peu précise ne devrait pas excéder une erreur supérieure à quelques dizaines de pourcent.





# Chapitre 5

## Systemes traités

### Sommaire

<b>5.1</b>	<b>Quintette de Stephan</b> . . . . .	<b>53</b>
5.1.1	Présentation . . . . .	53
5.1.2	Discrimination des régions de photoionisation et des régions de chocs : CLOUDY et MAPPINGS III	55
5.1.3	Flux . . . . .	55
<b>5.2</b>	<b>Arp 105</b> . . . . .	<b>57</b>
5.2.1	Présentation . . . . .	57
5.2.2	Flux . . . . .	57
<b>5.3</b>	<b>Arp 245</b> . . . . .	<b>60</b>
5.3.1	Présentation . . . . .	60
5.3.2	Flux . . . . .	60
<b>5.4</b>	<b>NGC 5291</b> . . . . .	<b>63</b>
5.4.1	Présentation . . . . .	63
5.4.2	Flux . . . . .	63
<b>5.5</b>	<b>NGC 7252</b> . . . . .	<b>67</b>
5.5.1	Présentation . . . . .	67
5.5.2	Flux . . . . .	68
<b>5.6</b>	<b>VCC 2062</b> . . . . .	<b>69</b>
5.6.1	Présentation . . . . .	69
5.6.2	Flux . . . . .	69

Dans ce chapitre je présente les systèmes sélectionnés. Ils exhibent chacun des caractéristiques particulières qui en font des sujets d'étude privilégiés pour la formation d'étoiles. On y trouve un groupe compact, le Quintette de Stephan, les systèmes de galaxies en interaction Arp 105 et Arp 245 présentant d'importants bras de marée, un anneau collisionnel géant NGC 5291, un système en phase finale de fusion NGC 7252 et une région âgée VCC 2062. À chaque système est associée une liste des régions intergalactiques de formation d'étoiles sélectionnées ainsi que les flux associés tels qu'ils ont été mesurés suivant la méthode présentée à la section 4.2. Ces systèmes particulièrement exceptionnels servent de laboratoire pour l'étude de la formation d'étoiles.

## 5.1 Quintette de Stephan

### 5.1.1 Présentation

C'est en 1876 que le directeur de l'observatoire de Marseille, Édouard Stephan, observe pour la première fois un système remarquable de quatre « nébuleuses »<sup>a</sup> (sic) qu'il qualifie d'« excessivement excessivement<sup>b</sup> faibles ; excessivement petites ; très difficilement observables » (Stephan 1877). Ces quatre galaxies (les spirales NGC 7318B,

a. Ce n'est que dans les années 1920 que le débat quant à la nature exacte de ce type d'objet (galactique ou extragalactique) fut tranché grâce aux travaux de Hubble (1925)

b. Le terme est répété deux fois dans la publication.

NGC 7319, NGC 7320 et l'elliptique NGC 7318B), auxquelles on adjoint l'elliptique NGC 7317 et la spirale NGC 7320C, composent le Quintette de Stephan<sup>c</sup>. La présence de NGC 7320 dans le groupe compact ne relève que d'un effet de projection. Elle est située à une distance de 13 Mpc (Moles et al. 1997). Les galaxies en interaction sont quant à elles situées à environ 85 Mpc. Une illustration du système à travers les filtres BVR est visible sur la figure 5.1. La figure 5.2 quant à elle est composée des image en infrarouge à  $8,0\mu\text{m}$  (rouge),  $H\alpha$  (vert) et en ultraviolet lointain (bleu), ainsi que l'émission du gaz HI (contours jaunes) et les ouvertures sélectionnées dans lesquelles flux ont été mesurés.

Ces associations de quatre, ou plus, galaxies en interaction forte sont rares dans l'univers proche. Hickson a publié un catalogue d'une centaine de systèmes (Hickson 1982) de ce type. Le Quintette de Stephan revêt cependant des aspects particuliers :

- NGC 7318B a une vitesse particulière projetée d'environ  $1\,000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  par rapport aux autres membres du groupe, tombant sur NGC 7319A. Ceci crée un choc d'une longueur de 40 kpc qui émet très fortement en  $H\alpha$  (Xu et al. 1999) et qui présente des raies d'émission de  $H_2$  particulièrement importantes (Appleton et al. 2006) ;
- la présence de deux queues de marée, une récente et une autre âgée de  $300 \cdot 10^6$  ans. L'origine de ces queues reste sujet à débat. Deux scénarios d'interaction entre les galaxies sont privilégiés. Le premier met en cause deux intrus (NGC 7320C et NGC 7318B), NGC 7320C étant responsable de la création de deux queues de marée lors de deux passages successifs (Moles et al. 1997; Sulentic et al. 2001). Le deuxième met en œuvre un scénario à 3 intrus, une rencontre proche entre NGC 7318A et NGC 7319 étant alors à l'origine de la jeune queue (Xu et al. 2005) ;
- on y détecte une large quantité de gaz dans le milieu intergalactique (tant en HI qu'en CO (Lisenfeld et al. 2002) qui trace la formation d'étoiles).

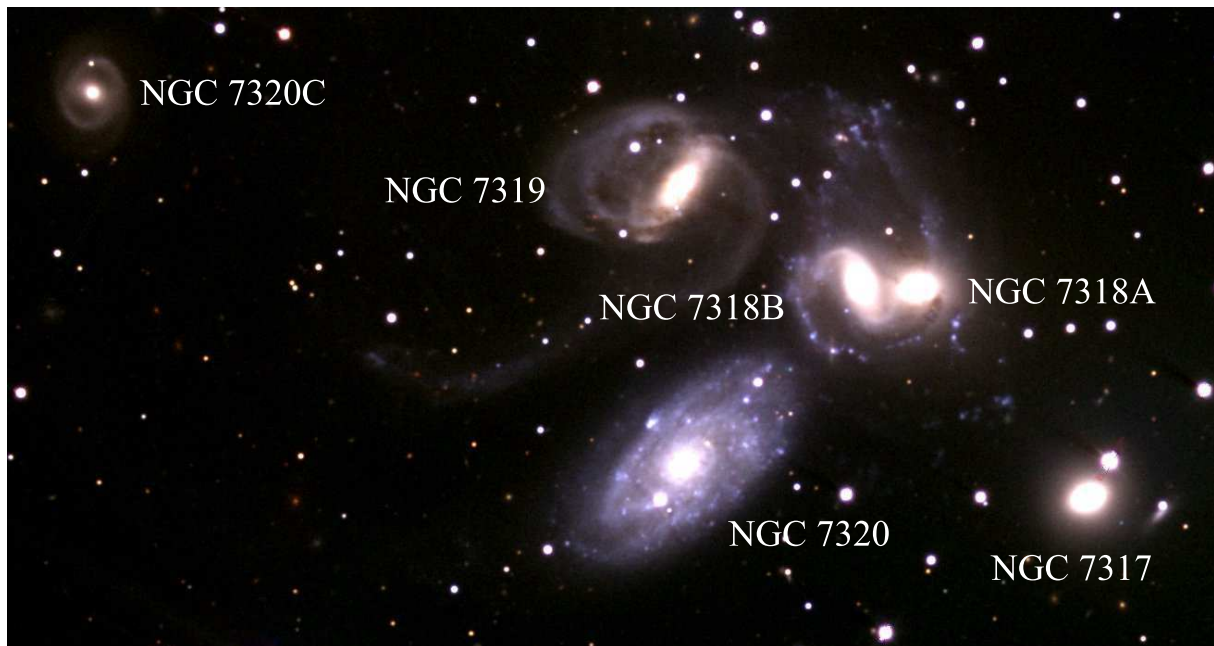


FIGURE 5.1 – Vue globale du Quintette de Stephan. Image composite prise avec les filtres B (900 secondes), V (300 secondes) et R (300 secondes) à l'observatoire de Calar Alto. On y voit une importante queue de marée au sud-est de NGC 7319. Vers l'extrémité de celle-ci se trouve une région très obscurcie nommée SQ-B et qui est une importante zone de formation d'étoiles. Au nord du couple de galaxies en interaction NGC 7318A et NGC 7318B se trouve SQ-A ainsi que de nombreux objets très bleus, probablement des régions de chocs. À l'est de NGC 7318B se trouve une gigantesque région choquée particulièrement lumineuse en  $H\alpha$  et où de l'hydrogène moléculaire chaud a été détecté.

c. Qui compte donc 6 galaxies.

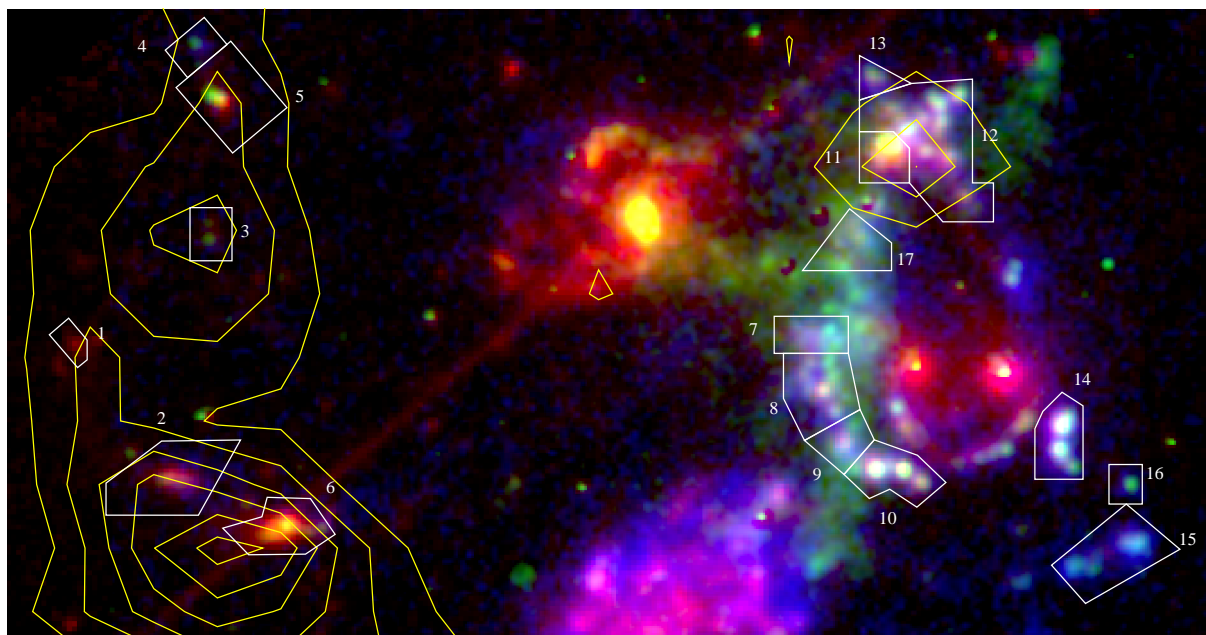


FIGURE 5.2 – Vue du Quintette de Stephan en infrarouge à  $8,0\ \mu\text{m}$  (rouge),  $H\alpha$  (vert) et en ultraviolet lointain (bleu). Les contours jaunes représentent les iso-niveaux de densité de colonne du gaz HI. Les polygones blancs auxquels sont associés des numéros sont les ouvertures dans lesquelles les flux ont été mesurés. Sur la partie droite de l'image on voit particulièrement bien la région de chocs qui a une luminosité diffuse importante.

### 5.1.2 Discrimination des régions de photoionisation et des régions de chocs : et

Afin de distinguer les régions ionisées par des étoiles jeunes de celles ionisées par des chocs, il faut étudier les rapports des raies de recombinaison. En effet, ceux-ci sont spécifiques à chaque environnement. Pour cela j'ai construit des grilles de modèles de chocs en collaboration avec Mark Allen de l'observatoire de Strasbourg. Le logiciel utilisé pour cette modélisation est MAPPINGS III (Sutherland et Dopita 1993; Dopita et Sutherland 1995). Les modèles ont été calculés pour des densités numériques de  $100\ \text{cm}^{-3}$  et pour un champ magnétique allant de  $10^{-10}\ \text{T}$  à  $10^{-8}\ \text{T}$ . Parallèlement j'ai construit des grilles de modèles de photoionisation en faisant varier le paramètre d'ionisation de  $10^{-3,4}$  à  $10^{-2}$ , et la métallicité de  $10^{-1} Z_{\odot}$  à  $1,4 Z_{\odot}$ . Le flux ionisant est modélisé par un sursaut de formation d'étoiles instantané âgé de  $2 \cdot 10^6$  ans créé à l'aide du code de synthèse spectrale évolutive STARBURST99 (voir la section 4.3). J'ai comparé ces différentes grilles de modèles avec les observations spectroscopiques du Quintette de Stephan<sup>d</sup> (voir la figure 5.3) pour les rapports  $[\text{OI}]/H\alpha$  et  $[\text{NII}]/H\alpha$ .

On voit tout d'abord que les deux grilles de modèles sont nettement distinctes, ne possédant dans le cas présent aucune valeur commune. Quand on regarde maintenant les rapports observés on voit clairement qu'ils se classent en deux familles, la première ayant des rapports compatibles avec la photoionisation alors que les autres sont pour la plupart compatibles, ou proches de l'être, avec les régions de chocs. Cette démarche permet donc en cas de doute de distinguer facilement les régions qui sont ionisées par le rayonnement des étoiles massives de celles qui le sont par le passage de chocs dans le milieu interstellaire. J'indiquerai plus loin lors de la détermination des flux quelles régions sont contaminées par des chocs. Ces flux seront donnés simplement pour information mais non utilisés par la suite car étant au moins en partie dus à des chocs.

### 5.1.3 Flux

Dans ce système 17 régions ont été sélectionnées. Les flux obtenus sont donnés dans le tableau 5.1.

d. Voir la section 5.1 pour une description de ce système

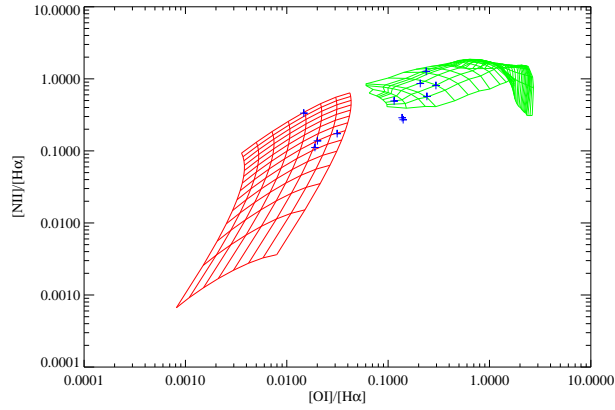


FIGURE 5.3 – Comparaison des rapports  $[OII]/H\alpha$  et  $[NII]/H\alpha$  observés dans le Quintette de Stephan avec deux grilles de modèles. La grille rouge sur la gauche est issue de la modélisation d’une région de photoionisation avec CLOUDY, les paramètres étant le facteur d’ionisation et la métallicité alors que la grille verte sur la droite est issue de la modélisation d’une région de chocs à l’aide de MAPPINGS III, les paramètres étant la vitesse du choc et l’intensité du champ magnétique. Les croix bleues sont les observations des régions où ces raies ont été détectées.

TABLE 5.1 – Flux en ultraviolet, optique, infrarouge et dans la raie  $H\alpha$  des régions du Quintette de Stephan sélectionnées. Ces flux ne sont pas corrigés de l’extinction galactique. Les symboles « \* » indiquent les régions de choc.

Région	$F_{FUV}$ $\mu Jy$	$F_{NUV}$ $\mu Jy$	$F_B$ $\mu Jy$	$F_V$ $\mu Jy$	$F_R$ $\mu Jy$	$F_{3,6}$ $\mu Jy$	$F_{4,5}$ $\mu Jy$	$F_{8,0}$ $\mu Jy$	$F_{H\alpha}$ $10^{-19} W.m^{-2}$
1	2±1	2±1	3±5	1±5	7±5	31±10	15±5	225±17	–
2	16±2	19±2	92±32	117±31	158±32	215±58	127±32	1 192±110	45±35
3	2±1	1±1	5±10	8±10	14±10	18±4	6±11	167±35	23±11
4	4±1	4±1	2±8	3±8	6±8	3±3	0±9	99±29	14±9
5	3±1	4±1	9±2	12±1	19±2	40±13	33±4	780±53	92±31
6	8±1	11±1	88±19	119±18	167±19	396±5	279±19	3 541±65	149±22
7*	40±8	51±8	131±112	156±176	267±243	457±123	215±134	896±254	431±14
8*	61±15	82±14	248±204	314±322	527±444	928±225	459±245	1 613±465	578±25
9*	33±7	43±7	106±92	110±145	190±199	326±103	161±112	689±212	308±12
10*	48±11	60±11	117±154	113±242	219±333	639±171	329±185	2 100±352	576±19
11	19±4	23±6	137±45	202±74	304±123	550±159	360±86	3 736±228	540±12
12	124±15	139±24	426±203	564±339	733±559	987±732	476±397	5 246±1 051	959±55
13	10±2	10±3	22±22	22±36	17±59	10±76	21±33	283±109	56±6
14	72±8	74±4	165±111	178±167	324±272	444±457	192±277	1 654±287	399±18
15	60±5	60±5	72±54	48±88	32±171	144±188	77±150	391±203	177±30
16	5±2	5±2	16±12	20±20	30±37	89±41	50±33	82±45	36±7
17*	26±3	28±5	34±77	56±90	119±135	74±146	56±140	776±164	488±17

## 5.2 Arp 105

### 5.2.1 Présentation

Mentionné pour la première fois par Zwicky (1956) puis inclus dans le catalogue de Vorontsov-Velyaminov (1959), c'est Arp (1966) qui donne son nom le plus connu à Arp 105. Ce système situé à 115 Mpc est composé de galaxies en interaction : une spirale (NGC 3561A) et d'une elliptique (NGC 3561B). À cela s'ajoutent deux structures de marée principales. Au nord un bras de marée étendu (Arp 105N) sur environ 100 kpc avec de la formation d'étoiles à son extrémité, celui-ci d'après Schombert et al. (1990) serait le disque de NGC 3561A arraché lors de l'interaction. Au sud un filament particulièrement bleu (Arp 105S) qui semble s'échapper de la galaxie elliptique. Cette structure a fait l'objet d'âpres débats entre les tenants de l'hypothèse de l'éjection du noyau d'une galaxie comme le pensait Zwicky (1963), voire d'une galaxie compacte pour Arp (1972), ce qui est en fait selon Stockton (1972) le résultat de la condensation du milieu gazeux entourant les galaxies. Une illustration de ces différentes composantes est visible sur la figure 5.4 qui montre le système à travers les filtres BVR. La figure 5.5 quant à elle est composée des images en infrarouge à 8,0  $\mu\text{m}$  (rouge),  $\text{H}\alpha$  (vert) et en ultraviolet lointain (bleu), ainsi que l'émission du gaz HI (contours jaunes) et les ouvertures sélectionnées dans lesquelles les flux ont été mesurés.

Il a fallu attendre les travaux de Duc et Mirabel (1994); Duc et al. (1997) combinant des observations en optique, en infrarouge et en radio (HI et CO) pour démontrer que ces deux structures ont effectivement pour origine des effets de marée, y compris Arp 105S qui n'est pas un jet mais bien une région intergalactique de formation d'étoiles, sans doute la contre-queue d'Arp 105N passant devant la galaxie elliptique (Duc et al. 1997).

### 5.2.2 Flux

Dans ce système 6 régions ont été sélectionnées. Les flux obtenus sont donnés dans le tableau 5.2.

TABLE 5.2 – Flux en ultraviolet, optique, infrarouge et dans la raie  $\text{H}\alpha$  des régions d'Arp 105 sélectionnées. Ces flux ne sont pas corrigés de l'extinction galactique.

Région	$F_{\text{FUV}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{NUV}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{B}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{V}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{R}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{3,6}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{4,5}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{8,0}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{H}\alpha}$ $10^{-19} \text{W.m}^{-2}$
1	58 $\pm$ 3	105 $\pm$ 7	224 $\pm$ 21	268 $\pm$ 35	350 $\pm$ 54	489 $\pm$ 192	348 $\pm$ 129	2 564 $\pm$ 712	276 $\pm$ 2
2	1 $\pm$ 5	9 $\pm$ 12	2 546 $\pm$ 15	368 $\pm$ 25	519 $\pm$ 8	440 $\pm$ 46	270 $\pm$ 57	334 $\pm$ 151	–
3	5 $\pm$ 3	9 $\pm$ 5	228 $\pm$ 6	179 $\pm$ 9	252 $\pm$ 3	200 $\pm$ 17	130 $\pm$ 21	373 $\pm$ 56	–
4	28 $\pm$ 4	72 $\pm$ 8	123 $\pm$ 10	592 $\pm$ 16	797 $\pm$ 6	620 $\pm$ 30	390 $\pm$ 37	871 $\pm$ 97	–
5	0 $\pm$ 6	12 $\pm$ 16	441 $\pm$ 19	538 $\pm$ 32	744 $\pm$ 11	730 $\pm$ 59	470 $\pm$ 73	662 $\pm$ 195	–
6	8 $\pm$ 8	41 $\pm$ 20	342 $\pm$ 24	727 $\pm$ 41	1 008 $\pm$ 14	860 $\pm$ 76	490 $\pm$ 94	442 $\pm$ 251	–

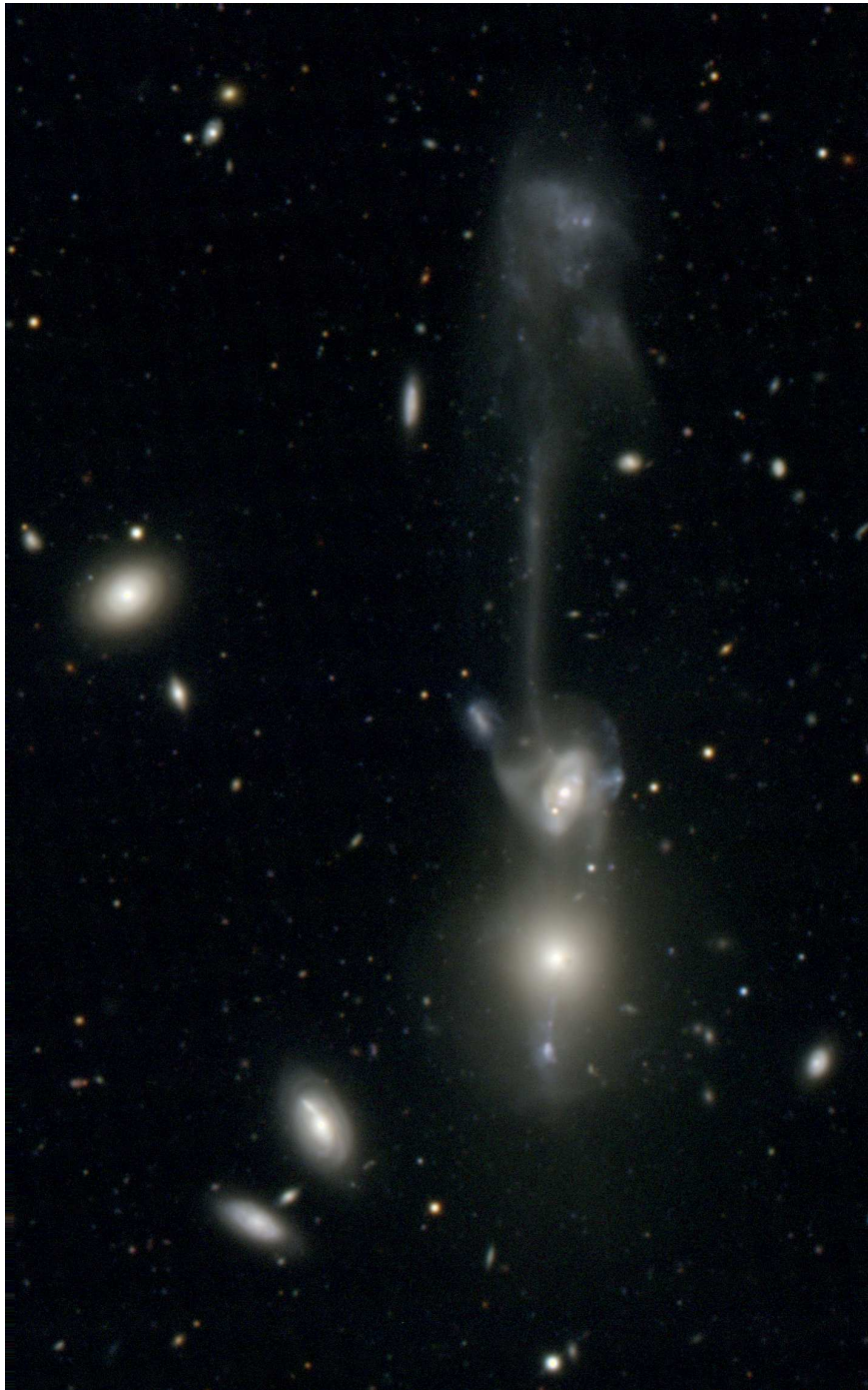


FIGURE 5.4 – Vue globale d’Arp 105. Image composite prise avec les filtres B (300 secondes), V (240 secondes) et R (180 secondes) à l’observatoire Canada-France-Hawaii à l’aide de la caméra 12k. On distingue très nettement une queue de marée s’étendant vers le nord à partir de NGC 3561A dont le reste du disque porte les stigmates de l’interaction. À l’extrémité de la queue, Arp 245N, les condensations plus bleues sont des régions de formation d’étoiles. Au sud de NGC 3561B le filament bleu qui semble en sortir par un effet de projection est Arp 105S.

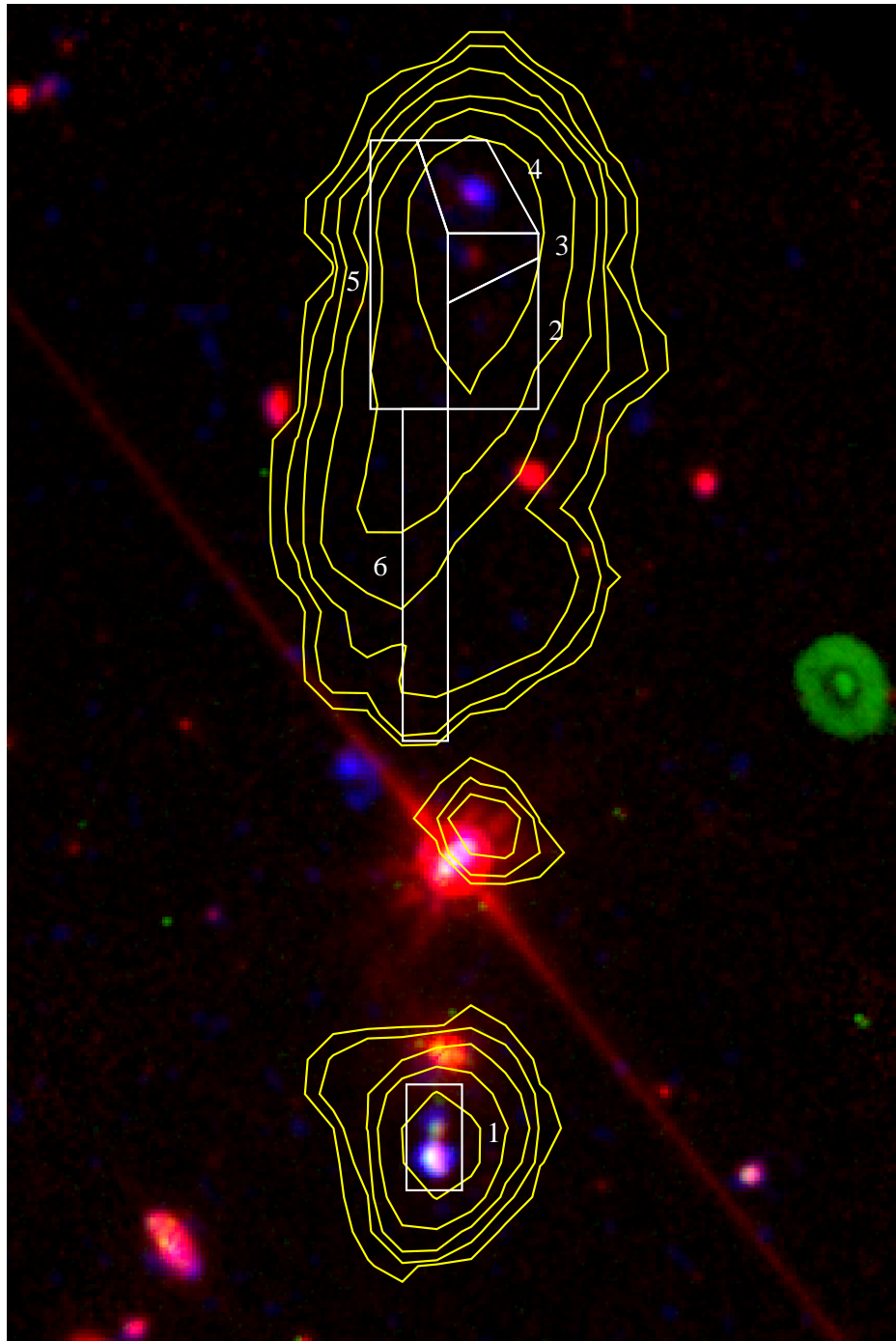


FIGURE 5.5 – Vue d’Arp 105 en infrarouge à  $8,0\ \mu\text{m}$  (rouge),  $H\alpha$  (vert) et en ultraviolet lointain (bleu). Les contours jaunes représentent les iso-niveaux de densité de colonne du gaz HI. Les polygones blancs auxquels sont associés des numéros sont les ouvertures dans lesquelles les flux ont été mesurés.



## 5.3 Arp 245

### 5.3.1 Présentation

Le système Arp 245 (Arp 1966) est un système en interaction typique relativement proche (31 Mpc) constitué de deux spirales nommées respectivement NGC 2992 et NGC 2993. Deux queues de marée particulièrement nettes s'étendent à partir de chacune des galaxies, en particulier au nord de NGC 2992 formant un objet nommé Arp 245N. Ce système a fait l'objet de très nombreuses publications portant non pas spécifiquement sur les queues de marée mais surtout sur NGC 2992 qui possède un noyau actif de type Seyfert 1,9 (voir les références incluses dans Duc et al. (2000) pour plus de précisions). On peut noter que du gaz moléculaire a été détecté dans Arp 245N (Braine et al. 2000). Autre étude particulièrement importante qu'il convient de rappeler, Duc et al. (2000) ont permis en combinant des observations multi-longueurs d'onde (imagerie optique, infrarouge et  $H\alpha$ , spectroscopie optique, cartographie HI et CO), des simulations gravitationnelles et la modélisation de distributions spectrales d'énergie, de montrer qu'Arp 245N est une naine de marée sans doute dynamiquement indépendante dotée d'un réservoir important de gaz d'environ  $\sim 6 \cdot 10^8 M_{\odot}$ . Une illustration est visible sur la figure 5.6 qui montre le système à travers les filtres BVR. La figure 5.7 quant à elle est composée des image en infrarouge à  $8,0 \mu\text{m}$  (rouge),  $H\alpha$  (vert) et en ultraviolet lointain (bleu), ainsi que l'émission du gaz HI (contours jaunes) et les ouvertures sélectionnées dans lesquelles flux ont été mesurés.

### 5.3.2 Flux

Dans ce système 4 régions ont été sélectionnées. Les flux obtenus sont donnés dans le tableau 5.3.

TABLE 5.3 – Flux en ultraviolet, optique, infrarouge et dans la raie  $H\alpha$  des régions d'Arp 245 sélectionnées. Ces flux ne sont pas corrigés de l'extinction galactique.

Région	$F_{\text{FUV}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{NUV}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{B}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{V}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{R}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{3,6}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{4,5}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{8,0}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{H\alpha}$ $10^{-19} \text{ W.m}^{-2}$
1	24±2	46±1	420±28	720±19	930±27	1 350±31	810±59	2 540±194	73±8
2	54±3	93±2	1 100±47	1 850±32	2 420±45	3 630±51	2 200±99	9 140±325	212±13
3	15±4	42±3	960±69	1 790±47	2 390±66	3 360±74	2 120±144	2 980±476	96±19
4	41±5	69±3	1 020±87	1 880±59	2 540±84	3 510±93	2 270±182	4 530±601	145±24



FIGURE 5.6 – Vue de la partie nord d’Arp 245. Image composite prise avec les filtres B (180 secondes), V (180 secondes) et R (88 secondes) à l’Observatoire européen austral à l’aide de l’instrument EMMI sur le NTT. La galaxie en bas de l’image est NGC 2992, on y voit nettement d’importantes bandes de poussières. Au nord s’étend un bras de marée important tracé par une composante à faible brillance de surface. À son extrémité on y aperçoit des régions plus lumineuses et bleues qui sont le siège de formation d’étoiles. Plus au sud-est, hors du champ de l’image se trouve l’autre galaxie en jeu dans l’interaction, NGC 2993

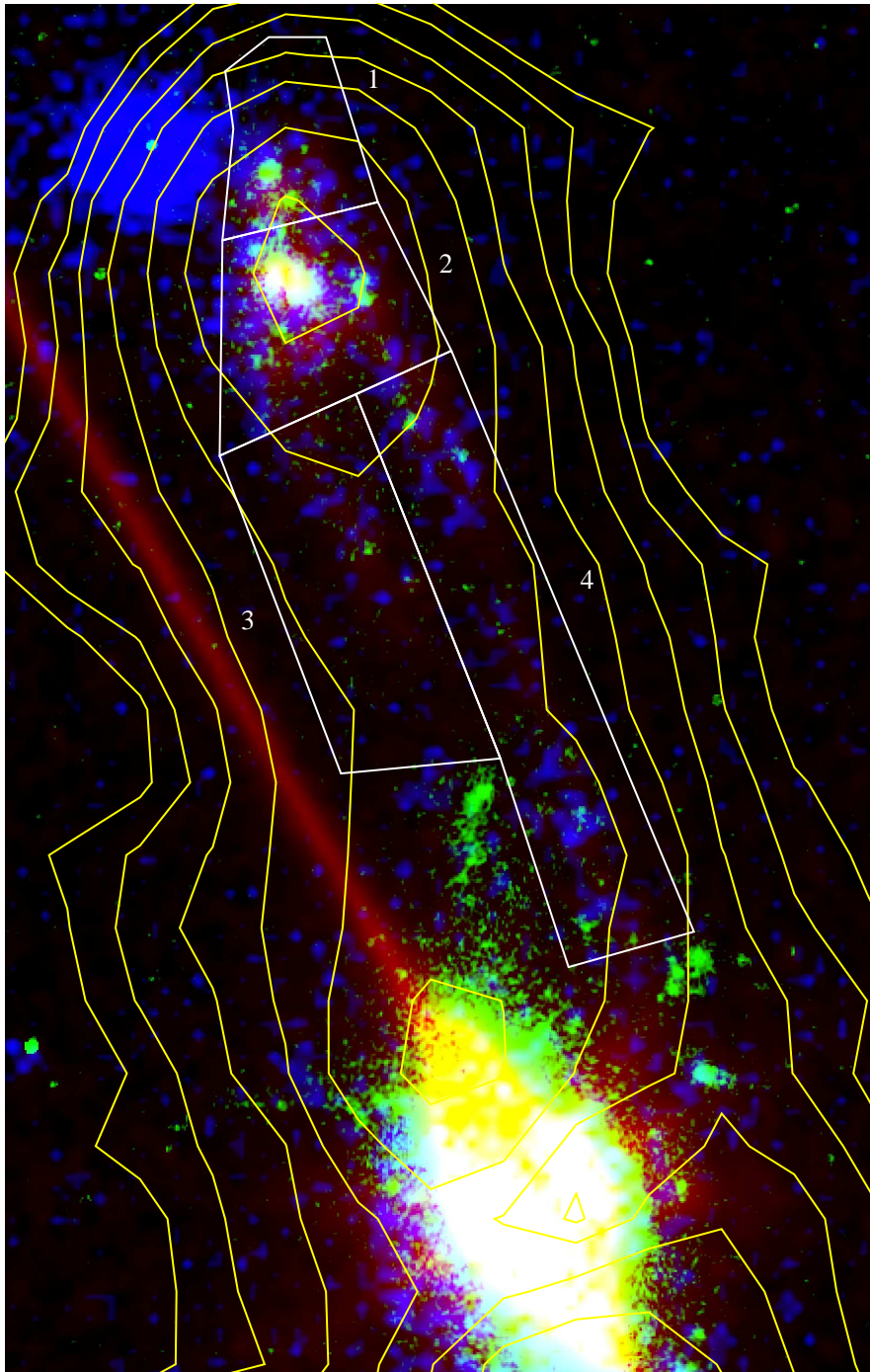


FIGURE 5.7 – Vue d'Arp 245 en infrarouge à  $8,0\ \mu\text{m}$  (rouge),  $H\alpha$  (vert) et en ultraviolet lointain (bleu). Les contours jaunes représentent les iso-niveaux de densité de colonne du gaz HI. Les polygones blancs auxquels sont associés des numéros sont les ouvertures dans lesquelles les flux ont été mesurés.

## 5.4 NGC 5291

### 5.4.1 Présentation

Situé à une distance de 62 Mpc, le système autour de la galaxie NGC 5291 est un des plus spectaculaires qu'il nous soit donné d'observer. Il est constitué d'une galaxie spirale de type précoce (NGC 5291) en interaction avec une galaxie hautement perturbée nommée « Seashell » en raison de sa forme caractéristique évoquant un coquillage.

La première étude détaillée du système fut conduite par [Longmore et al. \(1979\)](#) qui détecta des condensations bleues de part et d'autre de NGC 5291, lesquelles furent identifiées comme étant des régions HII intergalactiques géantes. [Malphrus et al. \(1997\)](#) utilisèrent le Very Large Array afin de cartographier le gaz neutre dans le système. Ils découvrirent une structure annulaire asymétrique géante reliée à NGC 5291. Cela s'avère être la deuxième structure HI la plus massive détectée dans l'hémisphère sud selon [Koribalski et al. \(2004\)](#). Elle est constituée d'une série de sous-condensations qui correspondent aux régions HII intergalactiques précédemment identifiées.

[Duc et Mirabel \(1998\)](#) publièrent une étude optique (imagerie et spectroscopie) et proche infrarouge du système. Il trouvèrent que les régions HII avaient une métallicité légèrement subsolaire ( $12 + \log(O/H) = 8,4 - 8,6$ ) et purent ainsi exclure une origine primordiale de la structure HI. Ils affirmèrent que la structure en anneau résulte d'une collision entre un disque HI étendu et un compagnon. Il montrèrent aussi que la flambée de formation d'étoiles la plus récente est plus jeune que  $5 \cdot 10^6$  ans et qu'il n'y a aucune évidence de la présence d'une population stellaire âgée.

[Braine et al. \(2001\)](#) obtinrent avec l'antenne SEST des spectres CO(1-0) et CO(2-1) des deux condensations les plus lumineuses. Déduisant la composition en gaz moléculaire à partir de l'émission CO et en comparant avec le taux de formation d'étoiles déterminé à partir du  $H\alpha$ , ils en déduisirent que l'efficacité du taux de formation d'étoiles était plus proche de celui mesuré en moyenne dans les galaxies spirales que de celui mesuré dans les galaxies naines de même luminosité. La détection de raies millimétriques fut une indication supplémentaire que le gaz autour de NGC 5291 avait été précédemment enrichi.

Finalement, [Higdon et al. \(2006\)](#) effectuèrent des observations en infrarouge moyen (imagerie et spectroscopie) à l'aide des instruments IRAC et IRS sur le télescope spatial Spitzer. Ils détectèrent de façon non ambiguë des raies d'émission d'hydrocarbures aromatiques polycycliques provenant des deux condensations les plus lumineuses du système. Leur analyse spectrale confirma le caractère récent des épisodes de formation d'étoiles. Une simulation numérique de [Bournaud et al. \(2007\)](#)<sup>e</sup> a permis de reproduire le système de façon convaincante et de montrer que la collision ayant donné naissance à l'anneau collisionnel s'est produite à une vitesse de  $1\,250 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Une illustration est visible sur la figure 5.8 qui montre le système à travers les filtres BVR. La figure 5.9 quant à elle est composée des images en infrarouge à  $8,0 \mu\text{m}$  (rouge),  $H\alpha$  (vert) et en ultraviolet lointain (bleu), ainsi que l'émission du gaz HI (contours jaunes) et les ouvertures sélectionnées dans lesquelles flux ont été mesurés.

### 5.4.2 Flux

Dans ce système 29 régions ont été sélectionnées. Les flux obtenus sont donnés dans le tableau 5.4.

---

e. Voir l'article attaché en annexe B.

---

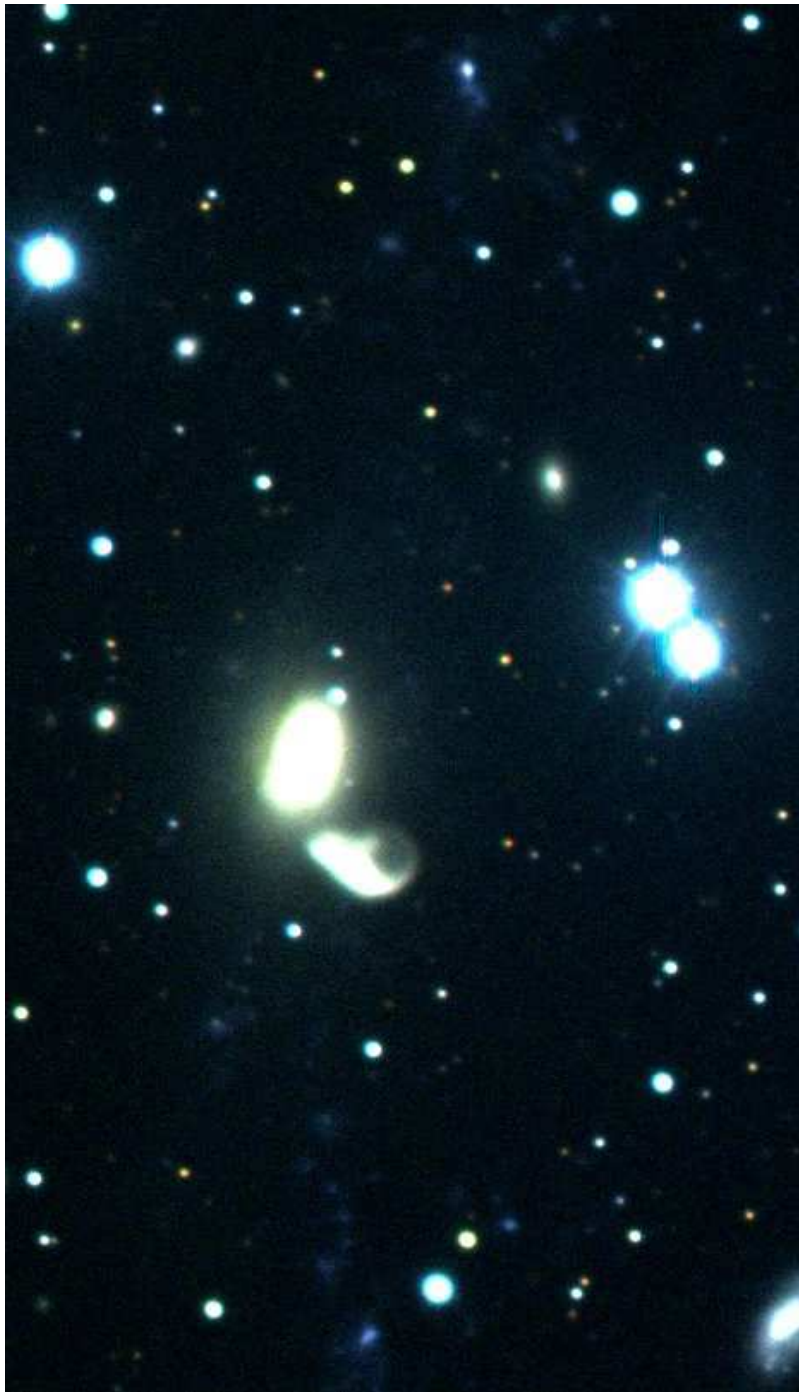


FIGURE 5.8 – Vue globale de NGC 5291. Image composite prise avec les filtres B, V et R (300 secondes chacun) à l’Observatoire européen austral à l’aide de l’instrument EMMI sur le NTT. L’anneau est diffus mais présente quelques régions de formation d’étoiles particulièrement visibles, surtout celles situées à l’extrême nord et à l’extrême sud de l’image.

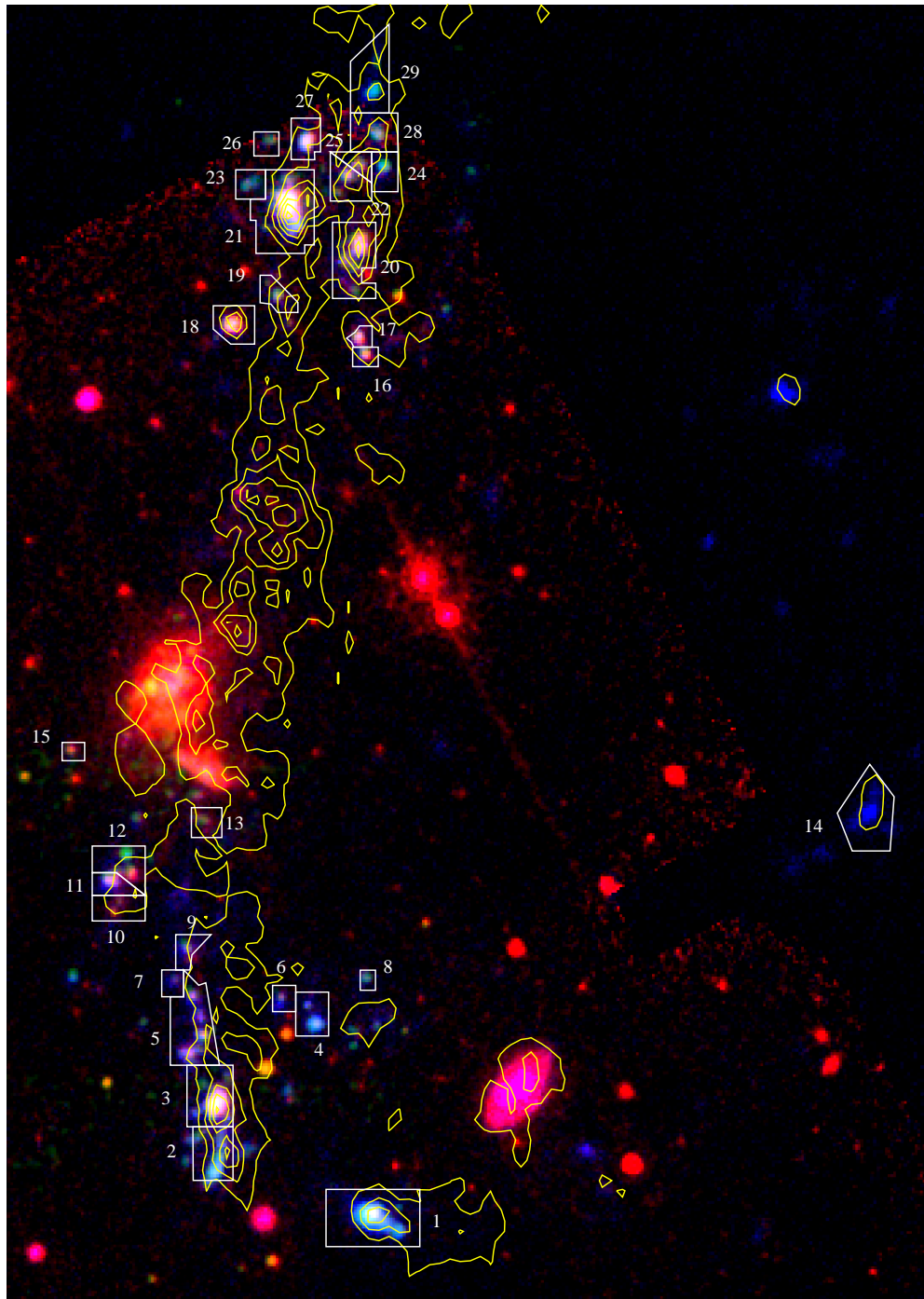


FIGURE 5.9 – Vue de NGC 5291 en infrarouge à  $8,0\mu\text{m}$  (rouge),  $\text{H}\alpha$  (vert) et en ultraviolet lointain (bleu). Les contours jaunes représentent les iso-niveaux de densité de colonne du gaz HI. Les polygones blancs auxquels sont associés des numéros sont les ouvertures dans lesquelles les flux ont été mesurés.

TABLE 5.4 – Flux en ultraviolet, optique, infrarouge et dans la raie H $\alpha$  des régions de NGC 5291 sélectionnées. Ces flux ne sont pas corrigés de l’extinction galactique.

Région	F <sub>FUV</sub> $\mu\text{Jy}$	F <sub>NUV</sub> $\mu\text{Jy}$	F <sub>B</sub> $\mu\text{Jy}$	F <sub>V</sub> $\mu\text{Jy}$	F <sub>R</sub> $\mu\text{Jy}$	F <sub>3,6</sub> $\mu\text{Jy}$	F <sub>4,5</sub> $\mu\text{Jy}$	F <sub>8,0</sub> $\mu\text{Jy}$	F <sub>H<math>\alpha</math></sub> $10^{-19} \text{ W.m}^{-2}$
1	255±18	274±20	–	–	–	331±102	254±35	640±99	332±101
2	82±6	92±7	134±24	127±25	172±43	144±41	98±24	629±41	107±33
3	134±10	160±12	277±31	285±33	330±57	385±24	251±32	2 088±56	188±57
4	44±4	53±4	85±16	85±17	100±29	131±13	118±16	207±28	43±13
5	86±7	98±8	149±37	145±39	201±68	221±28	179±36	805±64	59±19
6	13±1	14±2	20±7	16±8	27±13	31±6	28±7	97±13	15±5
7	11±1	14±2	24±7	28±7	39±12	53±12	44±5	73±12	6±3
8	6±1	6±1	11±4	10±4	14±7	31±7	31±3	60±7	10±4
9	20±2	23±2	58±9	72±9	85±16	84±15	61±7	176±16	15±5
10	11±1	14±2	38±15	61±16	89±28	112±27	95±10	278±27	14±5
11	30±3	34±3	81±10	112±11	143±18	199±18	138±8	384±19	25±9
12	28±3	31±3	103±19	164±20	212±35	229±34	169±13	509±34	43±13
13	10±1	12±2	76±10	130±11	165±19	188±19	135±8	311±19	13±5
14	57±5	62±5	–	–	–	–	–	–	–
15	4±1	5±1	29±5	50±5	64±9	70±9	50±5	189±10	8±4
16	12±1	14±2	33±6	32±6	35±10	50±11	41±6	286±12	14±5
17	13±1	12±1	34±5	40±5	43±9	52±9	37±6	377±11	13±5
18	27±2	30±3	99±16	127±17	140±30	146±29	104±13	1 047±30	33±10
19	16±2	18±2	58±10	60±11	67±19	96±19	51±8	267±19	16±5
20	73±6	87±7	184±34	201±36	268±62	287±59	244±22	1 428±59	78±25
21	218±16	259±19	584±51	686±53	828±93	638±39	534±52	5 236±90	463±139
22	25±2	30±3	49±16	58±16	77±28	63±27	34±16	427±28	21±7
23	14±2	17±2	25±10	30±11	37±18	14±18	–	114±17	15±5
24	21±2	21±2	25±12	21±12	39±21	2±21	25±11	31±20	19±7
25	12±1	15±2	19±8	21±8	33±13	38±13	30±8	235±14	12±5
26	7±1	9±1	11±7	6±7	15±13	–	–	–	7±3
27	36±3	44±4	77±13	82±14	109±24	115±23	100±14	614±24	42±13
28	30±3	33±3	48±21	48±22	99±37	–	–	–	23±9
29	38±3	41±4	46±30	41±31	102±54	–	–	–	25±9

## 5.5 NGC 7252

### 5.5.1 Présentation

Catalogué par [Arp \(1966\)](#) à l'entrée 226, NGC 7252 est un système de galaxies en phase finale de fusion, situé à 64 Mpc. Il est l'archétype de la dernière phase de la séquence de [Toomre \(1977\)](#). Sa morphologie particulière, une galaxie elliptique au profil en  $r^{1/4}$  et deux queues de marée étendues ([Schweizer 1978](#)) lui ont donné le nom d'« Atoms for Peace ». Cette galaxie est sans doute le résultat de la fusion entre deux galaxies spirales, voir [Fritze-v. Alvensleben et Gerhard \(1994\)](#) par exemple, et est la première fusion de galaxies modélisée en détails avec une simulation N-corps par [Toomre \(1977\)](#) puis [Hibbard et Mihos \(1995\)](#). Tant les observations que les simulations s'accordent sur un âge entre  $5 \cdot 10^8$  ans et  $10^9$  ans. Ce système possède deux bras de marée particulièrement importants qui ne sont pas sans rappeler les galaxies dites des « Antennes ». À chaque extrémité, à une distance comprise entre 50 et 80 kpc, on observe des régions bleues montrant des signes de formation d'étoiles récente. Si le système a été largement étudié il n'y a cependant aucune publication dédiée à l'étude des objets de marée proprement dits mis à part des études préliminaires menées par [Hibbard et Mihos \(1995\)](#) du point de vue des simulations et [Duc \(1995\)](#) du point de vue observationnel. Cependant de nombreux amas d'étoiles bleues ont aussi été détectés aux abords du système en fusion et le long des bras de marée. De nombreuses études spécifiques concernant ces amas ont été menées ([Whitmore et al. 1993](#); [Fritze-v. Alvensleben et Burkert 1995](#); [Miller et al. 1997](#); [Schweizer et Seitzer 1998](#); [Knierman et al. 2003](#); [Maraston et al. 2004](#); [Fellhauer et Kroupa 2005](#); [Bastian et al. 2006](#), liste non exhaustive).

Une illustration est visible sur la figure 5.10 qui montre le système à travers les filtres BVR. La figure 5.11 quant à elle est composée des image en infrarouge à  $8,0 \mu\text{m}$  (rouge),  $\text{H}\alpha$  (vert) et en ultraviolet lointain (bleu), ainsi que l'émission du gaz HI (contours jaunes) et les ouvertures sélectionnées dans lesquelles flux ont été mesurés.



FIGURE 5.10 – Vue globale de NGC 7252. Image composite prise avec les filtres B, V et R (600 secondes chacun) à l'Observatoire européen austral à l'aide de l'instrument EMMI sur le NTT. On distingue deux bras de marées, l'un partant vers le nord-ouest et l'autre vers l'est. À chaque extrémité on distingue des condensations brillantes bleues.



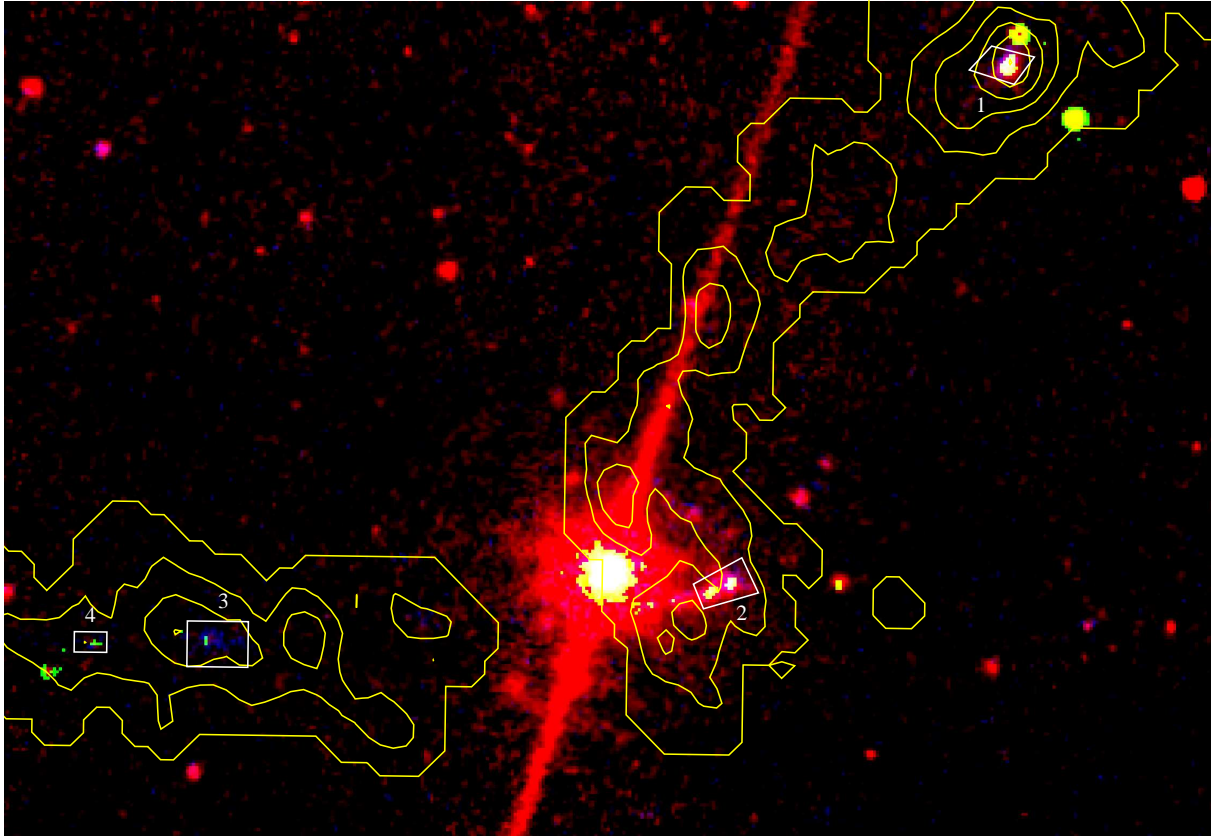


FIGURE 5.11 – Vue de NGC 7252 en infrarouge à  $8,0\mu\text{m}$  (rouge),  $H\alpha$  (vert) et en ultraviolet lointain (bleu). Les contours jaunes représentent les iso-niveaux de densité de colonne du gaz HI. Les polygones blancs auxquels sont associés des numéros sont les ouvertures dans lesquelles les flux ont été mesurés.

### 5.5.2 Flux

Dans ce système 4 régions ont été sélectionnées. Les flux obtenus sont donnés dans le tableau 5.5.

TABLE 5.5 – Flux en ultraviolet, optique, infrarouge et dans la raie  $H\alpha$  des régions de NGC 7252 sélectionnées. Ces flux ne sont pas corrigés de l'extinction galactique.

Région	$F_{\text{FUV}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{NUV}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{B}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{V}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{\text{R}}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{3,6}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{4,5}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{8,0}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{H\alpha}$ $10^{-19} \text{ W.m}^{-2}$
1	$32\pm 2$	$32\pm 2$	$81\pm 7$	$84\pm 7$	$99\pm 7$	$138\pm 31$	$87\pm 24$	$946\pm 50$	$93\pm 47$
2	$36\pm 4$	$40\pm 13$	$150\pm 85$	$176\pm 105$	$197\pm 150$	$221\pm 256$	$194\pm 126$	$1\ 082\pm 636$	$55\pm 28$
3	$23\pm 2$	$28\pm 3$	$72\pm 13$	$75\pm 14$	$75\pm 13$	$113\pm 26$	$83\pm 22$	$231\pm 92$	$5\pm 3$
4	$4\pm 1$	$5\pm 1$	$8\pm 4$	$8\pm 4$	$6\pm 4$	$14\pm 7$	$16\pm 7$	$41\pm 26$	$9\pm 5$

## 5.6 VCC 2062

### 5.6.1 Présentation

Le dernier système sélectionné pour cette étude est VCC 2062. Comme son nom l'indique, il est situé dans l'amas de la Vierge. Cet amas est relativement pauvre en systèmes en interaction, le seul cas visible étant NGC 4438/4435 à l'extérieur duquel du gaz moléculaire a été détecté par [Combes et al. \(1988\)](#) et qui alimente de la formation d'étoiles dans le milieu intergalactique ([Boselli et al. 2005](#)). Parmi les différents objets de l'amas, il en est un qui attire particulièrement l'attention, il s'agit de VCC 2062. D'abord considéré comme une galaxie elliptique naine, il a été reclassifié en tant que galaxie naine irrégulière suite à la découverte de régions HII ([Sabatini et al. 2005](#)). Son importante masse de gaz HI par rapport à sa luminosité ([Hoffman et al. 1996](#); [Conselice et al. 2003](#)) est inhabituelle. La distance adoptée est celle des deux galaxies massives les plus proches de VCC 2062, soit 17 Mpc, distance à laquelle se situe NGC 4694 qui est reliée à VCC 2062 par une structure HI.

Une illustration est visible sur la figure 5.12 qui montre le système en ultraviolet lointain,  $H\alpha$  et en bande R, ainsi que l'émission du gaz HI et l'ouverture sélectionnée dans laquelle les flux ont été mesurés.

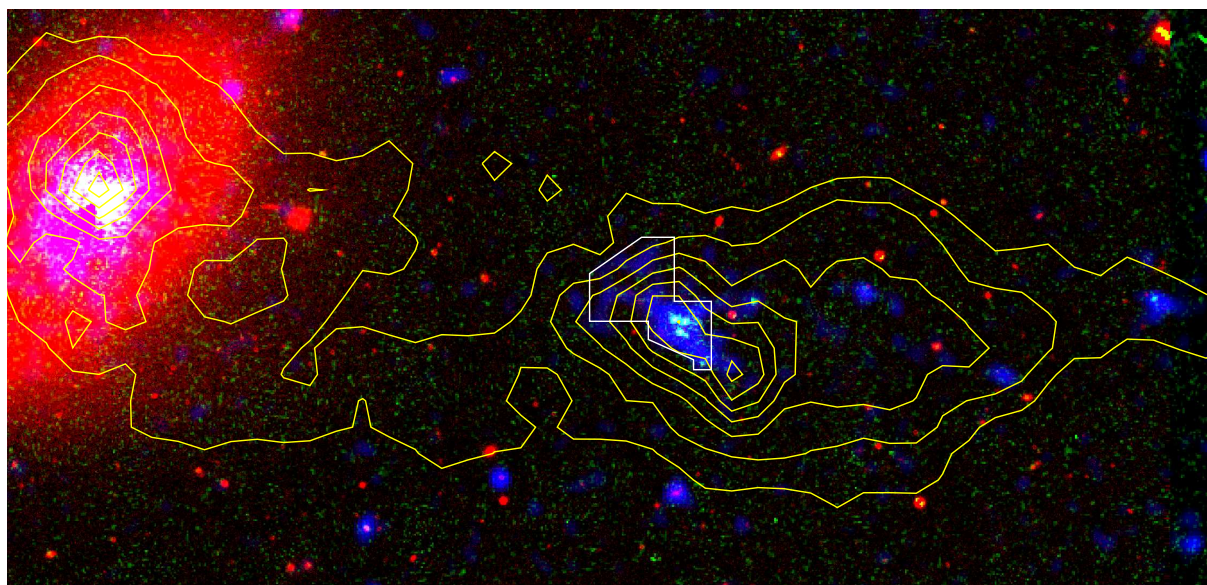


FIGURE 5.12 – Vue globale de VCC2062. Image composite en ultraviolet lointain (bleu),  $H\alpha$  (vert) et en bande R (rouge). Les contours jaunes représentent les iso-niveaux de densité de colonne du gaz HI. Le polygone blanc est l'ouverture dans laquelle les flux ont été mesurés.

### 5.6.2 Flux

TABLE 5.6 – Flux en ultraviolet, optique et dans la raie  $H\alpha$  de VCC 2062. Ces flux ne sont pas corrigés de l'extinction galactique.

Région	$F_{FUV}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{NUV}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{u'}$ $\mu\text{Jy}$	$F_B$ $\mu\text{Jy}$	$F_{g'}$ $\mu\text{Jy}$	$F_V$ $\mu\text{Jy}$	$F_{r'}$ $\mu\text{Jy}$	$F_R$ $\mu\text{Jy}$	$F_{i'}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{z'}$ $\mu\text{Jy}$	$F_{H\alpha}$ $10^{-19} \text{ W.m}^{-2}$
1	$35 \pm 3$	$46 \pm 4$	$135 \pm 95$	$200 \pm 34$	$217 \pm 41$	$230 \pm 24$	$241 \pm 57$	$254 \pm 35$	$233 \pm 68$	$256 \pm 74$	$42 \pm 15$



## **Troisième partie**

# **Formation stellaire intergalactique**

---



## Chapitre 6

# Distributions spectrales d'énergie

### Sommaire

<b>6.1</b>	<b>Comparaison de distributions spectrales d'énergie</b>	<b>73</b>
6.1.1	Influence d'une population d'origine galactique	74
6.1.2	Influence du taux de formation d'étoiles	75
6.1.3	Synthèse	76
<b>6.2</b>	<b>Ajustement de distributions spectrales d'énergie</b>	<b>78</b>
6.2.1	Notes préliminaires concernant le Quintette de Stephan	79
6.2.2	Quintette de Stephan 2	79
6.2.3	Quintette de Stephan 5	82
6.2.4	Quintette de Stephan 11 (SQ-A)	83
6.2.5	Arp 105S	84
6.2.6	Arp 245N	88
6.2.7	NGC 5291N	92
6.2.8	NGC 7252NW	94
6.2.9	VCC 2062	96
6.2.10	Synthèse	99
6.2.11	Perspectives	102

Les distributions spectrales d'énergie reflètent les paramètres physiques des objets observés tels que l'histoire de la formation d'étoiles (tant au niveau de l'âge que de la constante de temps), l'extinction, les proportions des différentes populations stellaires soit formées dans le milieu intergalactique, soit arrachées des galaxies parents lors de l'interaction, etc. Je vais utiliser ces distributions spectrales d'énergie à deux niveaux. Le premier sera une comparaison principalement qualitative de celles-ci. Le but est de pouvoir les classer en différents types tout en identifiant les causes physiques vraisemblables pouvant expliquer ces différences. Tant les différences que les similitudes pourront apporter des informations. Le deuxième niveau sera beaucoup plus quantitatif et abordera des détails plus fins et amènera des explications plus circonstanciées. Pour cela je vais modéliser des régions de formation d'étoiles pouvant reproduire les distributions spectrales d'énergie observées, à l'aide d'un code de synthèse spectrale évolutive. Ce travail est d'autant plus important que l'histoire de la formation d'étoiles est a priori complexe, avec deux types de populations. J'ai présenté les principes de ce type de code et les principaux aspects de la modélisation dans la section 4.3. Ce travail va permettre de contraindre un certain nombre de paramètres concernant la formation d'étoiles et va rendre possibles des comparaisons quantitatives entre régions de formation d'étoiles ainsi que la mise en avant d'un certain nombre d'effets.

### 6.1 Comparaison de distributions spectrales d'énergie

Devant le grand nombre de régions étudiées dans le cadre de ce travail, il est rédhibitoire de comparer toutes les distributions spectrales d'énergie simultanément. J'ai donc sélectionné un certain nombre de régions caracté-

ristiques dans chaque système afin d'extraire un maximum d'informations tout en maintenant un niveau d'erreur suffisamment faible.

### 6.1.1 Influence d'une population d'origine galactique

Dans un premier temps, je veux étudier comment se compare l'émission en infrarouge proche dans les systèmes sélectionnés. Je m'intéresse particulièrement à ce domaine car c'est dans celui-ci que les étoiles âgées prédominent. Pour cela je compare les flux de bande V et d'une bande en infrarouge proche. J'ai sélectionné les systèmes dont les flux dans les bandes J, H et K sont disponibles et j'ai normalisé les distributions spectrales d'énergie par le flux dans la bande V. Celles-ci sont présentées sur la figure 6.1.

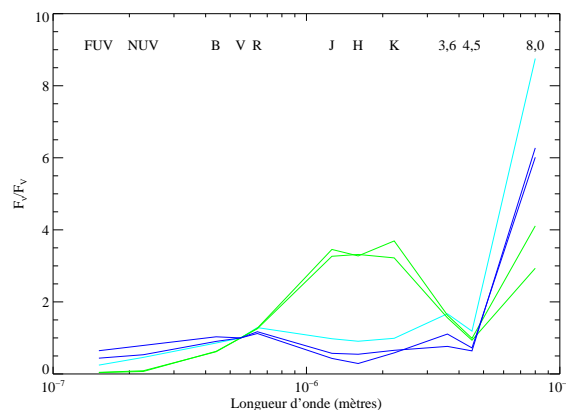


FIGURE 6.1 – Distributions spectrales d'énergie normalisées sur la bande V. Les distributions en vert représentent [Arp 245](#), celle en cyan représente [Arp 105S](#) et celles en bleu représentent [NGC 5291](#). Les bandes composant les distributions spectrales d'énergie sont : FUV, NUV, B, V, R, J, H, K, 3,6 μm, 4,5 μm et 8,0 μm.

On observe deux comportements totalement différents en infrarouge proche. Dans le premier cas les objets ont une densité de flux au plus du même ordre de grandeur, voire inférieure de plus de 50% à celle de la bande V. Dans le second cas ils ont une densité de flux en infrarouge proche nettement supérieure, d'un facteur compris entre 3 et 4, par rapport à celle de la bande V.

J'explique cette différence majeure par les variations de l'importance des étoiles ayant été arrachées des galaxies parents. Dans le cas d'[Arp 245](#)<sup>a</sup>, ceci est en accord avec la morphologie du système et les couleurs sont similaires à celle du disque externe de [NGC 2992](#). La distribution spectrale d'énergie montre que cette luminosité est due aux étoiles provenant de la galaxie et qu'elles sont suffisamment nombreuses pour dominer celle-ci. D'autre part une analyse similaire des images optiques d'[Arp 105S](#)<sup>b</sup> et de [NGC 5291](#)<sup>c</sup> ne permet pas de déceler des structures possédant des étoiles arrachées du disque galactique confirmant ainsi cette l'explication. L'importance de l'émission en infrarouge proche pourrait aussi être interprétée comme un effet d'âge, la couleur variant de façon importante dans les premiers millions d'années d'un sursaut instantané<sup>d</sup>, l'importance de l'émission en infrarouge proche serait alors simplement due à un sursaut de formation d'étoiles nettement plus âgé. Or, les images en infrarouge proche montrent que l'émission est morphologiquement similaire à ce que l'on observe en optique, indiquant donc bien que celle-ci provient effectivement des étoiles arrachées du disque galactique. La quantification des différentes populations nécessite un ajustement des distributions spectrales d'énergie. Pour ces systèmes, ce sera mené dans les sections 6.2.5 à 6.2.7.

De façon intéressante on constate que si l'infrarouge proche est très différent entre les deux cas, à 3,6 μm et 4,5 μm l'écart devient beaucoup plus faible. Cela signifie que la présence d'une population importante d'étoiles d'origine galactique a beaucoup moins d'influence dans ces bandes que dans les bandes J, H et K. Je montrerai

a. Voir la figure 5.6 combinant les bandes B, V et R.

b. Voir la figure 5.4 combinant les bandes B, V et R

c. Voir la figure 5.8 combinant les bandes B, V et R

d. Voir la figure 4.6 montrant l'évolution d'une distribution spectrale d'énergie au cours du temps.

plus loin qu'il s'agit sans doute de la pollution par la poussière qui augmenterait la densité de flux pour les objets les plus faibles en infrarouge proche, réduisant ainsi l'écart dans les bandes à  $3,6\ \mu\text{m}$  et  $4,5\ \mu\text{m}$ .

Afin d'étudier la façon dont une composante d'origine galactique importante influe sur l'émission infrarouge dans l'infrarouge moyen je normalise maintenant la distribution spectrale d'énergie avec le flux dans la bande K, voir la figure 6.2.

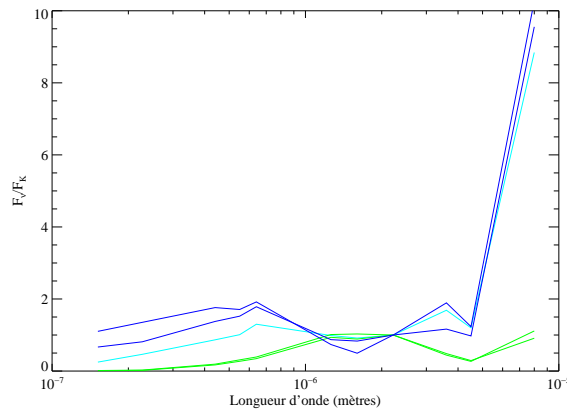


FIGURE 6.2 – Distributions spectrales d'énergie normalisées sur la bande K. Les distributions en vert représentent Arp 245, celle en cyan représente Arp 105S et celles en bleu représentent NGC 5291. Les bandes composant les distributions spectrales d'énergie sont : FUV, NUV, B, V, R, J, H, K,  $3,6\ \mu\text{m}$ ,  $4,5\ \mu\text{m}$  et  $8,0\ \mu\text{m}$ .

Là encore deux régimes sont clairement distincts selon que qualitativement l'on observe ou non une population ayant été arrachée du disque galactique lors de l'interaction. Dans le deuxième cas l'émission à  $3,6\ \mu\text{m}$  et à  $4,5\ \mu\text{m}$  est beaucoup plus importante que ce à quoi on pourrait s'attendre, avec une densité de flux jusqu'à deux fois plus grande que celle observée dans la bande K, ce qui n'est pas possible avec de l'émission purement stellaire<sup>e</sup>. Cela rejoint le point développé plus haut, à savoir qu'il s'agit sans doute de pollution par le continu de la poussière chaude. Notons que cette pollution est d'autant plus facile qu'il n'y a pas ou peu d'étoiles d'origine galactique et donc âgée.

Du point de vue de l'émission dans la bande à  $8,0\ \mu\text{m}$  qui trace la formation d'étoiles, la même ségrégation est visible. Les régions ne contenant pas ou peu d'étoiles d'origine galactique ont un taux de formation d'étoiles relativement à l'émission dans la bande K correspondant à un facteur 10 plus important par rapport à celles contenant une quantité importante d'étoiles ayant été arrachées du disque galactique. Cela signifie que le taux de formation d'étoiles spécifique<sup>f</sup> est largement plus important dans des régions largement dépourvues d'étoiles d'origine galactique. Cependant ceci n'est valable que dans le cas où les étoiles d'origine galactique ont été capturées par la région de formation d'étoiles.

Finalement, du point de vue de l'autre traceur de formation d'étoiles, l'ultraviolet, la distinction est moins claire. Si Arp 245 présente le taux de formation d'étoiles relatif le plus faible, les autres régions ont un rapport  $F_{\text{FUV}}/F_{\text{K}}$  allant de 0,25 à 1,1. L'explication naturelle est que cette dispersion est causée par des effets d'âge ainsi que par des effets d'extinction (comme on peut le voir sur la figure 4.8 l'ultraviolet est très sensible à l'extinction).

### 6.1.2 Influence du taux de formation d'étoiles

Dans cette section je m'intéresse à l'influence des estimateurs de formation d'étoiles sur la distribution spectrale d'énergie, tout d'abord du point de vue de l'ultraviolet puis du point de vue de l'infrarouge.

L'ultraviolet provient de l'émission photosphérique des étoiles massives, sur un temps d'un ordre de grandeur de  $100 \cdot 10^6$  ans. Comme je l'ai rappelé plus haut celui-ci est très sensible à l'extinction. Le rapport entre l'ultraviolet lointain et l'ultraviolet proche dépend de la couleur intrinsèque liée à l'âge (plus le sursaut est jeune plus ce rapport est élevé, voir par exemple la figure 4.6 qui montre l'évolution d'une distribution spectrale d'énergie dans le temps

e. Les modèles que j'ai construits donnent  $F_{3,6}/F_{\text{K}} < 0,8$  et  $F_{4,5}/F_{\text{K}} < 1,1$ .

f. C'est-à-dire le taux de formation d'étoiles par unité de masse, la bande K peut être vue comme traçant la masse.



pour un sursaut quasi-instantané) ainsi que de l'extinction (plus l'extinction est importante plus ce rapport est faible, voir par exemple la figure 4.8 qui montre l'évolution d'une distribution spectrale d'énergie en faisant varier l'extinction pour un sursaut quasi-instantané). Sur la figure 6.3 sont présentées les distributions spectrales d'énergie des régions sélectionnées, normalisées par l'émission en ultraviolet lointain.

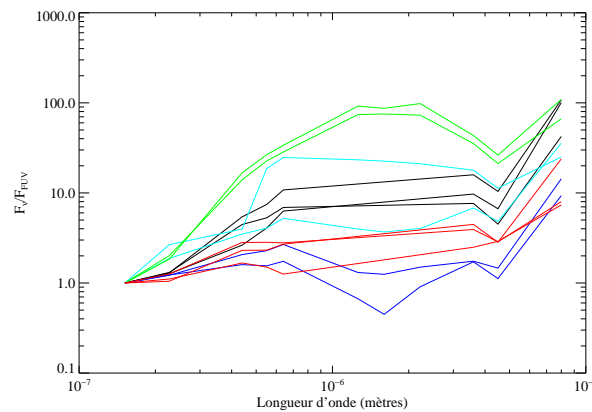


FIGURE 6.3 – Distributions spectrales d'énergie normalisées sur la bande FUV. Les distributions en noir représentent le Quintette de Stephan, celles vert représentent Arp 245, celles en cyan représentent Arp 105, celles en bleu représentent NGC 5291 et celles en rouge représentent NGC 7252. Les bandes composant les distributions spectrales d'énergie sont : FUV, NUV, B, V, R, J, H, K (si ces trois bandes sont disponibles), 3,6  $\mu\text{m}$ , 4,5  $\mu\text{m}$  et 8,0  $\mu\text{m}$ .

Il y a plusieurs caractéristiques particulièrement remarquables. Examinons tout d'abord l'ultraviolet proche. On voit qu'il existe toute une variété de rapports entre les bandes FUV et NUV. Nous sommes ici en présence d'une importante illustration combinant des effets d'âge et des effets d'extinction. On voit par exemple que la région 1 de NGC 7252 a la même pente que les régions de NGC 5291 alors que dans le premier cas l'extinction est plus faible<sup>g</sup>. En fait la différence d'extinction est compensée par une histoire différente de la formation d'étoiles, l'âge étant bien plus important pour NGC 7252. Afin d'illustrer la sensibilité de la pente ultraviolette à l'extinction et à l'âge, j'ai tracé sur la figure 6.4 l'évolution du rapport [FUV] / [NUV] en fonction du temps pour un sursaut quasi-instantané et une extinction variant de 0 à 2,9 magnitudes. On voit que l'on peut obtenir un même rapport [FUV] / [NUV] avec un sursaut jeune éteint et avec un sursaut plus âgé et moins éteint. Ainsi un sursaut âgé de  $3 \cdot 10^6$  ans éteint de 0,6 magnitude a la même pente ultraviolette qu'un sursaut âgé de  $55 \cdot 10^6$  ans mais ayant une extinction nulle. Certaines pentes sont surprenantes, telle que celle de Arp 105S qui est similaire à celles de Arp 245.

Comme je l'ai indiqué, l'autre estimateur du taux de formation d'étoiles dans les distributions spectrales d'énergie présentées est l'émission infrarouge à 8,0  $\mu\text{m}$ . Sur la figure 6.5 je présente les distributions spectrales d'énergie normalisées par rapport à l'émission dans la bande à 8,0  $\mu\text{m}$ .

Là encore les distributions spectrales d'énergie apportent de nouvelles informations. On voit que la pente entre l'émission à 4,5  $\mu\text{m}$  et celle à 8,0  $\mu\text{m}$  permet de classer les objets en deux catégories selon que la pente est plus forte ou plus faible. La pente faible a deux causes : la présence d'une population galactique importante comme c'est le cas pour Arp 105N et Arp 245 et une formation d'étoiles maintenant achevée dans le cas des régions 3 et 4 de NGC 7252. Les régions avec une pente importante forment toute encore des étoiles. Je montrerai plus loin dans ce chapitre que si l'émission à 4,5  $\mu\text{m}$  était purement stellaire, comme il peut être raisonnable de le penser), alors cette pente aurait été encore plus importante.

### 6.1.3 Synthèse

Les distributions spectrales d'énergie des systèmes que j'ai sélectionnés présentent une importante variété traduisant des propriétés physiques différentes. J'ai montré qu'une analyse purement qualitative peut donner des

<sup>g</sup>. Je considère ici les extinctions obtenues par les ajustements de distribution spectrale d'énergie que je vais exposer plus loin. Les extinctions obtenues sont synthétisées dans le tableau 6.1.

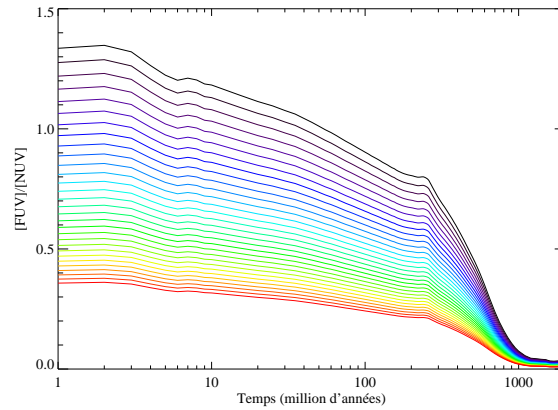


FIGURE 6.4 – Évolution du rapport  $[FUV] / [NUV]$  en fonction du temps pour un sursaut de formation d'étoiles instantané. Le courbe noire représente le rapport pour une extinction nulle alors que la courbe rouge représente ce rapport pour une extinction de 2,9 magnitudes.

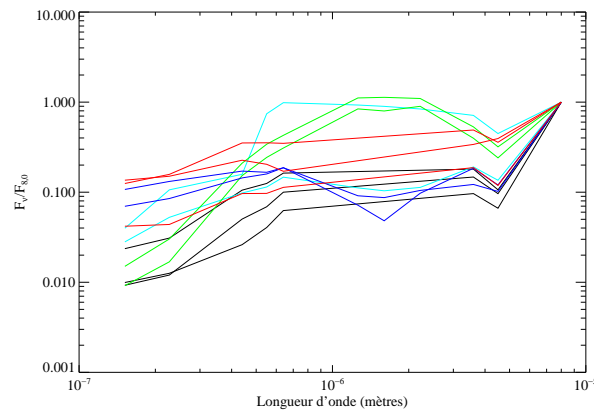


FIGURE 6.5 – Distributions spectrales d'énergie normalisées sur la bande à  $8,0 \mu\text{m}$ . Les distributions en noir représentent le Quintette de Stephan, celles vert représentent Arp 245, celles en cyan représentent Arp 105, celles en bleu représentent NGC 5291 et celles en rouge représentent NGC 7252. Les bandes composant les distributions spectrales d'énergie sont : FUV, NUV, B, V, R, J, H, K (si ces trois bandes sont disponibles),  $3,6 \mu\text{m}$ ,  $4,5 \mu\text{m}$  et  $8,0 \mu\text{m}$ .

informations intéressantes sur les régions de formations d'étoiles, comme la présence ou non d'une composante importante d'étoiles d'origine galactique, l'importance de l'extinction ainsi que des indices sur l'histoire de la formation d'étoiles. J'ai aussi montré comment ces propriétés et les informations données par les estimateurs de taux de formation d'étoiles peuvent être reliées. Cependant la détermination précise des caractéristiques de chaque région de formation d'étoiles (la quantité d'étoiles d'origine galactique, son histoire de formation d'étoiles, son extinction) de façon quantitative nécessite la mise en œuvre d'une modélisation de ces régions intergalactiques. C'est cette démarche que je mets en place dans la section suivante où j'utilise la modélisation présentée dans la section 4.3 afin de reproduire les distributions spectrales d'énergie observées et en tirer les caractéristiques, énoncées plus haut, de ces objets.

## 6.2 Ajustement de distributions spectrales d'énergie

L'ajustement des distributions spectrales d'énergie permet, comme je l'ai montré dans la section 4.3, de tirer un certain nombre de paramètres physiques comme l'âge, l'extinction, l'histoire de la formation d'étoiles voire dans des cas idéaux permet d'obtenir certaines indications sur la fonction de masse initiale. Ces ajustements prennent en compte une importante variété de longueurs d'onde, lesquelles donnent déjà individuellement de précieuses indications sur la formation d'étoiles et qui combinées permettent d'obtenir des informations supplémentaires. L'émission en ultraviolet est sensible à l'émission d'étoiles jeunes et massives traçant la formation d'étoiles sur quelques centaines de millions d'années au plus. L'infrarouge proche est lui sensible aux populations stellaires âgées. Quant à l'émission en infrarouge moyen et lointain elle permet de poser des contraintes sur la poussière (distribution de la taille des grains, degré d'ionisation des HAP, etc.) en couplant avec un modèle de poussières. Cependant n'ayant pas de données au-delà de  $8\mu\text{m}^{\text{h}}$ , établir des contraintes sur la poussière est très difficile et extrêmement incertain. J'ai ainsi choisi de ne pas modéliser l'émission de la poussière dans les modèles pour ajuster les distributions spectrales d'énergie. Cependant, si la bande à  $8\mu\text{m}$  est très largement dominée par l'émission des HAP par dessus un continu de très petits grains permettant de tracer la formation d'étoiles récente, les bandes à  $3,6$  et  $4,5\mu\text{m}$  sont quant à elles sensibles aux populations d'étoiles vieilles. Elles peuvent cependant être polluées par des composantes non stellaires. La bande à  $4,5\mu\text{m}$  est composée de l'émission des étoiles et du continu des très petits grains. Quant à la bande à  $3,6\mu\text{m}$  elle contient non seulement l'émission stellaire mais aussi une bande HAP à  $3,3\mu\text{m}$ . L'écart éventuel entre les flux observés dans ces bandes et ceux déduits par le modèle peut apporter d'importantes informations sur la formation d'étoiles.

Les points principaux sur lesquels je veux apporter un éclairage ici sont :

- lors des interactions ayant permis l'injection du gaz dans le milieu intergalactique, une certaine quantité d'étoiles présentes dans la galaxie ont elles aussi été injectées dans le milieu intergalactique. Quels sont les rapports des masses des étoiles formées dans le milieu intergalactique et de celles provenant des disques des galaxies parents ?
- l'histoire de la formation d'étoiles affecte significativement le taux de formation d'étoiles estimé à partir d'indicateurs individuels comme l'ultraviolet, les raies nébulaires ou l'infrarouge, qui peuvent différer largement du taux de formation d'étoiles réel. Quelle est l'histoire de la formation d'étoiles ? La flambée de formation d'étoiles actuelle est-elle jeune ou plus âgée ? L'échelle de temps est-elle courte ou bien plus longue ?
- les limitations du modèle et de l'ajustement font qu'il ne faut guère considérer les résultats obtenus avec les diverses fonctions de masse initiale que comme des indications intéressantes pour des études ultérieures mais surtout pas comme des contraintes fermes et définitives. Cependant, une certaine fonction de masse initiale permet-elle d'obtenir un meilleur ajustement qu'une autre ?
- il est important de pouvoir déterminer la masse stellaire dans le cadre de l'étude de la dynamique interne de régions de formation d'étoiles formées à partir de débris de marée afin de contribuer à quantifier précisément la masse visible. Quelle est la masse totale de la composante stellaire ?

J'ai construit une grille de modèles en me basant sur la fonction de masse initiale de Salpeter de  $0,1 M_{\odot}$  à  $100 M_{\odot}$ , pour les deux populations d'origine intergalactique et galactique, l'extinction varie de 0 à 2,9 magnitudes indépendamment pour chacune des populations, les rapports de raies sont ceux observés spectroscopiquement, les rapports de masses entre les populations intergalactique et galactique varient de  $r = 10^{-2,75}$  à  $r = 10^2$ . Pour plus de détails voir la section 4.3.

h. À l'exception de NGC 7252 où une image à  $24\mu\text{m}$  est disponible.

### 6.2.1 Notes préliminaires concernant le Quintette de Stephan

Premier système abordé sous l'angle des ajustements des distributions spectrales d'énergie, le Quintette de Stephan présente un environnement très riche en régions intergalactiques de formation d'étoiles, aux propriétés très diverses. Je vais présenter l'étude de plusieurs régions caractéristiques. Ce système ne possédant pas d'observations en infrarouge proche, j'ai décidé de fixer le rapport des masses des populations suivant les indices que fournissent les observations.

Les régions que je vais présenter sont les régions 2 (« tip-tail »), 5 et 11 (« SQ-A »). J'ai décidé d'exclure la région 6, plus connue sous le nom de « SQ-B », bien qu'il s'agisse d'une des régions les plus intéressantes. Celle-ci est tellement obscurcie que l'association avec les contreparties optiques et ultraviolettes n'est pas claire et génère donc des incertitudes rédhibitoires pour pouvoir être étudiée à l'aide d'ajustement de distributions spectrales d'énergie.

### 6.2.2 Quintette de Stephan 2

#### Présentation de la région et contraintes observationnelles

Je commence l'étude par la région numéro 2, couramment appelée « tip-tail » dans la littérature car elle se situe à l'extrémité de la jeune queue de marée, au-delà de la région fortement obscurcie SQ-B. Les observations spectroscopiques n'ayant réussi à détecter la raie  $H\beta$  j'ai décidé d'utiliser les rapports de raie et la métallicité de SQ-B comme paramètres d'entrée pour PÉGASE II. Celle-ci étant la région de formation d'étoiles la plus proche et faisant partie de la même structure, la métallicité devrait être peu différente, soit  $12 + \log O/H \approx 8,7 - 8,9$ .

La présence visible de certaines bandes de poussières dans la région 2 laisse à penser que l'extinction a une valeur relativement élevée. Cette extinction pourrait être la cause de la non détection de la raie  $H\beta$ , celle-ci se trouvant dans une des parties les plus éteintes du spectre optique. La raie  $H\alpha$  quant à elle présente un flux de  $6,6 \cdot 10^{-18} \text{ W.m}^{-2}$ .

Cette région étant située dans une queue de marée où une luminosité diffuse assez importante est détectée il y a sans aucun doute une population sous-jacente d'origine galactique. L'absence d'observations en infrarouge proche ne permet pas de déterminer aisément sa contribution. Afin d'effectuer des ajustements, en palliant le manque d'observations en infrarouge et en tenant compte de la morphologie de la région et de son environnement, j'ai décidé de fixer le rapport des masses à  $r = 10^{-1}$ . Les paramètres libres sont l'histoire de la formation d'étoiles et les extinctions des deux populations.

#### Ajustements

Comme on peut le voir sur la figure 6.6, sous l'hypothèse que le rapport de masses vaut  $r = 10^{-1}$ , l'âge est assez important, près de  $t = 85 \cdot 10^6$  ans pour le meilleur ajustement, qui peut reproduire les observations avec une probabilité de 98%, avec une extinction de 1,1 magnitudes et une constante de temps de  $\tau = 36 \cdot 10^6$  ans, le flux  $H\alpha$  étant relativement bien reproduit. La plage des ajustements possibles est cependant bien plus importante. En se limitant aux ajustements pouvant reproduire les observations avec une probabilité d'au moins 75%, l'extinction varie de 0,7 magnitude à 1,4 magnitudes.

La figure 6.7 permet d'évaluer l'influence de la constante de temps de formation d'étoiles pour une extinction de 1,1 magnitudes, soit l'extinction de l'ajustement le plus probable pour un rapport de masses  $r = 10^{-1}$ .

On voit que toutes les constantes de temps sont possibles avec une probabilité au moins égale à 75%. Pour une constante de temps faible, typiquement moins de  $\tau = 10 \cdot 10^6$  ans, l'âge est de l'ordre de grandeur  $t = 30 \cdot 10^6$  ans. À l'opposé, pour une formation d'étoiles continue donne un âge compris entre  $t = 100 \cdot 10^6$  ans et  $t = 200 \cdot 10^6$  ans. Le meilleur ajustement reproduit raisonnablement bien le flux  $H\alpha$ , ce qui augmente la confiance qu'on peut lui porter.

#### Synthèse

J'ai fait l'hypothèse que le rapport de masses dans la région 2 du Quintette de Stephan vaut  $r = 10^{-1}$ . La plage des paramètres compatibles est assez large. Le meilleur ajustement, dont la reproduction du flux  $H\alpha$  est satisfaisante, donne une extinction de 1,1 magnitudes, un âge  $t = 85 \cdot 10^6$  ans et une constante de temps  $\tau = 36 \cdot 10^6$  ans. Il faut noter que la présence d'une population d'origine galactique plus importante aurait tendance

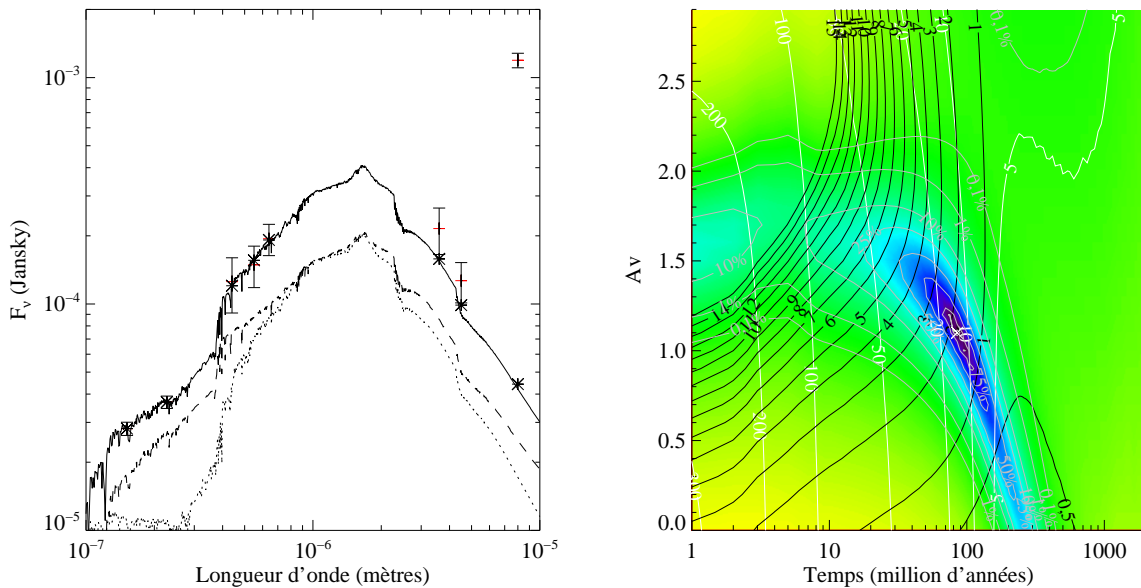


FIGURE 6.6 – Modélisation de la région 2 du Quintette de Stephan avec un rapport de masses valant  $r = 10^{-1}$ , une extinction nulle pour la composante d'origine galactique et une constante de temps  $\tau = 36 \cdot 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V et R. Le flux  $H\alpha$  et la largeur équivalente  $H\beta$  ne sont pas utilisés pour contraindre les ajustements mais sont donnés à titre indicatif étant donnée l'incertitude importante les concernant. L'image de gauche montre la distribution spectrale d'énergie du meilleur ajustement. Le trait en pointillé représentant la distribution spectrale d'énergie de la population d'origine galactique, le trait tireté celle de la population d'origine intergalactique et le trait plein la somme des deux. Les étoiles donnent les valeurs des flux du modèle dans les filtres tandis que les traits rouges avec une barre d'erreur indiquent la valeur observée. L'image de droite montre l'évolution de la valeur du  $\chi^2$  (le noir indiquant des valeurs faibles et le rouge des valeurs élevées, l'échelle est logarithmique) en fonction de l'âge et de l'extinction subie par la composante d'origine intergalactique. Les contours blancs indiquent la largeur équivalente de la raie  $H\beta$ , les contours noirs le rapport entre le flux dans la raie  $H\alpha$  donné par le modèle et la valeur observée, finalement les contours gris donnent la probabilité que le modèle puisse reproduire les données observées, la croix indiquant le modèle le plus probable dont la distribution spectrale d'énergie est montrée sur l'image de gauche.

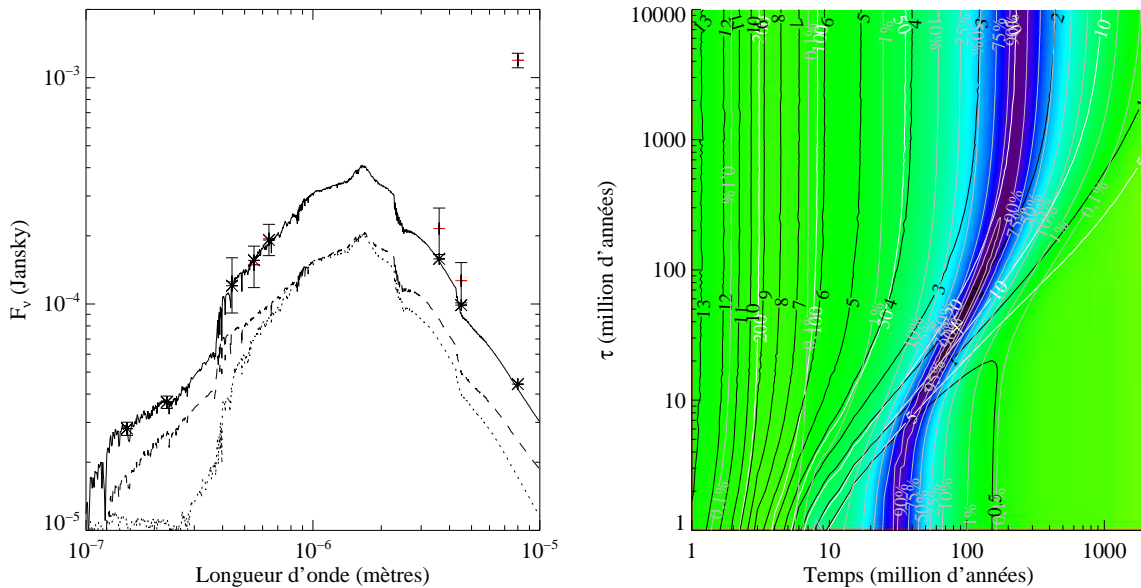


FIGURE 6.7 – Modélisation de la région 2 du Quintette de Stephan avec un rapport de masses valant  $r = 10^{-1}$ , une extinction nulle pour la composante d'origine galactique, une extinction de 1,1 magnitudes pour le dernier sursaut de formation stellaire. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V et R. Le flux  $H\alpha$  et la largeur équivalente  $H\beta$  ne sont pas utilisés pour contraindre les ajustements mais sont donnés à titre indicatif étant donnée l'incertitude importante les concernant. L'image de gauche montre la distribution spectrale d'énergie du meilleur ajustement. Le trait en pointillé représentant la distribution spectrale d'énergie de la population d'origine galactique, le trait tireté celle de la population d'origine intergalactique et le trait plein la somme des deux. Les étoiles donnent les valeurs des flux du modèle dans les filtres tandis que les traits rouges avec une barre d'erreur indiquent la valeur observée. L'image de droite montre l'évolution de la valeur du  $\chi^2$  (le noir indiquant des valeurs faibles et le rouge des valeurs élevées, l'échelle est logarithmique) en fonction de l'âge et de la constante de temps de décroissance de la flambée récente. Les contours blancs indiquent la largeur équivalente de la raie  $H\beta$ , les contours noirs le rapport entre le flux dans la raie  $H\alpha$  donné par le modèle et la valeur observée, finalement les contours gris donnent la probabilité que le modèle puisse reproduire les données observées, la croix indiquant le modèle le plus probable dont la distribution spectrale d'énergie est montrée sur l'image de gauche.

à rougir le spectre en optique, ce qui rajeunirait les solutions les plus âgées<sup>i</sup>, qui ne sont donc que des limites supérieures. Dans le cas où au contraire il y aurait proportionnellement moins d'étoiles d'origine galactique, les âges deviendraient plus importants.

### 6.2.3 Quintette de Stephan 5

#### Présentation de la région et contraintes observationnelles

La région 5 du Quintette de Stephan, située au nord-est est une région de formation d'étoiles très bleue et compacte. Sur les images optiques aucune composante diffuse n'est visible dans son environnement immédiat. Cela laisse à penser que cette région ne contient pas d'étoiles d'origine galactique, j'ai donc décidé de fixer  $r = 10^2$ .

Les observations ont donné les contraintes suivantes concernant la région 5 du Quintette de Stephan :

- $12 + \log O/H \simeq 8,66$
- $A_V = 1,3 - 2,3$
- $L\dot{E}(H\beta) \simeq 137 - 454 \text{ \AA}$
- $F_{H\alpha} = 1,4 \cdot 10^{-17} \text{ W.m}^{-2}$

#### Ajustement

Sur la figure 6.8 on voit l'ajustement en fonction de l'âge et de l'extinction pour la région 5<sup>j</sup>.

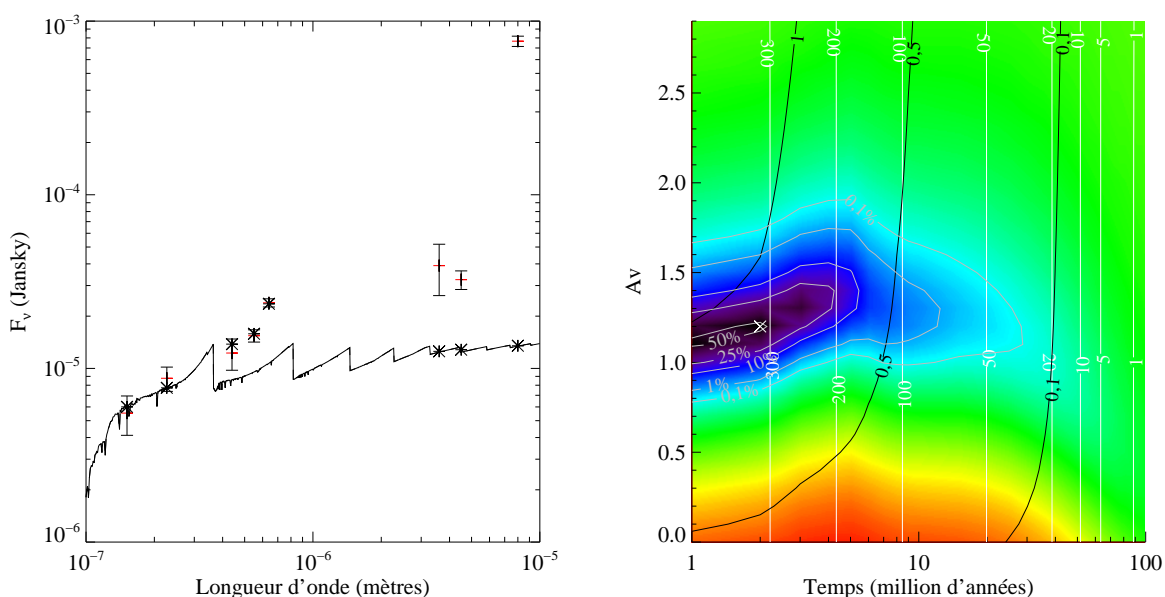


FIGURE 6.8 – Modélisation de la région 5 du Quintette de Stephan avec un rapport de masses valant  $r = 10^2$  et une constante de temps  $\tau = 13 \cdot 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V et R. Voir la figure 6.6.

L'ajustement indique que l'âge du sursaut de formation d'étoiles est plutôt jeune, typiquement moins de  $t = 10 \cdot 10^6$  ans alors que l'extinction est comprise entre 1,1 et 1,2 magnitudes, relativement proche de ce qui est mesuré spectroscopiquement, pour une probabilité au moins égale à 50%. Le meilleur ajustement, qui a lieu pour un âge  $t = 2 \cdot 10^6$  ans et une extinction de 1,2 magnitudes, reproduit les observations avec une probabilité de 55%. En aucun cas un sursaut âgé de plus de quelques dizaines de millions d'années ne peut reproduire les observations. L'âge déduit de l'ajustement étant jeune, la constante de temps n'aura qu'une influence très marginale.

i. Pour compenser le rougissement, le sursaut doit être plus bleu afin de conserver les mêmes couleurs, cela peut se produire soit en rajeunissant la population soit en diminuant l'extinction.

j. Afin de réduire les incertitudes les flux ont été remesurés avec des ouvertures construites manuellement pour chaque bande.

### 6.2.4 Quintette de Stephan 11 (SQ-A)

#### Présentation de la région et contraintes observationnelles

La dernière région sélectionnée est celle notée 11, plus connue par ailleurs sous le nom « SQ-A ». Elle est située dans une région très dense en zones de choc et en objets à formation d'étoiles avec une structure complexe particulièrement visible sur les images optiques. Ceci rend la construction des ouvertures difficile et la détermination du niveau du fond du ciel particulièrement malaisée générant des barres d'erreur relativement importantes. Cependant ses caractéristiques particulières rendent son étude intéressante. Il s'agit en effet de la seconde région la plus lumineuse du système dans la bande à  $8\ \mu\text{m}$ , d'autant plus qu'elle est très compacte, alors qu'elle possède comparativement un flux très faible en ultraviolet. Elle a aussi été détectée par le satellite ISO à  $15\ \mu\text{m}$  avec une densité de flux de  $11,9\ \text{mJy}$  (Xu et al. 1999) montrant l'importance de l'émission de la poussière.

Les observations ont donné les contraintes suivantes concernant SQ-A :

- $12 + \log O/H \simeq 8,6$
- $A_V = 2,2$
- $L\dot{E}(H\beta) \simeq 60\ \text{\AA}$
- $F_{H\alpha} = 8,4 \cdot 10^{-17}\ \text{W}\cdot\text{m}^{-2}$

La configuration dynamique du système indique que la formation d'étoiles dans cette région a été déclenchée par la collision des milieux interstellaires des deux galaxies. La composante lumineuse sous-jacente n'est pas rattachée à la région de formation d'étoiles mais aux halos des galaxies. Suivant cette observation j'ai décidé de fixer le rapport des masses à  $r = 10^2$ , de façon similaire à la région 2.

#### Ajustements

Comme on peut le voir sur la figure 6.9 la situation est qualitativement similaire à ce qui a été observé concernant la région 5.

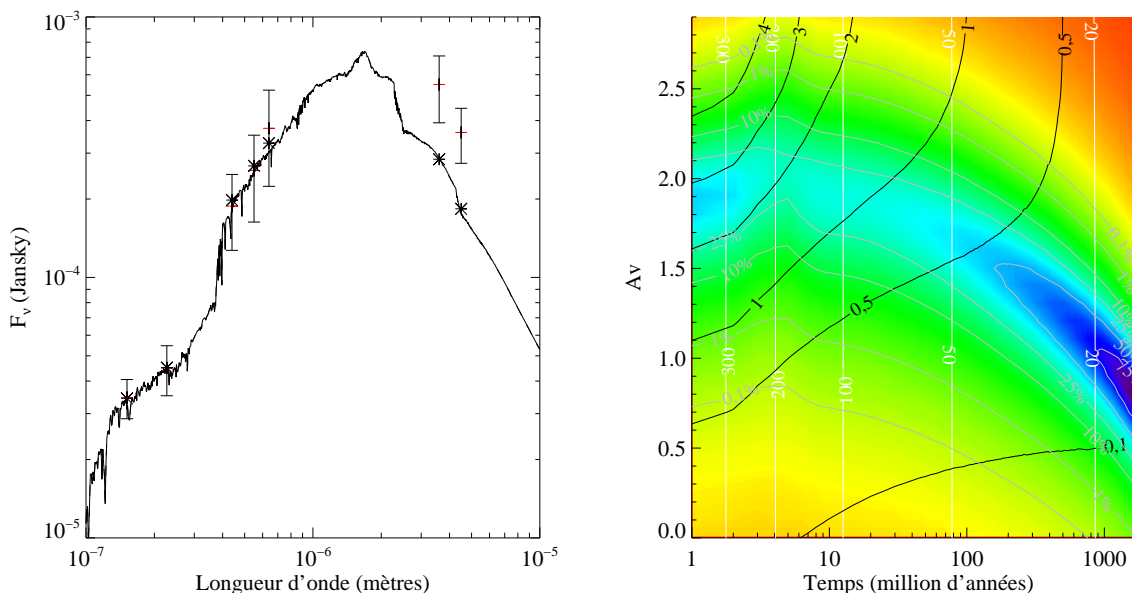


FIGURE 6.9 – Modélisation de la région 11 du Quintette de Stephan avec un rapport de masses valant  $r = 10^2$  et une constante de temps  $\tau = 1,6 \cdot 10^9$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V et R. Voir la figure 6.6.

Le meilleur ajustement donne une formation d'étoiles âgée de  $t = 2 \cdot 10^9$  ans avec une constante de temps de  $\tau = 1,6 \cdot 10^9$  ans et une extinction de 0,7 magnitude, la probabilité de reproduire les observations culminant à 93%. Cette extinction faible diffère largement des observations et cet âge élevé est irréaliste au vu de la dynamique du



système. À cause des barres d'erreur importantes, une large plage de paramètres convient. L'écart entre l'extinction déduite et l'extinction observée étant très important, afin d'étudier l'influence de la constante de temps, je fixe l'extinction à une valeur proche de celle observée soit  $A_v=1,9$  magnitudes (contre 2,2 magnitudes observées), tout en conservant une probabilité aussi élevée que possible, comme on peut le voir sur la figure 6.10. Avec une telle

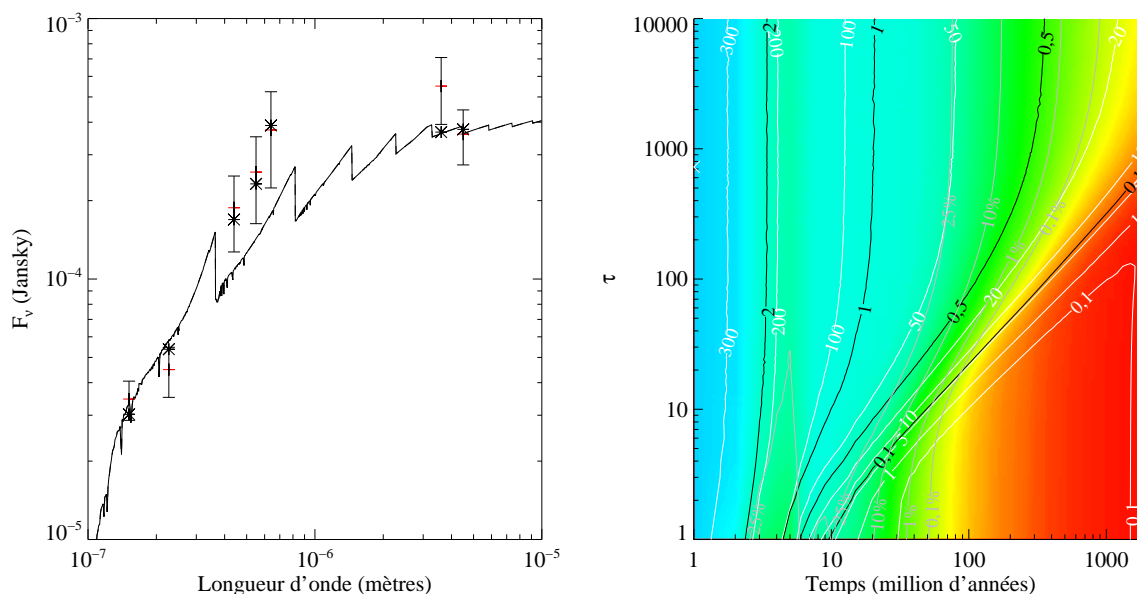


FIGURE 6.10 – Modélisation de la région 11 du Quintette de Stephan avec un rapport de masses valant  $r = 10^2$  et une extinction de 1,9 magnitudes pour le dernier sursaut de formation stellaire. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V et R. Voir la figure 6.7.

extinction le meilleur ajustement se produit pour un âge de  $t = 10^6$  ans, qui peut reproduire les observations avec une probabilité de 46%. On voit qu'une très grande plage de paramètres peut convenir à l'ajustement, dont des modèles reproduisent le bon ordre de grandeur du flux  $H\alpha$  et de la largeur équivalente  $H\beta$  avec une probabilité comprise entre 25% et 50%. Auquel cas le temps écoulé depuis le début du sursaut de formation d'étoiles vaut environ  $t \approx 10 \cdot 10^6$  ans et une constante de temps  $\tau \geq 10 \cdot 10^6$  ans.

### Synthèse

J'ai fait l'hypothèse que le rapport de masses dans la région 11 du Quintette de Stephan vaut  $r = 10^2$ . La plage des paramètres compatibles est assez large. D'un point de vue général les solutions possibles de façon réaliste donnent soit une formation d'étoiles âgée de  $t = 10^6$  ans soit un scénario d'une dizaine de millions d'années, avec une extinction dispersée autour de 1,9 magnitudes. Les scénarios intermédiaires restent cependant eux aussi possibles.

## 6.2.5 Arp 105S

### Présentation de la région et contraintes observationnelles

Bien que son émission soit polluée par la galaxie elliptique NGC 3561B, la région de formation d'étoiles Arp 105S (région numérotée 1 dans ce manuscrit) est particulièrement intéressante. En effet [Duc et Mirabel \(1994\)](#) ont montré que la largeur équivalente  $H\beta$  est particulièrement importante (111 Å) dénotant une flambée de formation d'étoiles assez jeune. Les raies nébulaires sont très fortes comme on peut le voir dans la figure 5-b de l'article susnommé. Les observations ont donné les contraintes suivantes concernant Arp 105S :

- $12 + \log O/H \approx 8,4$

- $A_V=0,8$
- $LÉ(H\beta) \approx 111 \text{ \AA}$
- $F_{H\alpha} = 3 \cdot 10^{-17} \text{ W.m}^{-2}$

L'étude des images optiques montre en effet qu'elle est particulièrement bleue. La question la plus importante ici est celle de quantification, autant que faire se peut, de la population d'origine galactique. Fritze-v. Alvensleben et Duc (1998) avaient trouvé en se basant sur les couleurs B-V, V-R et V-K que 75 % de la masse appartenait à une composante d'origine galactique. Je vais tester ce résultat et le cas échéant donner une nouvelle estimation si jamais celle-ci s'avérait incompatible.

Comme je l'ai précisé plus haut, l'émission d'Arp 105S est polluée par celle de l'elliptique. Afin de minimiser cette pollution j'ai soustrait aussi soigneusement que possible l'émission de l'elliptique. Pour cela, j'ai combiné des procédures ELLIPSE et BMODEL dans IRAF qui permettent d'ajuster le profil de la galaxie et de le soustraire à l'image d'origine. Bien que cela permette de révéler certaines structures supplémentaires cachées par l'elliptique dans les images d'origine, la soustraction n'est en général pas parfaite et des artefacts restent présents, contribuant à une partie de l'incertitude. Une des raisons à la présence de ces artefacts est que cette galaxie elliptique est le siège de formation d'étoiles grâce à de l'accrétion de gaz. D'autre part sur certaines images, en particulier les images IRAC, le profil de la galaxie s'étend sur un nombre peu important de pixels. Finalement, aucune soustraction n'a été possible en ultraviolet, le court temps de pose ne permettant pas de détecter le profil de la galaxie.

### Présence d'une population d'origine galactique

Ici nous sommes en présence du premier système pour lequel le rapport des masses de gaz converties en étoiles est libre. Je présente une figure similaire à la figure 6.6 avec le rapport de masses  $r$  indiqué par le meilleur ajustement. Dans le cas de la région Arp 105S, le meilleur ajustement, présenté sur la figure 6.11, se produit pour un rapport de masses  $r = 10^2$ , un âge  $t = 5 \cdot 10^6$  ans, une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans et une extinction de 1,6 magnitudes pour la composante d'origine intergalactique.

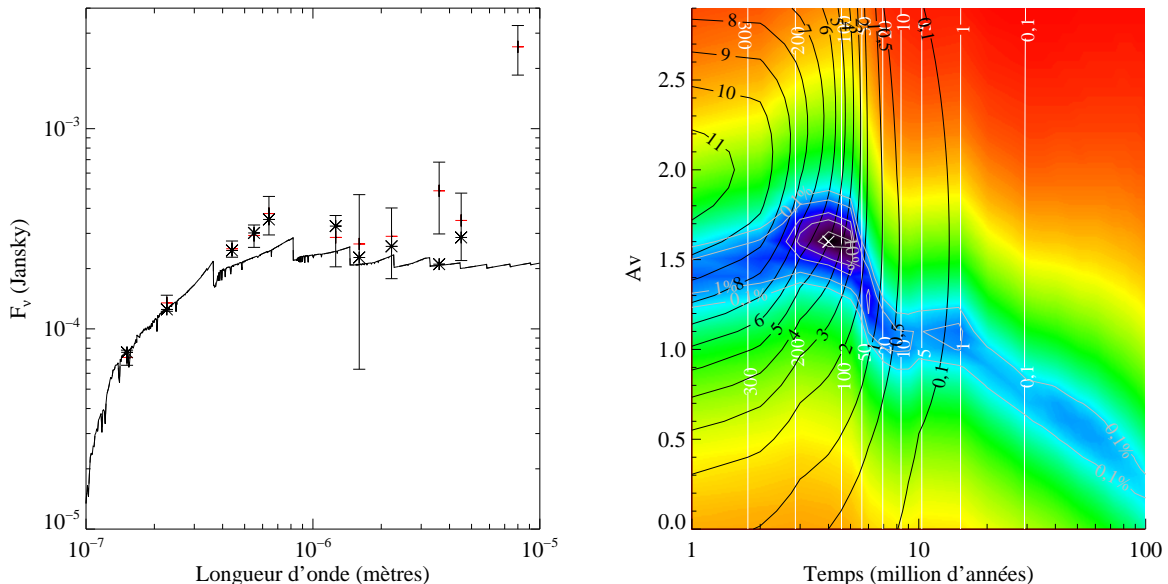


FIGURE 6.11 – Modélisation de la région Arp 105S avec un rapport de masses valant  $r = 10^2$ , et une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6.

L'ajustement semble convaincant, il reproduit les observations avec une probabilité de 65%, et la largeur équivalente  $H\beta$  est du bon ordre de grandeur, mais on peut noter deux problèmes : le flux  $H\alpha$  est nettement surestimé<sup>k</sup>

k. Le même problème se posera en particulier aussi avec NGC 5291, autre système où la formation d'étoiles est jeune et dont les raies

et l'extinction est plus importante que celle déterminée par [Duc et Mirabel \(1994\)](#). On note également que le flux en ultraviolet n'est pas parfaitement ajusté par le modèle. Ceci est peut-être dû à une contamination par l'elliptique bien que son émission doit être faible dans ces bandes. Le court temps de pose<sup>1</sup> ne permet pas d'établir le profil de brillance de surface de celle-ci, il empêche toute soustraction aisée d'une contamination par cette galaxie.

Comme je viens de le montrer, un rapport  $r = 10^2$  permet d'ajuster de façon convaincante la distribution spectrale d'énergie. Afin de déterminer si un ajustement de la sorte est aussi possible pour une population d'origine galactique importante d'une part, ou totalement prédominante d'autre part, j'effectue aussi des ajustements en forçant les rapports de masse à  $r = 10^{-1}$  et  $r = 10^{-2}$ .

Sur la figure 6.12 on voit l'ajustement pour un rapport  $r = 10^{-1}$ , c'est-à-dire que la population d'origine galactique est importante devant la population formée dans le milieu intergalactique.

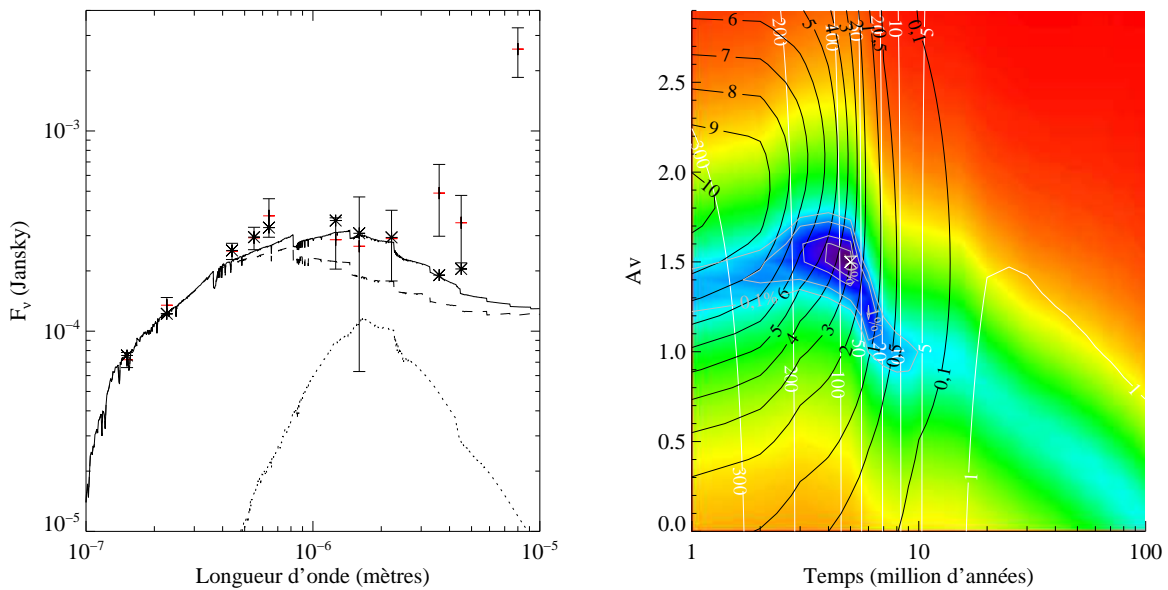


FIGURE 6.12 – Modélisation de la région Arp 105S avec un rapport de masses valant  $r = 10^{-1}$ , une extinction de 1,4 magnitudes pour la composante d'origine galactique, une extinction de 1,5 magnitudes pour celle d'origine intergalactique et une constante de temps  $\tau = 2 \cdot 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6.

La probabilité que le modèle puisse reproduire les observations est de 47%. Le résultat est proche de celui obtenu avec un rapport de masses  $r = 10^2$  :  $t = 5 \cdot 10^6$  ans,  $\tau = 10^6$  ans et une extinction légèrement inférieure, à savoir 1,6 magnitudes pour la population d'origine intergalactique. On note également que le flux en ultraviolet proche tend à être sous-estimé par le modèle, peut-être une contamination par la galaxie, voir plus haut.

En augmentant encore la proportion de la composante d'origine galactique, l'ajustement se dégrade de façon assez importante. À fin d'illustration j'ai effectué un ajustement pour  $r = 10^{-2}$  présenté sur la figure 6.13.

Le meilleur ajustement, qui a lieu pour un âge  $t = 5 \cdot 10^6$  ans, une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans, une extinction nulle pour la composante d'origine galactique et une extinction de 1,1 magnitudes pour celle d'origine intergalactique. Celui-ci n'a qu'une très faible probabilité <0,1% de reproduire les observations tendant à exclure ce cas.

Il est très difficile de contraindre les rapports plus faibles comme je l'ai précisé plus haut. Pour cela il faudrait déterminer avec plus de précision les flux en infrarouge proche. Il y a deux difficultés importantes à ce travail. Tout d'abord la pollution due à la galaxie elliptique proche rend celui-ci problématique. La procédure de soustraction de son émission que j'ai mentionnée plus haut ne donne pas des résultats parfaits. De ce fait, si une population

nébulaires sont fortes. Je renvoie à la section 4.3.9 pour les détails concernant les limites de la modélisation.

1. Il n'est que de 115 secondes, soit le temps de pose le plus court alors que ce système est le plus éloigné. Voir le tableau récapitulatif section 4.1.

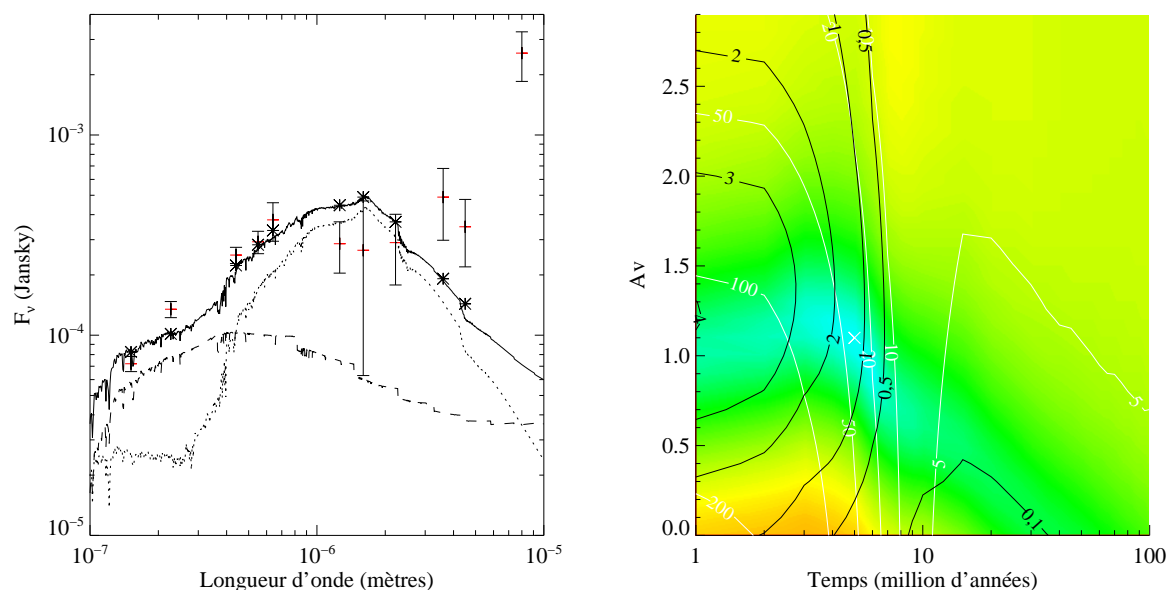


FIGURE 6.13 – Modélisation de la région Arp 105S avec un rapport de masses valant  $r = 10^{-2}$ , une extinction nulle pour la composante d'origine galactique, et une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6.

d'origine galactique est détectée il peut simplement s'agir d'une pollution par le halo de la galaxie elliptique. Autre composante de l'incertitude inhérente aux observations en infrarouge proche est l'importante variabilité du fond du ciel. J'ai tenté de pallier ce problème en prenant des ouvertures un peu plus faibles en infrarouge proche, tout en m'assurant de n'avoir pas perdu de flux.

Comme je l'ai signalé plus haut, [Fritze-v. Alvensleben et Duc \(1998\)](#) avaient trouvé que la composante d'origine intergalactique représentait 75% de la masse. Afin de voir si ce résultat est compatible j'ai fixé le rapport de masse à  $r = 10^{0.25}$  m. L'ajustement est présenté sur la figure 6.14.

Le meilleur ajustement donne les mêmes paramètres que pour le cas  $r = 10^2$ , duquel il est visuellement difficilement distinguable, à l'exception de l'âge légèrement plus jeune. La probabilité que le modèle puisse reproduire les observations est de 64%.

## Synthèse

Les larges incertitudes sur les flux pour les diverses raisons exposées précédemment rendent toute conclusion définitive ou toute contrainte précise difficiles. On peut cependant tirer un certain nombre de conclusions. La figure 6.13 permet d'exclure avec une relative certitude une composante galactique dominant très largement la masse. Il est vraisemblable que la composante d'origine intergalactique soit responsable d'une partie non négligeable de la masse, voire qu'il y ait une absence d'une quelconque population d'origine galactique. Il faut aussi garder à l'esprit que l'émission à  $3,6\ \mu\text{m}$  et à  $4,5\ \mu\text{m}$  est nettement surestimée par rapport à ce que donnent les modèles. Cette surestimation est un indice important de déficience d'une population d'origine galactique. Celle-ci étant moins importante, voire absente, les différentes composantes de la poussière représentent une part proportionnellement plus importante du flux, non seulement dans ces bandes, mais aussi peut-être en infrarouge proche, surtout pour les longueurs d'onde les plus grandes cependant. Ceci nécessiterait une étude approfondie avec une modélisation adéquate de la poussière.

m. Le pourcentage de la masse d'étoiles d'origine intergalactique parmi la masse totale d'étoiles vaut  $(r \cdot a) / (1 + r \cdot a)$ , où  $a$  est le coefficient de conversion entre les masses d'étoiles des deux population pouvant être déterminé à partir de la figure 4.4. Ici l'âge du sursaut de formation d'étoiles étant jeune, j'ai pris  $a = 1,6$ . En prenant  $r = 10^{0.25}$ , la masse stellaire d'origine intergalactique représente 74% de la masse stellaire totale.

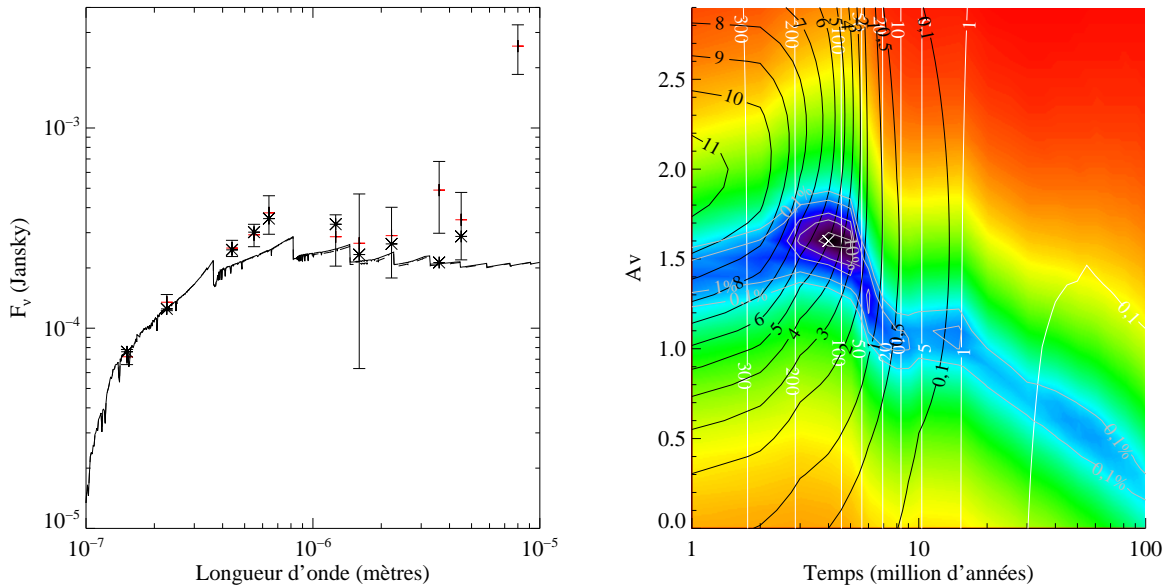


FIGURE 6.14 – Modélisation de la région Arp 105S avec un rapport de masses valant  $r = 10^{0,25}$  et une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6.

Ensuite les ajustements tendent à donner un âge plutôt faible de moins d'une dizaine de millions d'années. L'extinction est cependant plus importante que celle mesurée spectroscopiquement. Ce cas de figure apparaît aussi dans le cas de NGC 5291 comme je le montrerai dans la section 6.2.7. L'âge déduit des ajustements étant faible, la constante de temps n'aura qu'une influence marginale.

## 6.2.6 Arp 245N

### Présentation de la région et contraintes observationnelles

L'étude des images optiques d'Arp 245N montre sans conteste la présence d'une population originaire du disque de la galaxie parent (Duc et al. 2000). Au niveau du retournement de la queue de marée on observe des régions plus bleues<sup>n</sup> qui ressortent nettement dans les bandes traçant la formation d'étoiles. Mon objectif est ici de quantifier quelle est la quantité de gaz qui a été transformée en étoiles dans chaque population. Des estimations ont déjà été publiées par Duc et al. (2000), en utilisant un code de synthèse spectrale évolutive avec des données en optique et en infrarouge proche donnant une limite supérieure de 2% pour les étoiles formées depuis  $100 \cdot 10^6$  ans<sup>o</sup>.

Des observations ont donné les contraintes suivantes concernant Arp 245N :

- $12 + \log O/H \simeq 8,65$
- $A_V = 2$
- $LÉ(H\beta) \simeq 10 \text{ \AA}$
- $F_{H\alpha} = 2,5 \cdot 10^{-17} \text{ W.m}^{-2}$

Il y a de plus une contrainte sur l'âge. Une simulation de la dynamique du système a été présentée par Duc et al. (2000) montrant que la morphologie du système est la mieux ajustée  $100h^{-1}$  après la première rencontre, ce qui en prenant  $h = 0,73$  donne un âge d'environ  $137 \cdot 10^6$  ans.

n. Voir la figure 5.6.

o. Étant donnée l'importance de la population âgée visible dans les images optiques cette limite dépend bien sûr de façon très importante de l'ouverture.

### Quantification des populations d'origines intergalactique et galactique

Le meilleur ajustement se produit pour un âge  $t = 110 \cdot 10^6$  ans, une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans, un rapport de masse  $r = 10^{-1}$ , une extinction de 1,1 magnitudes pour la composante galactique et une 1,4 magnitudes pour la composante d'origine intergalactique, comme on peut le voir sur la figure 6.15.

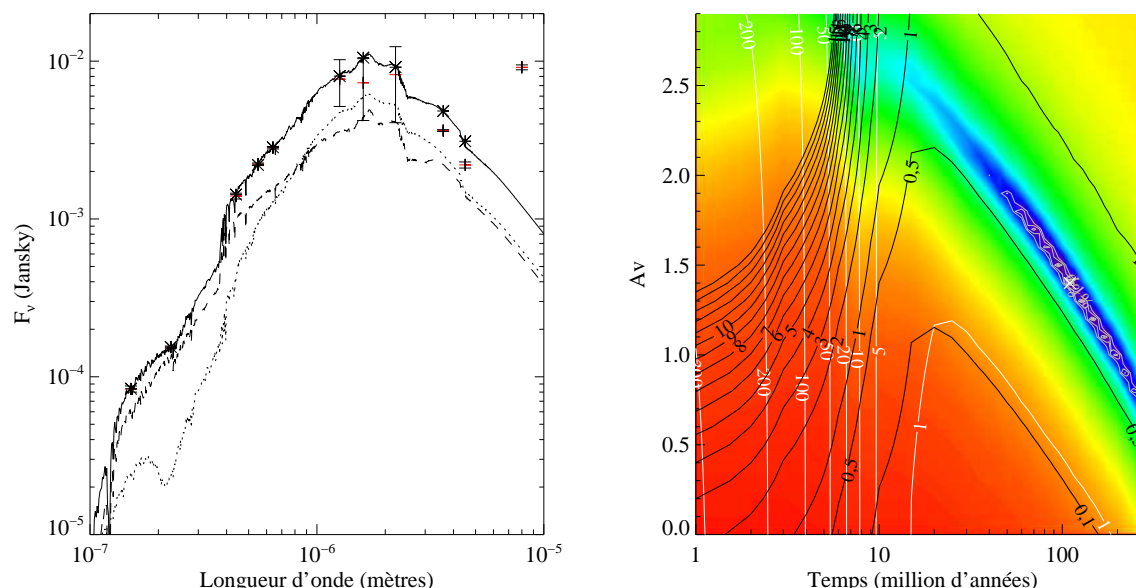


FIGURE 6.15 – Modélisation de la région Arp 245N avec un rapport de masses valant  $r = 10^{-1}$ , une extinction de 1,1 magnitudes pour la composante d'origine galactique, et une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6.

Cette solution appelle un certain nombre de commentaires. Tout d'abord une remarque préliminaire. On voit que seule une fine plage de paramètres a une probabilité non négligeable de reproduire les observations. Ceci est dû à une contrainte très forte sur les observations. En effet l'erreur sur le fond du ciel est faible contrairement aux autres systèmes et les erreurs systématiques de calibration n'ont pas été prises en compte dans les barres d'erreur<sup>p</sup>, de ce fait elles deviennent dans ce cas particulier prédominantes. Suite à cette particularité j'ai pris le parti de ne pas me baser sur les probabilités issues de la valeur du  $\chi^2$  pour décider de la qualité subjective de l'ajustement. Ensuite, une population âgée de  $t = 110 \cdot 10^6$  ans n'émet, dans PÉGASE II, plus de rayonnement ionisant, donc sa luminosité  $H\alpha$  intrinsèque est nulle. Ici l'émission  $H\alpha$  provient de la composante d'origine galactique qui forme encore des étoiles (la décroissance étant exponentielle sur une période importante je le rappelle). Ceci peut vouloir dire qu'après une flambée initiale il y a  $t = 110 \cdot 10^6$  ans le taux de formation d'étoiles est retombé à un niveau plus faible, comparable à celui de la galaxie parent telle qu'elle a été modélisée ici. On peut se poser ici la question de la pertinence d'avoir une population âgée, sensée modéliser le disque de la galaxie parent, formant encore des étoiles après l'interaction. J'ai décidé de ne pas couper brutalement la formation d'étoiles après  $t = 12 \cdot 10^9$  ans afin d'éviter que des effets transitoires ne perturbent les modèles. Naturellement on peut voir la formation d'étoiles dans cette population comme appartenant à la population d'origine intergalactique. La masse impliquée dans cette formation étant faible (à  $12 \cdot 10^9$  ans, seul 10% du gaz initial n'a pas encore été transformé en étoiles) l'effet sur la détermination des rapports de masses devrait être suffisamment petit pour être sans conséquence.

On voit qu'il existe une bande assez importante de paramètres permettant d'avoir un ajustement convenable. Par rapport au meilleur ajustement cela donne soit des solutions plus âgées et plus faiblement éteintes, soit des solutions plus jeunes et plus éteintes. Les contraintes que j'ai mentionnées plus haut tendent à exclure le premier cas et à privilégier le second cas (l'extinction est plus importante et dynamiquement le système a moins de  $140 \cdot 10^6$  ans).

p. Celles-ci étant systématiques elle ne peuvent s'additionner quadratiquement avec les autres erreurs.

### Influence de la fonction de masse initiale

L'étude de [Duc et al. \(2000\)](#) avait été menée en utilisant la fonction de masse initiale de [Scalo \(1986\)](#). Afin de voir si les résultats obtenus dépendent de façon non négligeable, ou pas, de la FMI j'ai décidé de réitérer mon étude en utilisant cette fois une fonction de masse initiale identique à la leur.

J'ai tout d'abord vérifié quel était le meilleur ajustement avec cette nouvelle fonction de masse. J'ai donc fait un graphique similaire à celui de la figure 6.15 que l'on peut voir sur la figure 6.16.

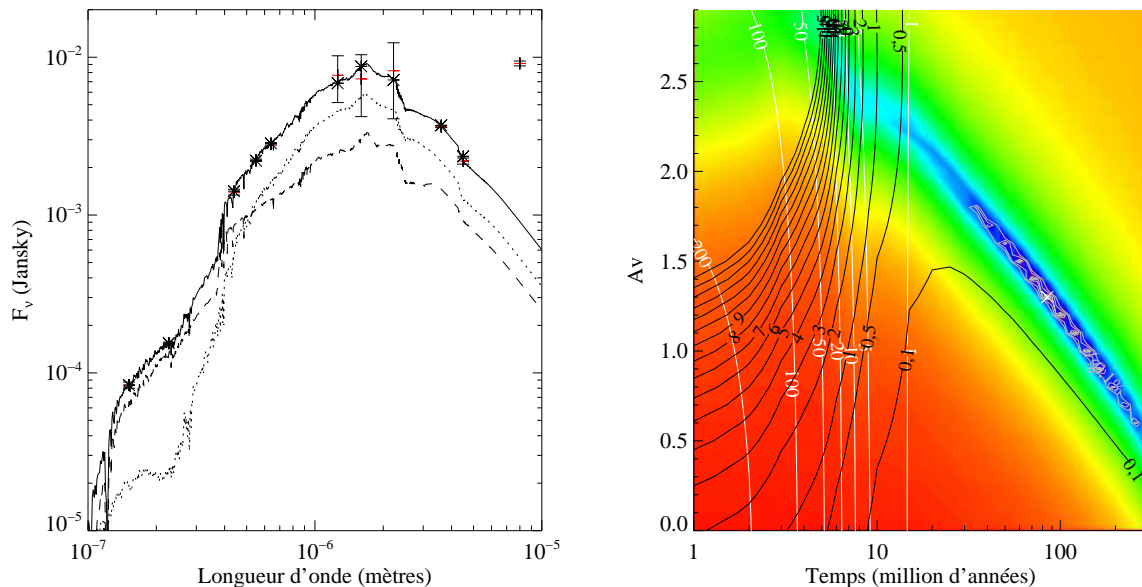


FIGURE 6.16 – Modélisation de la région Arp 245N avec un rapport de masses valant  $r = 10^{-0,75}$ , une extinction de 0,6 magnitude pour la composante d'origine galactique, et une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6.

Les résultats sont relativement équivalents. Le meilleur ajustement se produit pour un sursaut de formation d'étoiles quasi-instantané ( $\tau = 10^6$  ans) âgé de  $85 \cdot 10^6$  ans, l'extinction de la population d'origine galactique est de 0,6 magnitude alors qu'elle est de 1,3 magnitudes pour celle d'origine intergalactique, finalement le rapport de masses est légèrement plus élevé, valant  $r = 10^{-0,75}$ .

On observe un léger décalage vers des âges plus jeunes. Ceci est dû au fait qu'une fonction de masse initiale de [Scalo \(1986\)](#) crée moins d'étoiles massives, ce qui est particulièrement sensible dans l'ultraviolet. Pour compenser le nombre plus faible de ces étoiles, il faut alors se placer à un âge plus jeune afin qu'un nombre plus restreint de celles-ci aient déjà disparu. La fonction de masse initiale a donc, dans le cas présent, un effet non négligeable sur l'âge perçu des régions de formation d'étoiles. Dans ces ajustements les rapports de masse varient peu d'une fonction de masse initiale à l'autre.

On constate aussi qu'avec la fonction de masse initiale de [Scalo \(1986\)](#) les bandes IRAC à  $3,6 \mu\text{m}$  et à  $4,5 \mu\text{m}$  sont mieux reproduites qu'avec la fonction de masse initiale de [Salpeter \(1955\)](#). La FMI de [Scalo \(1986\)](#) créant plus d'étoiles intermédiaires et moins d'étoiles de très faible et de forte masses que celle de [Salpeter \(1955\)](#), le flux en infrarouge moyen sera comparativement plus faible par rapport à l'optique dans le premier cas vis-à-vis du second, ce qui explique pourquoi ce flux était surévalué précédemment. La distribution spectrale d'énergie étant ajustée plus naturellement avec une fonction de masse initiale de type [Scalo \(1986\)](#), je pose l'hypothèse que celle-ci est effectivement la FMI réelle de cette région de formation d'étoiles, comme le laissent à penser les ajustements, cela signifie que les bandes à  $3,6$  et  $4,5 \mu\text{m}$  sont très peu polluées par la poussière et donc très largement dominées par le flux stellaire. Du reste quand on compare l'émission des HAP et l'émission du continu de la poussière dans cette région on trouve  $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6}) = 73^q$ , une des valeurs les plus élevées que l'on peut observer sur les

q. Voir le chapitre suivant pour des explications détaillées et le mode de calcul de cette expression.

figures 7.1 et 7.2. Cette valeur importante est donc non seulement due à une émission importante des HAP dans la bande à  $8 \mu\text{m}^r$  mais aussi à une faiblesse de l'émission du continu des très petits grains.

### Histoire de la formation d'étoiles récente

J'étudie maintenant l'influence de la constante de temps sur les ajustements. Pour cela je conserve la fonction de masse initiale de [Scalo \(1986\)](#). Sur la figure 6.17 l'ajustement pour un rapport de masses  $r = 10^{-0.75}$  est présenté.

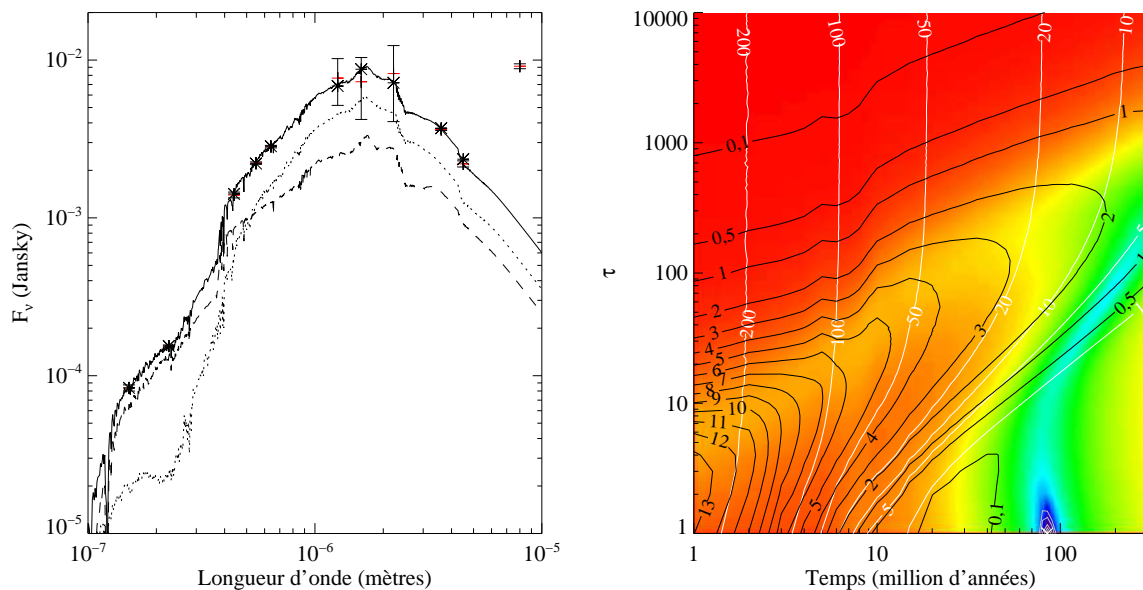


FIGURE 6.17 – Modélisation de la région Arp 245N avec un rapport de masses valant  $r = 10^{-0.75}$ , une extinction de 0,6 magnitude pour la composante d'origine galactique, et une extinction de 1,3 magnitudes pour celle d'origine galactique. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H, et K. Voir la figure 6.7.

Si le meilleur ajustement correspond à une formation d'étoiles quasi-instantanée comme dans le cas de la figure 6.16<sup>s</sup>, des constantes de temps plus importantes permettent de reproduire de façon convaincante la distribution spectrale d'énergie ainsi que le  $H\alpha$  pour une constante de temps de  $10 \cdot 10^6$  ans à  $100 \cdot 10^6$  ans et un âge allant jusqu'à  $200 \cdot 10^6$  ans.

### Synthèse

Les différents ajustements ont montré que le rapport des masses de gaz transformées en étoiles est d'un ordre de grandeur d'environ  $r = 10^{-1}$ . Alors que l'âge est typiquement de  $100 \cdot 10^6$  ans, la constante de temps  $\tau$  valant au plus quelques dixièmes de l'âge. D'autre part afin de comparer avec la modélisation faite par [Duc et al. \(2000\)](#) utilisant la fonction de masse initiale de [Scalo \(1986\)](#) j'ai effectué une étude similaire. Il en est sorti que l'ordre de grandeur des résultats précédents est similaire, de plus, cette fonction de masse initiale permet de mieux reproduire les flux à  $3,6 \mu\text{m}$  et à  $4,5 \mu\text{m}$ . Finalement, la masse d'étoiles formée dans le milieu intergalactique représente environ 15% de la masse stellaire totale.

r. Voir le spectre sur la figure 7.7 et les flux dans le tableau 7.3.

s. Qui reproduisait mal le flux  $H\alpha$  comme on peut le voir.



## 6.2.7 NGC 5291N

### Présentation de la région et contraintes observationnelles

La région de formation d'étoiles 21 dans le système NGC 5291, aussi nommée NGC 5291N, est la plus lumineuse du système<sup>t</sup>. Des travaux précédents de [Duc et Mirabel \(1998\)](#) et [Higdon et al. \(2006\)](#) laissent à penser que les régions de formation d'étoiles dans NGC 5291 sont vraisemblablement très jeunes et des arguments dynamiques suggèrent que la population sous-jacente d'étoiles âgées est peut-être inexistante. La luminosité importante de cette région permet de minimiser les barres d'erreur. La seconde région la plus lumineuse, la région 3 (aussi appelée NGC 5291S), étant qualitativement similaire j'ai décidé de me restreindre à l'étude de la région 21.

Comme je l'ai montré dans la section 4.3.9, ce système revêt des difficultés spécifiques concernant l'ajustement, les raies nébulaires étant particulièrement fortes. Je renvoie à la section susnommée pour tout détail supplémentaire concernant ces limites à la modélisation.

Les observations ont donné les contraintes suivantes concernant NGC 5291N :

- $12 + \log O/H \simeq 8,38$
- $A_V < 0,1^u$
- $LÉ(H\beta) \simeq 140 \text{ \AA}$
- $F_{H\alpha} = 5,4 \cdot 10^{-17} \text{ W.m}^{-2}$

### Présence d'une population d'origine galactique

Je veux étudier la présence ou non d'une population d'origine galactique. Pour cela j'ai étudié l'évolution de l'ajustement en faisant varier le rapport de masse  $r$ .

Sur la totalité des modèles le meilleur ajustement, qui peut reproduire les observations avec une probabilité très faible de 6%, est présenté sur la figure 6.18.

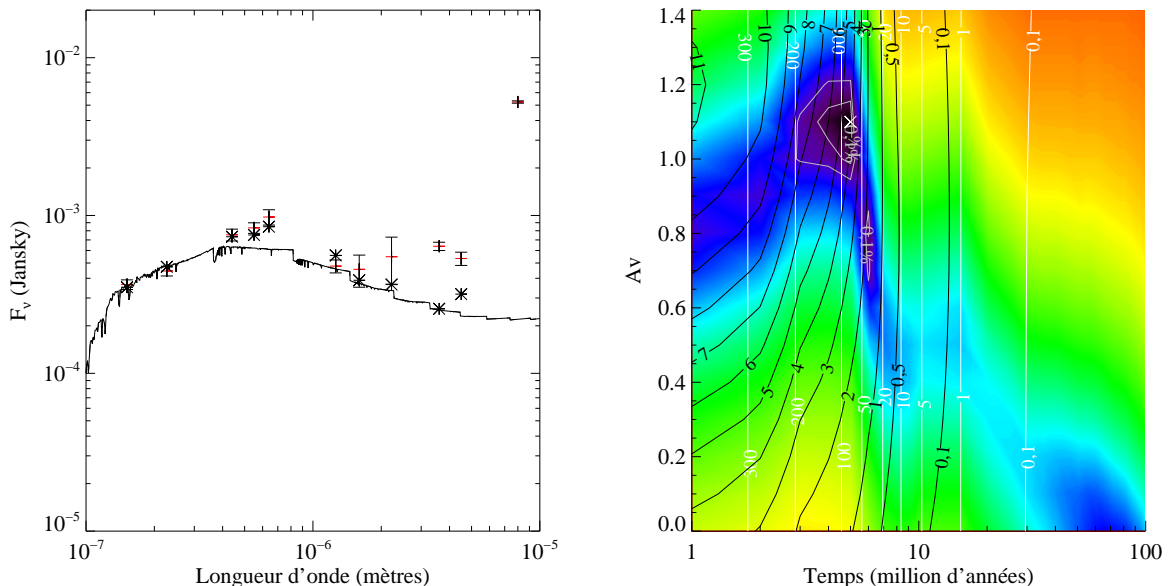


FIGURE 6.18 – Modélisation de la région NGC 5291N avec un rapport de masses valant  $r = 10^2$ , une extinction nulle pour la composante d'origine galactique, une extinction de 1,1 magnitudes pour la composante d'origine intergalactique, et une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6.

t. À l'exception de la région 1, plus lumineuse en ultraviolet.

u. Comme je vais le montrer dans le chapitre 7, l'extinction est vraisemblablement nettement supérieure, aux environs de 0,5 magnitude.

On obtient un meilleur ajustement pour un âge de  $t = 5 \cdot 10^6$  ans, une constante de temps de  $\tau = 10^6$  ans, une extinction nulle pour la composante d'origine galactique, une extinction de 1,1 magnitudes pour la composante d'origine intergalactique et un rapport de masse  $r = 10^2$ . De toute évidence il semblerait que le problème provienne de l'ajustement de la bande J, celle-ci étant surévaluée par le modèle. Cette bande est dominée pour un sursaut de formation d'étoiles jeune par la raie de recombinaison de l'hydrogène Pa- $\beta$  à  $1,281\ 81\ \mu\text{m}$  ainsi que par la raie de [Ne II] à  $1,28\ \mu\text{m}$ . Cet exemple montre à quel point il est crucial que dans ce genre d'objet où les raies sont particulièrement intenses, celles-ci reproduisent convenablement les observations, leur influence sur le flux dans les filtres étant importante. Cependant, le minimum local dans la valeur du  $\chi^2$  est relativement prononcé, laissant à penser que malgré les incertitudes importantes les paramètres possibles sont très proches de ceux du meilleur ajustement.

Malgré cet ajustement de qualité insuffisante, j'ai étudié l'ajustement pour une population stellaire importante afin de voir si la dégradation de celui-ci exclut un tel rapport de masse ou non. L'ajustement pour un rapport de masse  $r = 10^{-1}$ , est présenté sur la figure 6.19.

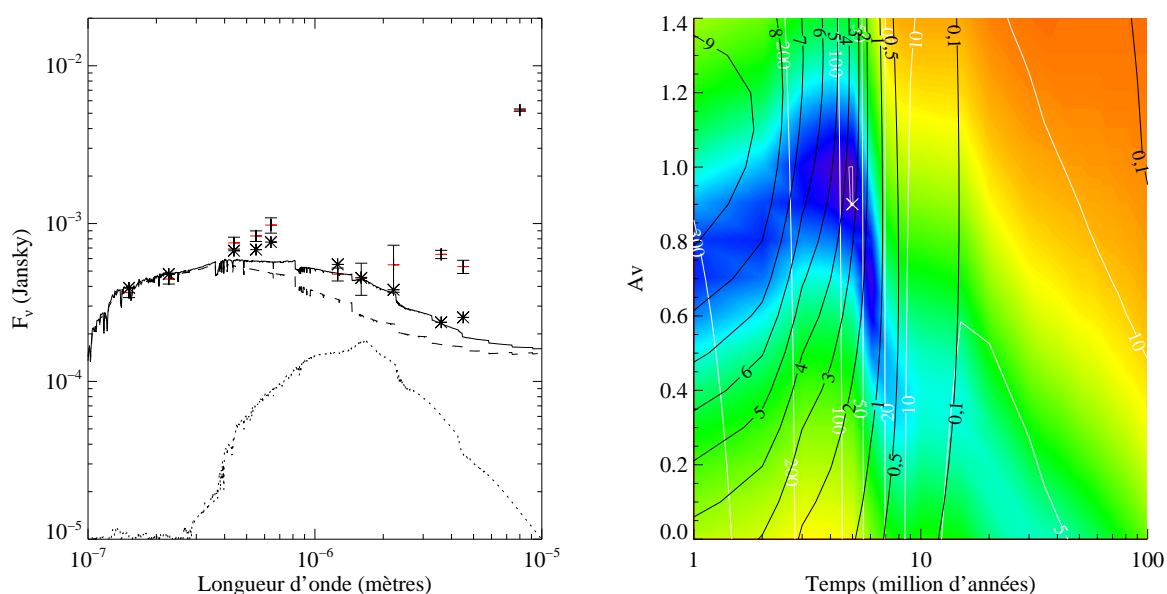


FIGURE 6.19 – Modélisation de la région NGC 5291N avec un rapport de masses valant  $r = 10^{-1}$  une extinction nulle pour la population d'origine galactique, de 0,9 magnitude pour la composante d'origine intergalactique, et une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, R, J, H et K. Voir la figure 6.6.

Si l'ajustement dans la bande K semble meilleur en revanche pour les autres bandes en infrarouge il ne s'améliore pas et il est fortement dégradé en optique, les flux étant systématiquement sous-évalués.

L'incertitude importante sur la modélisation de la raie H $\alpha$  rend toute quantification de la masse de la composante d'origine galactique particulièrement hasardeuse c'est pourquoi je ne donnerai pas de valeur précise ici. Cependant comme je l'ai montré, les meilleurs ajustements se font pour un rapport de masses relativement élevé,  $r = 10^2$ . Cependant en diminuant la valeur du rapport des masses, la qualité de l'ajustement ne cesse de se dégrader montrant que la présence d'une population d'origine galactique suffisamment lumineuse pour changer significativement est beaucoup moins probable qu'une population inexistante ou suffisamment légère pour ne modifier que marginalement la distribution spectrale d'énergie.

#### Particularités des bandes à $3,6\ \mu\text{m}$ et à $4,5\ \mu\text{m}$

Outre le flux dans la raie H $\alpha$  dont on a vu qu'il ne pouvait pas être expliqué par la modélisation actuelle, une autre particularité que l'on remarque dans cette région est le flux particulièrement fort par rapport à ce que donnent

les modèles pour les bandes à 3,6  $\mu\text{m}$  et 4,5  $\mu\text{m}$ . Ils ne peuvent pas être reproduits par l'introduction d'une composante d'origine galactique. Comme je l'ai déjà signalé plus haut, habituellement la bande à 3,6  $\mu\text{m}$  est dominée par le continu stellaire alors que la bande à 4,5  $\mu\text{m}$  est un mélange de l'émission du continu des très petits grains et de l'émission stellaire. Cela signifie que l'on s'attend à ce que la bande à 3,6  $\mu\text{m}$  soit peu différente de ce que donnent les ajustements (sous l'hypothèse que la raie HAP à 3,3  $\mu\text{m}$  n'apporte pas une contribution non négligeable au flux dans la bande, des observations spectroscopiques ne sont cependant pas disponibles pour vérifier cela). Or dans le cas actuel, le flux à 3,6  $\mu\text{m}$  est lui-même sous-évalué d'au-moins 50% jusqu'à plusieurs fois par rapport à la valeur attendue d'après l'ajustement. L'absence de population stellaire vieille qui habituellement domine l'infrarouge rend l'émission de la poussière détectable. Une autre possibilité d'explication de ce phénomène nécessite une étude détaillée de la poussière. En effet il est possible que le choc créé lors de la collision ait été initialement suffisamment rapide (bien que la vitesse ait nettement décru depuis, n'étant plus que de 40  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  alors que la vitesse d'impact était de 1 250  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ) pour affecter la poussière et changer les fractions des différentes composantes. Ce type d'étude dépasse assez largement le cadre de cette thèse d'une part elle nécessiterait de plus des observations de la poussière à de plus grandes longueurs d'onde. Ici l'observatoire Herschel pourrait jouer un rôle déterminant dans l'éclaircissement de ce point particulier.

## Synthèse

La question fondamentale concernant ce système est la présence ou non d'une population stellaire âgée. Bien que les régions de formation d'étoiles semblent ici très particulières (flux  $H\alpha$ , LÉ( $H\beta$ ), flux à 3,6  $\mu\text{m}$  et 4,5  $\mu\text{m}$  inattendus) rendant leur modélisation difficile, j'ai obtenu des résultats montrant que si population stellaire d'origine galactique il y a, alors celle-ci ne modifie que marginalement la distribution spectrale d'énergie (le meilleur ajustement indique même que la quasi-totalité de la masse se trouverait dans une population formée dans le milieu intergalactique). D'autre part l'étude de l'histoire de la formation d'étoiles montre que la flambée de formation stellaire est récente, typiquement de l'ordre de  $5 \cdot 10^6$  ans. L'âge déduit des ajustements étant faible, la constante de temps n'aura qu'une influence marginale.

## 6.2.8 NGC 7252NW

### Présentation de la région et contraintes observationnelles

NGC 7252 est un système représentant une phase avancée de la fusion de deux galaxies et qui possède des queues de marée assez anciennes. Sur les images optiques on observe une composante diffuse le long des queues, une population d'étoiles arrachées des galaxies en fusion. Tout comme le Quintette de Stephan, ce système ne possède pas d'observations en infrarouge proche. J'ai décidé de fixer le rapport des masses à  $r = 10^{-1}$  avec une extinction nulle pour la composante d'origine galactique.

Les observations ont donné les contraintes suivantes concernant NGC 7252NW :

- $12 + \log O/H \approx 8,58$
- $A_V = 1,1$
- $LÉ(H\beta) \approx 30 \text{ \AA}$
- $F_{H\alpha} = 1,0 \cdot 10^{-17} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$

### Ajustements

Sur la figure 6.20 on voit l'ajustement en fonction de l'âge et de l'extinction.

Le meilleur ajustement, qui peut reproduire les observations avec une probabilité de 92%, a lieu pour une extinction de 0,2 magnitude, bien plus faible que ce qui est observé spectroscopiquement, environ 1,1 magnitudes comme je l'ai signalé plus haut, un âge  $t = 110 \cdot 10^6$  ans et une échelle de temps de  $\tau = 35 \cdot 10^6$  ans. Dans tous les cas les ajustements raisonnables donnent une extinction inférieure à 1 magnitude. Il est difficile d'imposer une limite inférieure, une extinction nulle conduisant à un ajustement qui reste convenable. On voit aussi que l'âge diminue (à échelle de temps constante) pour une extinction augmentant. C'est-à-dire qu'en adoptant un âge plus faible, l'extinction se rapproche plus de celle observée.

Comme je viens de le mentionner, la constante de temps du meilleur ajustement est  $\tau = 35 \cdot 10^6$  ans. Sur la figure 6.21 on peut voir, en fixant l'extinction à 0,2 magnitude, soit celle du meilleur ajustement, l'évolution de l'ajustement en fonction de la constante de temps et de l'âge.

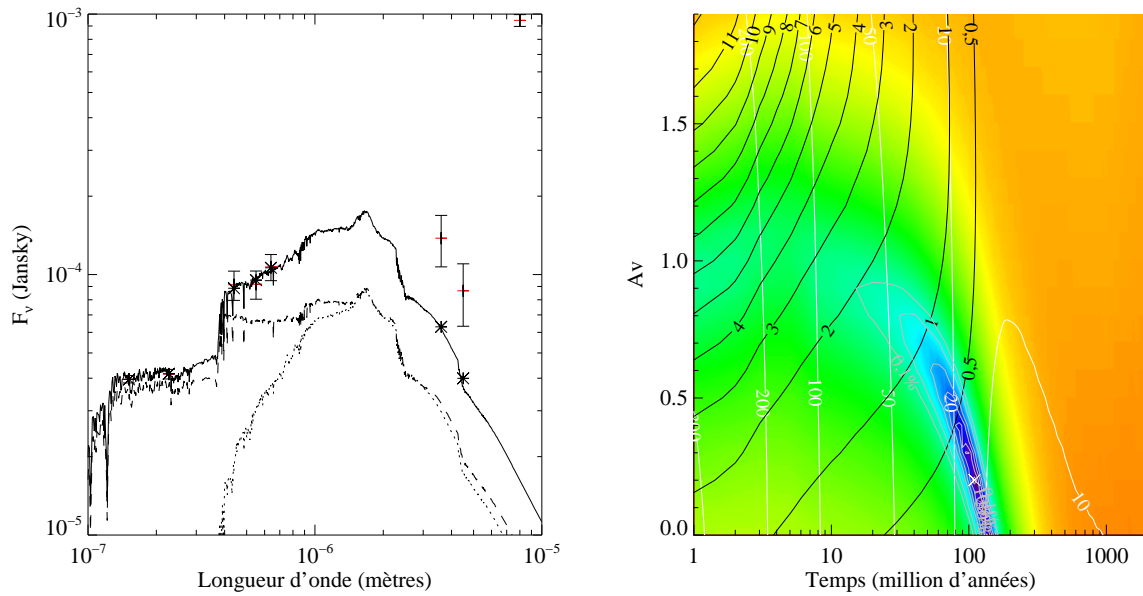


FIGURE 6.20 – Modélisation de la région NGC 7252NW avec un rapport de masses valant  $r = 10^{-1}$ , une extinction nulle pour la composante d'origine galactique, et une constante de temps  $\tau = 35 \cdot 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, et R. Voir la figure 6.6.

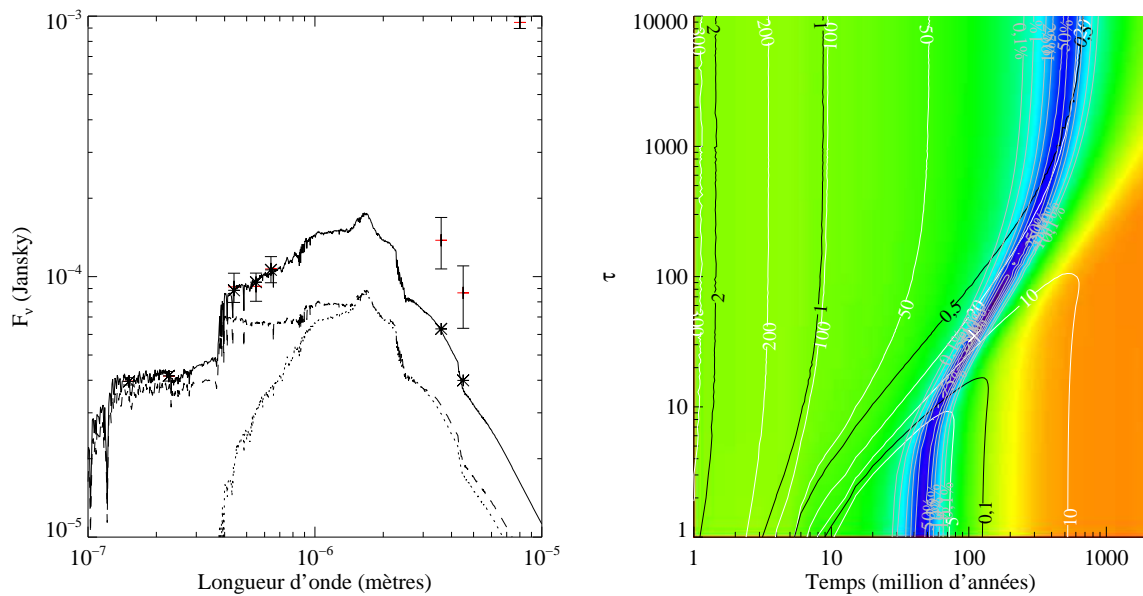


FIGURE 6.21 – Modélisation de la région NGC 7252NW avec un rapport de masses valant  $r = 10^{-1}$ , une extinction nulle pour la composante d'origine galactique, et une extinction de 0,2 magnitude pour celle d'origine intergalactique. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, B, V, et R. Voir la figure 6.7.

On voit qu'il y a en réalité une plage très importante de paramètres menant à un ajustement raisonnable. Une formation d'étoiles quasi-instantanée impose un âge d'un peu moins de  $60 \cdot 10^6$  ans. À l'opposé, en fixant une formation d'étoiles quasi-constante, le meilleur ajustement peut reproduire les observations avec une probabilité supérieure à 50% pour un âge  $t = 500 \cdot 10^6$  ans. Entre ces deux valeurs extrêmes, le meilleur ajustement peut toujours reproduire les observations avec une probabilité d'au-moins 50%. Cependant, la limite supérieure ne peut être dépassée quelque soit la constante de temps. Celle-ci dépend surtout du rapport de masses  $r$  et de l'extinction. Par exemple pour une extinction de 0,2 magnitude et un rapport de masses  $r = 10^2$  l'âge maximal dépasse  $10^9$  ans.

## 6.2.9 VCC 2062

### Présentation de la région et contraintes observationnelles

Le dernier objet étudié, VCC 2062 est hautement intéressant de part ses caractéristiques particulières par rapport aux autres naines de marée. Cet objet est crucial dans l'étude des régions de formation d'étoiles composées de débris de collisions car c'est le premier candidat âgé et proche. Avant cette étude aucune n'avait encore été découverte bien que [Bournaud et Duc \(2006\)](#) aient prédit leur existence.

Les observations ont donné les contraintes suivantes concernant VCC 2062 :

- $12 + \log O/H \simeq 8,6$
- $A_V = 0,1$
- $LÉ(H\beta) \simeq 70 \text{ \AA}$
- $F_{H\alpha} = 4 \cdot 10^{-18} \text{ W.m}^{-2}$

Ce système ne possède pas d'observations en infrarouge proche, cependant l'analyse des images ne fait pas apparaître de composante diffuse d'origine galactique, j'ai décidé de supposer que celle-ci est négligeable devant la composante d'origine intergalactique, en fixant  $r = 10^2$ .

### Ajustements

Sur la figure 6.22 on voit l'ajustement en fonction de l'âge et de l'extinction.

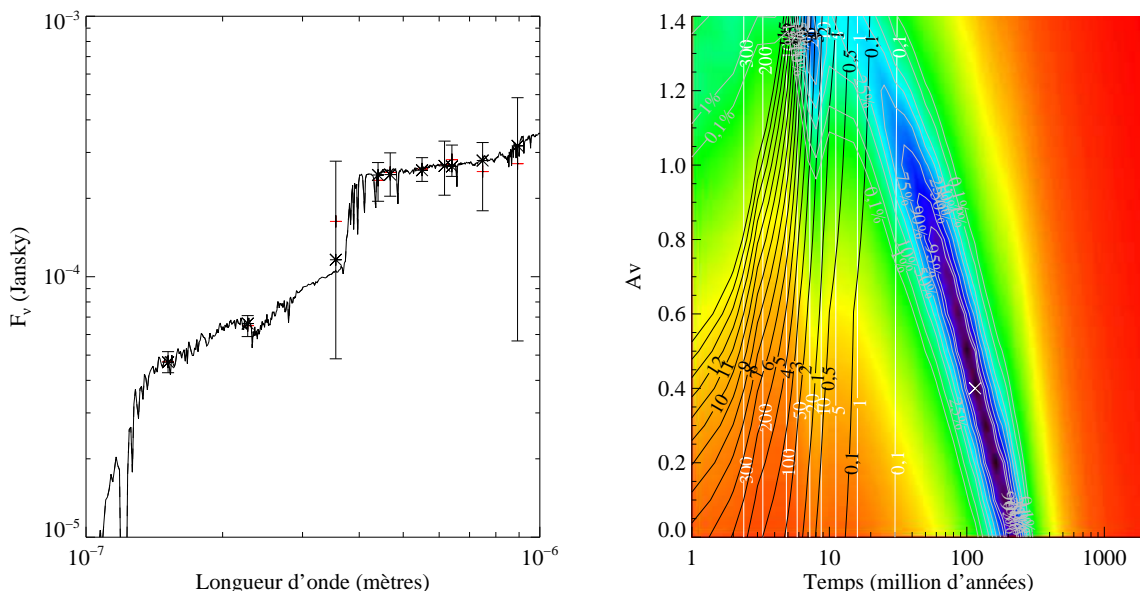


FIGURE 6.22 – Modélisation de la galaxie VCC 2062 avec un rapport de masses valant  $r = 10^2$  et une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, u', B, g', V, r', R, i' et z'. Voir la figure 6.6.

Conformément aux observations spectroscopiques l'extinction est faible, typiquement de l'ordre de quelques dixièmes de magnitude. Le meilleur ajustement donne un âge de  $t = 115 \cdot 10^6$  ans et une formation d'étoiles quasi-instantanée  $\tau = 10^6$  ans, pour une probabilité de pouvoir reproduire les observations proche de 100%. Cependant cette constante de temps trop faible ne permet pas de reproduire correctement le flux  $H\alpha$ . Je reviendrai un peu plus loin sur l'histoire de la formation d'étoiles et je montrerai que l'adoption d'une constante de temps plus importante permet de reproduire correctement l'émission  $H\alpha$  au prix d'un âge légèrement plus important et une dégradation très marginale de l'ajustement.

Afin de vérifier si ce résultat est toujours valable dans les régions de VCC 2062 où il n'y a plus de formation d'étoiles j'ai effectué un ajustement similaire en me basant sur la région diffuse au nord-est de la galaxie, où aucune émission  $H\alpha$  n'est détectée. Ceci est possible grâce à la proximité de ce système. Je veux vérifier, voir la figure 6.23, si j'obtiens aussi un bon ajustement dans le cas où le rapport de masses vaut  $r = 10^2$ . Il faut noter que j'ai forcé le meilleur ajustement à un flux nul en  $H\alpha$ .

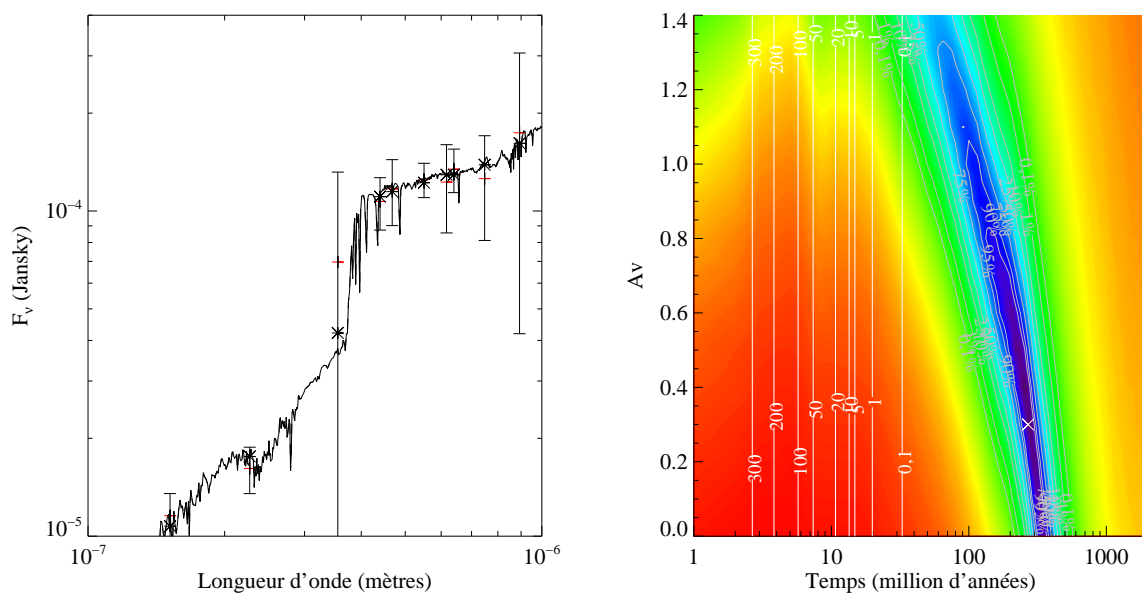


FIGURE 6.23 – Modélisation des régions externes de la galaxie VCC 2062 avec un rapport de masses valant  $r = 10^2$  et une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, u', B, g', V, r', R, i' et z'. Voir la figure 6.6.

On voit que le résultat est très similaire qualitativement. L'ordre de grandeur de l'âge est un peu plus important,  $t = 270 \cdot 10^6$  ans ici pour une extinction de 0,3 magnitude. Il s'agit ici aussi d'une formation d'étoiles quasi-instantanée ( $\tau = 2 \cdot 10^6$  ans) par rapport à l'âge de la population stellaire.

### Histoire de la formation d'étoiles récente

J'étudie ici quelle est l'influence de la constante de temps  $\tau$  sur les ajustements. Sur la figure 6.24, on voit le meilleur ajustement, similaire à celui obtenu sur la figure 6.22.

On constate que quelque soit la constante de temps, l'âge de la flambée de formation d'étoiles ne peut être inférieur à environ  $t = 100 \cdot 10^6$  ans. Cet âge varie peu pour une constante de temps inférieure à quelques dizaines de millions d'années. Cependant dans cette configuration le flux  $H\alpha$  est bien trop faible. Pour obtenir un flux du même ordre de grandeur que celui observé une constante de temps plus importante est nécessaire, environ  $\tau = 50 \cdot 10^6$  ans et un âge d'un ordre de grandeur de  $t = 200 \cdot 10^6$  ans. Au-delà, le flux  $H\alpha$  devient significativement trop élevé bien que les ajustements restent de bonne qualité.

Finalement, sur la figure 6.25 je veux tester quels sont les scénarios compatibles avec les observations de la région externe.

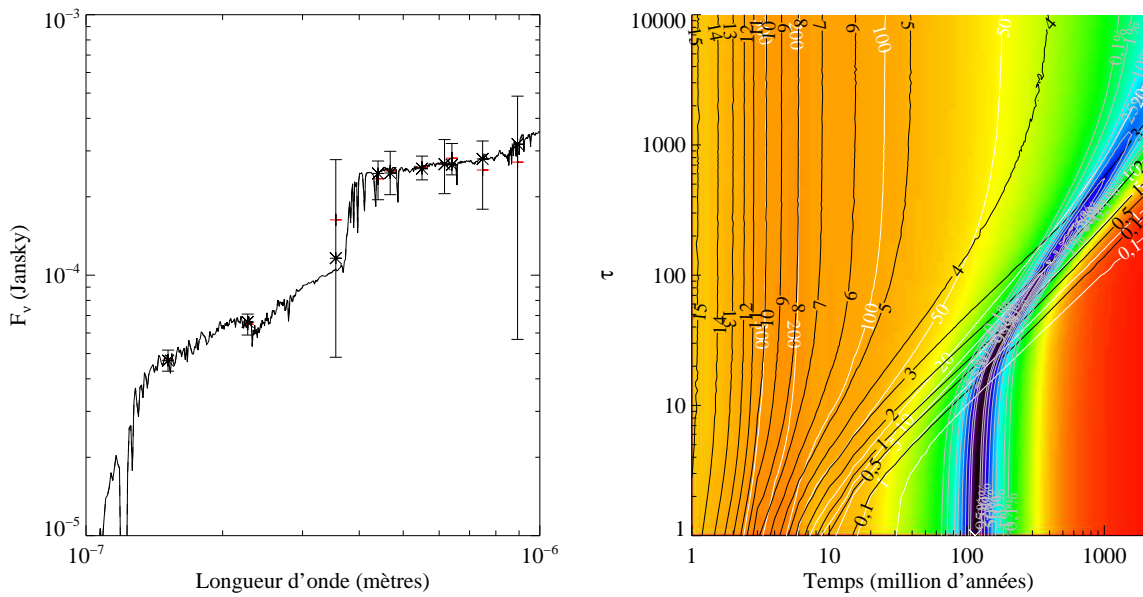


FIGURE 6.24 – Modélisation de la galaxie VCC 2062 avec un rapport de masses valant  $r = 10^2$  et une extinction de 0,4 magnitude pour celle d'origine intergalactique. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, u', B, g', V, r', R, i' et z'. Voir la figure 6.7.

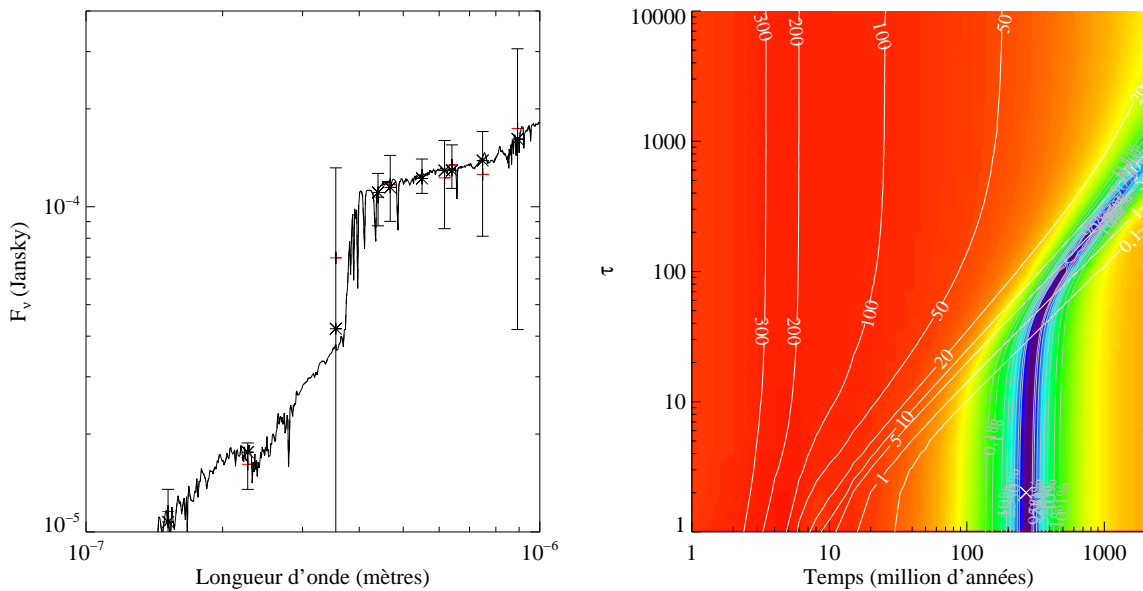


FIGURE 6.25 – Modélisation de la galaxie VCC 2062 avec un rapport de masses valant  $r = 10^2$  et une extinction de 0,3 magnitude pour celle d'origine intergalactique. L'ajustement est effectué en prenant en compte les flux dans les bandes FUV, NUV, u', B, g', V, r', R, i' et z'. Voir la figure 6.7.

Une fois encore les résultats qualitatifs sont très similaires avec ceux de la figure 6.24 et en imposant un flux  $H\alpha$  nul la seule plage de paramètres possible est une formation d'étoiles âgée de  $t = 200 \cdot 10^6$  ans à  $t = 300 \cdot 10^6$  ans avec une constante de temps petite devant cet âge, valant tout au plus une dizaine de millions d'années.

### Synthèse

À cause des incertitudes portant sur les flux et l'absence de mesure au-delà de la bande z, dont le flux est très incertain, il est difficile de tirer des conclusions très précises sur cette région de formation d'étoiles. Les ajustements indiquent cependant que la formation d'étoiles a débuté il y a typiquement entre  $t = 200 \cdot 10^6$  ans et  $t = 300 \cdot 10^6$  ans. La constante de temps est peu élevée devant l'âge, au plus quelques dixièmes de celui-ci.

## 6.2.10 Synthèse

### Formation d'étoiles

Les études précédentes avaient permis de classer les régions de formation stellaire selon l'âge de leurs étoiles de manière qualitative. Les ajustements des distributions spectrales d'énergie sur une grande plage de longueurs d'onde m'ont permis de le faire quantitativement. Un cas représentatif d'une région intergalactique de formation d'étoiles baignant dans une population d'origine galactique est celui d'Arp 245N. Le rapport de la masse de gaz convertie en étoiles par la population d'origine intergalactique sur la masse de gaz convertie en étoiles par la population d'origine galactique est d'environ 10% pour un sursaut de l'âge d'Arp 245N et selon la qualité des données à ma disposition. Pour un sursaut plus jeune, ce rapport sera plus faible. Pour les objets jeunes dès un rapport de 10%, la population formée dans le milieu intergalactique domine suffisamment la distribution spectrale d'énergie pour masquer une éventuelle population d'origine galactique sous-jacente. La raison est que par unité de masse, la luminosité de la population d'origine intergalactique est plus importante car elle est plus jeune. Bien entendu cette limite dépend fortement de l'histoire du sursaut de formation d'étoiles et de la qualité des observations. Pour avoir une estimation de l'ordre de grandeur théorique de la contribution de la population d'origine intergalactique au flux total dans chaque bande, on peut consulter la figure 4.10. On voit que pour un rapport de masses  $r = 0,1$  à  $5 \cdot 10^6$  ans, la population formée dans le milieu intergalactique constitue au moins les trois-quarts du flux, le minimum étant pour la bande H. Or, pour les données à ma disposition et pour ces paramètres, le flux provenant de la population d'origine galactique est similaire à l'erreur sur le flux total en infrarouge proche. Ainsi pour un âge donné, le seuil de détectabilité de la population d'origine galactique dépend des erreurs sur les flux en infrarouge proche. Dans le cas présent, pour un sursaut quasi-instantané âgé de  $5 \cdot 10^6$  ans il se situe aux environs de 10%. Parmi les systèmes sélectionnés, deux sont compatibles avec une population purement d'origine intergalactique. Le premier cas est celui de NGC 5291, ce qui est corroboré par des simulations numériques<sup>v</sup> indiquant qu'il ne devrait pas y avoir de population d'origine galactique dans les régions de formation d'étoiles situées dans l'anneau collisionnel. Concernant Arp 105S il est difficile d'exclure totalement la présence d'une population d'origine galactique bien que cela soit le cas le plus compatible avec les observations. La présence de la galaxie elliptique rendant difficiles des mesures photométriques particulièrement précises qui permettraient de contraindre plus fortement les différentes populations, et pouvant polluer les mesures de flux, provoquant une surestimation de la proportion de population d'origine galactique.

La reproduction des flux à  $3,6 \mu\text{m}$  et à  $4,5 \mu\text{m}$  par les modèles n'est pas toujours convaincante, en particulier pour les régions dont la luminosité est dominée par la population d'origine intergalactique. Afin d'exhiber la raison physique à la base de ceci j'ai tracé (voir la figure 6.26) ce qui correspond à la qualité de l'ajustement de la bande à  $3,6 \mu\text{m}$  par le modèle en fonction du taux de formation d'étoiles observé normalisé par l'émission du modèle à  $3,6 \mu\text{m}$ , ce qui peut être vu comme un taux de formation d'étoiles spécifique.

On voit que plus le taux de formation d'étoiles spécifique augmente, plus l'ajustement des bandes à  $3,6 \mu\text{m}$  et  $4,5 \mu\text{m}$  se dégrade. Je rappelle que la modélisation ne prend pas en compte l'émission de la poussière. J'interprète cet effet comme l'émission de la poussière (tant le continu que les raies d'émission) excitée par des étoiles massives. Lorsque le taux de formation d'étoiles spécifique est élevé, il y a proportionnellement beaucoup d'étoiles jeunes capables de chauffer efficacement la poussière par rapport à la population stellaire générale. De ce fait l'émission de cette poussière devient non négligeable par rapport à l'émission stellaire et la qualité de l'ajustement de ces deux bandes décroît. Ceci met en avant l'impact important de la poussière dans les flambées de formation stellaire très intenses par rapport à la population présente et montre en particulier que dans ces cas là les bandes à  $3,6 \mu\text{m}$  et

v. Voir l'article attaché en annexe B pour les détails sur cette simulation.



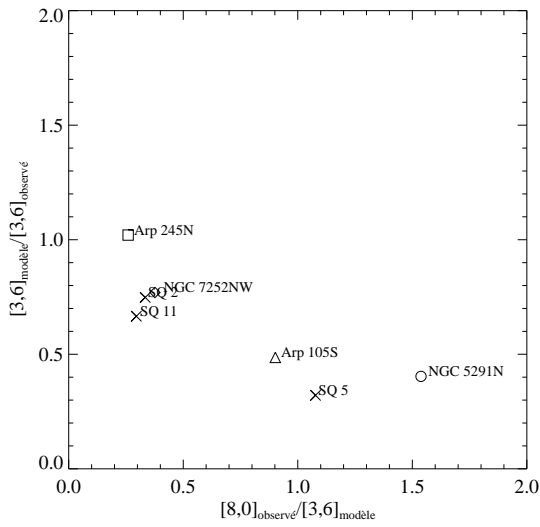


FIGURE 6.26 – Qualité de l'ajustement de la bande à 3,6  $\mu\text{m}$  par le modèle en fonction du taux de formation d'étoiles spécifique.

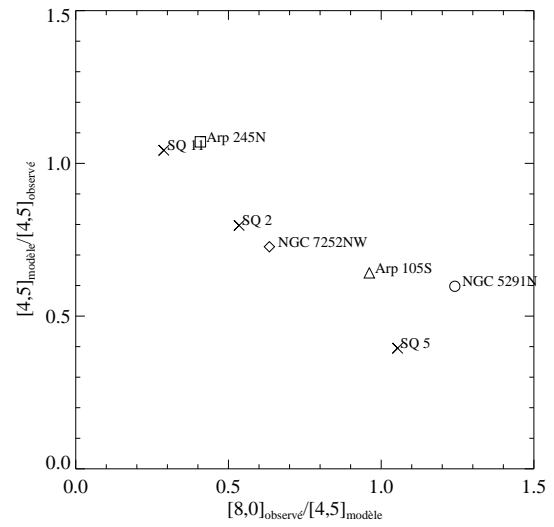


FIGURE 6.27 – Qualité de l'ajustement de la bande à 4,5  $\mu\text{m}$  par le modèle en fonction du taux de formation d'étoiles spécifique.

4,5  $\mu\text{m}$  peuvent ne pas être de bons traceurs de la population stellaire. Notons que cette relation pourrait permettre de corriger la pollution de ces deux bandes par la poussière avant de n'en retenir que l'émission stellaire.

Finalement, pour des galaxies naines de marée plus âgées comme VCC 2062 où le taux de formation d'étoiles actuel est très faible, il devrait être beaucoup plus facile de contraindre les populations. En l'état actuel des observations l'absence d'une population d'origine galactique est possible. Ce résultat est particulièrement important en effet outre le fait qu'elle est la première galaxie naine de marée âgée à être détectée cela permettrait d'étudier l'évolution sur un temps important d'une flambée de formation d'étoiles individuelle sans la pollution générée par des étoiles d'origine galactique.

De manière générale la détection non ambiguë de régions de formation d'étoiles sans population sous-jacente ouvre la voie à une étude plus poussée des régions de formation d'étoiles à grande échelle pour des environnements d'une métallicité typiquement solaire, tout en évitant les biais induits par la présence d'étoiles d'origine galactique.

## Masses stellaires

Deuxième résultat important de ces ajustements, j'ai déterminé des masses stellaires mises en jeu dans chacune des régions HII. Ceci est important pour leur étude dynamique, bien que ce sujet dépasse largement le cadre de cette thèse, la détermination de la masse visible est cruciale pour toute tentative de détection de matière noire comme pour le cas de NGC 5291 présenté dans l'article joint en annexe B. La méthode classique consiste en la conversion du flux dans une bande, par exemple la bande K, en masse en supposant un rapport M/L donné. Or, ce rapport dépend de façon importante de l'âge et de l'histoire de la formation d'étoiles, et tout particulièrement lorsque les populations sont jeunes, les étoiles massives dominent alors le champ de rayonnement et peuvent fausser largement les résultats grâce à une émission nébulaire importante (Anders et Fritze-v. Alvensleben 2003). L'ajustement des distributions spectrales d'énergie permet de s'affranchir partiellement de ces limitations et d'obtenir des résultats plus fiables, pour autant que l'on soit en possession d'observations en infrarouge proche, bien que les résultats restent cependant dépendants du modèle. Une synthèse des paramètres et des masses obtenus dans l'ajustement de chaque système est présentée dans le tableau 6.1.

Système	Âge années	Constante de temps années	Extinction magnitude	Rapport de masses	Masse totale stellaire $M_{\odot}$
Quintette de Stephan 2	$85 \cdot 10^6$	$36 \cdot 10^6$	1,1	$10^{-1*}$	$180 \cdot 10^6$
Quintette de Stephan 5	$2 \cdot 10^6$	$10^6 - 10 \cdot 10^9$	1,2	$10^2*$	$0,7 \cdot 10^6$
Quintette de Stephan 11	$10^6$	$10^6 - 10 \cdot 10^9$	1,9	$10^2*$	$20 \cdot 10^6$
Arp 105S	$5 \cdot 10^6$	$10^6 - 10 \cdot 10^9$	1,5 – 1,6	$10^2 - 10^{-0,75}$	$59 \cdot 10^6 - 315 \cdot 10^6$
Arp 245N	$85 \cdot 10^6 - 150 \cdot 10^6$	$10^6 - 100 \cdot 10^6$	1,3	$10^{-0,75}$	$277 \cdot 10^6 - 10^9$
NGC 5291N	$5 \cdot 10^6$	$10^6 - 10 \cdot 10^9$	1,1	$10^2$	$29 \cdot 10^6 - 33 \cdot 10^6$
NGC 7252NW	$110 \cdot 10^6$	$35 \cdot 10^6$	0,2	$10^{-1*}$	$10 \cdot 10^6$
VCC 2062	$115 \cdot 10^6$	$10^6$	0,4	$10^2$	$47 \cdot 10^6$

TABLE 6.1 – Paramètres obtenus pour le meilleur ajustement de chaque région de formation d'étoiles. Les symboles « \* » signifient que ces paramètres n'ont pas été ajustés mais fixés.

### 6.2.11 Perspectives

Concernant les systèmes étudiés dans le cadre de cette thèse, un certain nombre de démarches sont nécessaires pour améliorer les contraintes avant même de pousser l'étude plus avant comme je l'ai mentionné. Tout d'abord les régions du Quintette de Stephan, de NGC 7252 et de VCC 2062 ne sont pas contraintes en infrarouge proche ce qui empêche de quantifier les différentes populations. Afin de pallier ce problème des demandes de temps de télescope sont en cours pour observer ces trois systèmes dans les bandes en infrarouge proche. De plus, des demandes de temps sont aussi en cours afin d'effectuer de nouvelles observations de NGC 5291 pour obtenir de meilleures images optiques, les images actuelles ont été obtenues dans des conditions difficiles, ainsi que des spectres de régions non observées par ce moyen jusqu'à présent, dans le but d'obtenir de meilleurs ajustements.

Afin de pousser l'étude en utilisant des moyens d'observation d'ores et déjà disponibles des demandes de temps sont aussi en cours avec le télescope spatial Spitzer en vue d'observer ces systèmes à 24  $\mu\text{m}$ . Comme je l'ai précisé précédemment, seul NGC 7252 a pour l'heure été observé. Le couplage d'un code de synthèse spectrale évolutive avec un modèle de poussières devrait permettre d'apporter de nouvelles contraintes sur la poussière en attendant les observations éventuelles faites par Herschel qui peut observer jusqu'à des longueurs d'onde plus importantes tout en conservant une bonne résolution angulaire, ce qui est particulièrement fondamental pour séparer clairement les différentes régions dans des systèmes denses tels que le Quintette de Stephan ou NGC 5291.

## Chapitre 7

# Caractérisation comparée des régions intergalactiques de formation d'étoiles

### Sommaire

<b>7.1</b>	<b>Comparaison avec des galaxies intégrées et des régions HII individuelles</b>	<b>104</b>
7.1.1	Contenu en HAP	104
7.1.2	Taux de formation d'étoiles	105
<b>7.2</b>	<b>Discussion</b>	<b>109</b>
7.2.1	Effets de la métallicité et de l'intensité des HAP sur l'indicateur à 8 $\mu\text{m}$ du taux de formation d'étoiles	109
7.2.2	Effet de l'extinction par la poussière sur les indicateurs de taux de formation d'étoiles à partir de l'ultraviolet et du $\text{H}\alpha$	112
7.2.3	Effet de l'âge du sursaut de formation d'étoiles sur les indicateurs ultraviolet et $\text{H}\alpha$	114
7.2.4	Taux de formation d'étoiles dans les débris par rapport au taux de formation d'étoiles total	116
7.2.5	Localisation et importance de la formation d'étoiles	117
<b>7.3</b>	<b>Conclusion</b>	<b>121</b>

Les régions de formation d'étoiles que j'étudie sont des objets intermédiaires entre les galaxies naines isolées et les régions HII des disques des spirales. En effet, les plus lumineuses ont les propriétés structurelles et les couleurs optiques typiques des galaxies naines bleues compactes tout en ayant un milieu interstellaire, en particulier du point de vue de la métallicité, comparable à celui des disques des galaxies parents. Il est dès lors logique de comparer les régions intergalactiques que j'ai sélectionnées dans les différents systèmes avec des échantillons de galaxies naines d'une part et des échantillons de régions HII présentes dans les disques de galaxies spirales proches d'autre part.

Je m'attacherai ici à quelques points particuliers mal voire pas connus concernant les objets formés à partir de débris de marée :

1. l'émission des HAP excités par les étoiles massives permet de tracer la formation d'étoiles. Des travaux ont permis de lier cette émission au taux de formation d'étoiles dans des galaxies à formation d'étoiles (voir [Wu et al. 2005](#); [Calzetti et al. 2005](#); [Pérez-González et al. 2006](#), par exemple). L'émission des HAP dans les débris de collision est-elle comparable à celle dans les disques des galaxies spirales ? Du coup est-elle dans cet environnement particulier un traceur de formation d'étoiles ?
2. les taux de formation d'étoiles peuvent être déterminés à l'aide de différents traceurs, comme l'émission des HAP, la raie  $\text{H}\alpha$  ou encore l'ultraviolet. Les valeurs relatives des taux de formation d'étoiles donnés par ceux-ci permettent ainsi d'obtenir des informations sur la formation d'étoiles. Comment se comparent les différents estimateurs de taux de formation d'étoiles, quel est le meilleur estimateur de formation d'étoiles ? Chaque estimateur possède ses propres spécificités comme sa dépendance à l'histoire de la formation d'étoiles ou à l'extinction par exemple ;
3. l'environnement des régions de formation d'étoiles est très particulier par rapport à celui des disques galactiques, se retrouvant non plus baigné dans le disque d'une galaxie spirale mais directement dans le milieu intergalactique. Quel est l'impact du taux de formation d'étoiles sur le milieu intergalactique ?

## 7.1 Comparaison avec des galaxies intégrées et des régions HII individuelles

Dans un premier temps voyons comment se comparent les propriétés des régions de formation d'étoiles dans les débris de collision avec celles des galaxies naines. Pour cela j'utilise plusieurs échantillons représentant une variété de galaxies :

- 19 galaxies naines sélectionnées ayant une magnitude absolue faible  $M_B > -18$  (Rosenberg et al. 2006) ;
- les galaxies du sondage SINGS (Kennicutt et al. 2003; Dale et al. 2007) ;
- les galaxies d'Engelbracht et al. (2005) composées d'un échantillon hétérogène de galaxies à formation d'étoiles sans noyau actif et comprenant en particulier des galaxies naines bleues compactes.

Pour comparer avec des régions HII individuelles j'ai sélectionné plusieurs galaxies proches prises dans la littérature récente et qui ont bénéficié d'études approfondies :

- M 51, une galaxie spirale à formation d'étoiles très classique, située à une distance de 8,2 Mpc et étudiée par Calzetti et al. (2005)<sup>a</sup>,
- M 81, une autre spirale classique à formation d'étoiles beaucoup plus proche (3,63 Mpc) dont les régions de formation d'étoiles ont été décrites récemment dans Pérez-González et al. (2006)<sup>b</sup>,
- deux systèmes en début d'interaction ou ayant subi une interaction mineure :
  - Arp 82 situé à une distance de 57 Mpc, dont les bras de marée présentent d'importantes régions de formation d'étoiles comme illustré dans Hancock et al. (2007),
  - et finalement un dernier système en interaction à 27,6 Mpc, Arp 24, possédant des amas d'étoiles massifs (Cao et Wu 2007).

### 7.1.1 Contenu en HAP

Comme je l'ai précisé au chapitre 3.2.1, l'émission des HAP est détectée principalement dans la bande autour de 8,0  $\mu\text{m}$  avec le satellite Spitzer alors que la bande à 3,6  $\mu\text{m}$  sonde principalement le continu stellaire (bien que la raie HAP à 3,3  $\mu\text{m}$  puisse polluer l'émission des étoiles) et la bande à 4,5  $\mu\text{m}$  qui est une combinaison du continu stellaire et de celui de la poussière chaude. Cependant l'émission des HAP n'est pas directement comparable d'une région à l'autre. Il y a plusieurs raisons à cela. Tout d'abord la taille des régions sélectionnées n'est pas la même, cela va d'une petite région HII à des galaxies entières. La luminosité détectée dans la bande à 8,0  $\mu\text{m}$  s'étalant au total sur presque trois ordres de grandeur comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre. Ensuite les bandes de HAP se superposent au continu des très petits grains, la détection ne porte alors pas sur les seuls HAP. Pour quantifier l'émission des HAP j'ai donc décidé de la normaliser par rapport à l'émission de la poussière. Se pose alors le problème de quantifier l'émission de la poussière chaude. Pour cela j'ai adopté l'approche classique utilisée par Engelbracht et al. (2005) par exemple. La méthode est la suivante : en faisant l'hypothèse que l'émission détectée dans la bande à 3,6  $\mu\text{m}$  est purement stellaire, à l'aide d'un code de synthèse spectrale évolutive je détermine quelle est l'émission stellaire que l'on devrait détecter à 4,5  $\mu\text{m}$ . Partant de là il suffit de soustraire ce flux calculé au flux réel détecté cette bande :  $F_{4,5} - \alpha F_{3,6}$ ,  $\alpha$  étant le coefficient de conversion du flux stellaire à 3,6  $\mu\text{m}$  vers le flux stellaire attendu à 4,5  $\mu\text{m}$ . J'ai adopté la valeur déterminée par Engelbracht et al. (2005) à l'aide de STARBURST99 (Leitherer et al. 1999), soit  $\alpha = 0,57$  avec une incertitude de 7%. J'ai vérifié que cette valeur est en accord avec celle obtenue avec ma modélisation effectuée avec PÉGASE II.

Sur la figure 7.1 est tracé le rapport entre l'émission des HAP et celle de la poussière,  $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$  en fonction de la luminosité monochromatique à 8,0  $\mu\text{m}$  pour les régions intergalactiques de formation d'étoiles et les galaxies intégrées. La figure 7.2 présente un graphique similaire mais contenant la comparaison avec des régions individuelles de formation d'étoiles.

Comme on peut le voir sur les figures, la plage de luminosité à 8,0  $\mu\text{m}$  des régions sélectionnées dans cette étude est similaire à celle des galaxies naines intégrées. Cela signifie concrètement qu'en se basant sur l'estimation du taux de formation d'étoiles à partir de la bande à 8,0  $\mu\text{m}$ , le taux de formation d'étoiles est comparable à celui des galaxies naines. Parmi les différents systèmes étudiés, le Quintette de Stephan se distingue en ayant en moyenne un

a. Les flux à 4,5  $\mu\text{m}$  ne sont malheureusement pas disponibles.

b. Données obtenues par communication privée. Cependant celles-ci n'ont pas été calculés de la même manière par rapport aux flux publiés, l'ouverture étant plus petite et le fond calculé globalement (et non plus localement). De ce fait il peut survenir des incohérences. Les valeurs publiées dans l'article étant plus adaptées je les utiliserai quand c'est possible mais j'utiliserai les données communiquées de façon privée pour l'étude du contenu en HAP.

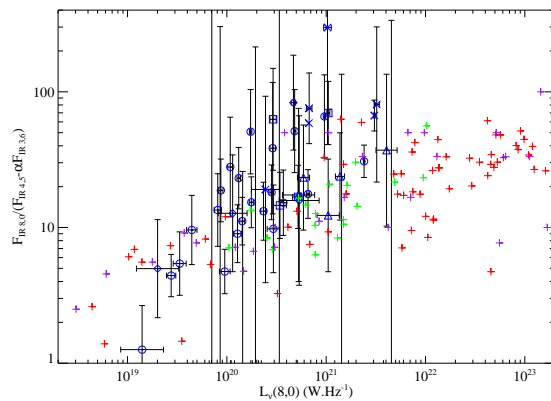


FIGURE 7.1 – Flux dans les HAP tracés par l'émission à  $8\mu\text{m}$  normalisés par rapport au continu de la poussière  $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$  en fonction des flux des HAP. Les symboles bleus dotés de barres d'erreur représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés) et le Quintette de Stephan (croix). Les signes « + » représentent des galaxies intégrées. La couleur indique l'échantillon d'origine : SINGS (rouge), Rosenberg et al. (2006) (vert) et Engelbracht et al. (2005) (violet).

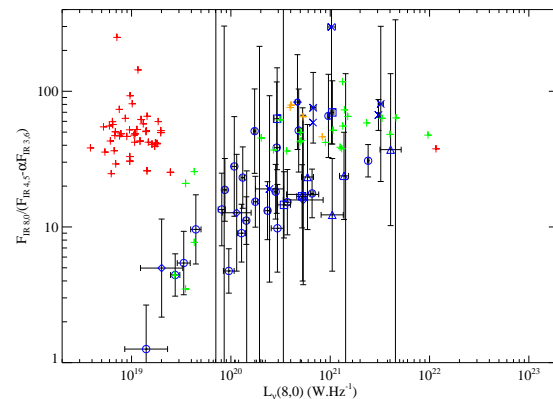


FIGURE 7.2 – Flux dans les HAP tracés par l'émission à  $8\mu\text{m}$  normalisés par rapport au continu de la poussière  $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$  en fonction des flux des HAP. Les symboles bleus dotés de barres d'erreur représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés) et le Quintette de Stephan (croix). Les signes « + » représentent des galaxies intégrées. La couleur indique l'échantillon d'origine : M 81 (rouge), Arp 82 (vert) et Arp 24 (orange).

rapport  $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$  beaucoup plus élevé que pour n'importe quel autre système ou galaxie (voir le tableau 7.2 pour les valeurs numériques), dénotant une émission relative des HAP particulièrement importante. Les autres systèmes ont des rapports du même ordre de grandeur que ceux observés en moyenne dans les divers échantillons de galaxies en prenant en compte l'importante dispersion. On constate que pour les régions les moins lumineuses, le rapport  $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$  diminue nettement. Cet effet est aussi notable dans tous les échantillons de galaxies. Cette diminution est généralement attribuée à la métallicité plus faible des galaxies les moins massives. Cette explication ne convient pas pour les débris de collision leur métallicité étant indépendante de leur luminosité.

Sur la figure 7.2 on voit que le rapport  $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$  des régions de formation d'étoiles intergalactiques les plus lumineuses est similaire à celui des régions de M 81 bien que la luminosité monochromatique à  $8,0\mu\text{m}$  de ces dernières soit plus faible d'un à deux ordres de grandeur. Le rapport plus faible des régions HII intergalactiques les moins lumineuses par rapport à celles de M 81 pourrait indiquer un déficit dans l'émission des HAP. Les régions de formation d'étoiles dans Arp 82, particulièrement le long des bras de marée suivent la partie supérieure de l'enveloppe des régions intergalactiques de formation d'étoiles, tant au niveau de la luminosité à  $8,0\mu\text{m}$  que dans le rapport entre l'émission de HAP et celle de la poussière, dénotant une émission plus importante au niveau des HAP. Finalement en comparant avec l'émission des amas d'étoiles massifs d'Arp 24 on constate que les régions les plus lumineuses des systèmes sélectionnés sont très similaires. L'émission des HAP par rapport au continu de la poussière est particulièrement importante.

### 7.1.2 Taux de formation d'étoiles

Sur les figures 7.3 et 7.4, je compare les taux de formation d'étoiles donnés par la bande à  $8,0\mu\text{m}$  d'une part et ceux donnés par la raie de recombinaison  $H\alpha$  d'autre part, en fonction des taux de formation d'étoiles calculés à partir l'émission en ultraviolet lointain, pour les régions intergalactiques de formation d'étoiles et des régions HII galactiques.

On voit tout d'abord que les différents estimateurs de formation d'étoiles sont corrélés. Toutefois chaque corrélation possède une dispersion du même ordre de grandeur que celle que l'on peut observer dans les galaxies. Ces différences entre les divers estimateurs sont des sources d'informations auxquelles je vais m'intéresser ci-après.

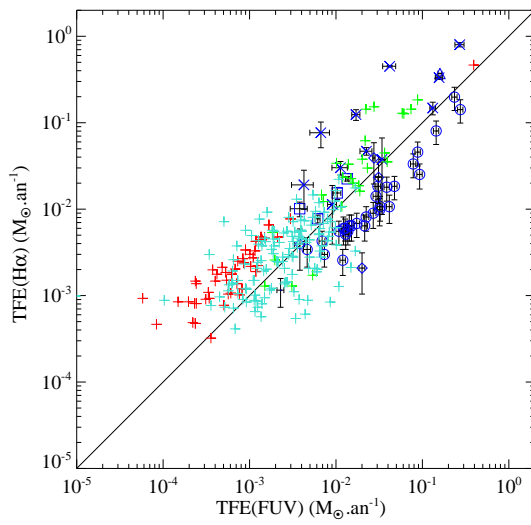


FIGURE 7.3 – Comparaison des taux de formation d'étoiles donnés par l'émission en ultraviolet lointain et par la raie de recombinaison  $H\alpha$ . Les symboles bleus dotés de barres d'erreur représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés), le Quintette de Stephan (croix) et VCC 2062 (carrés) et le Quintette de Stephan (croix). Les signes « + » représentent des régions galactiques de formation d'étoiles. La couleur indique l'échantillon d'origine : M 51 (turquoise), M 81 (rouge) et Arp 82 (vert).

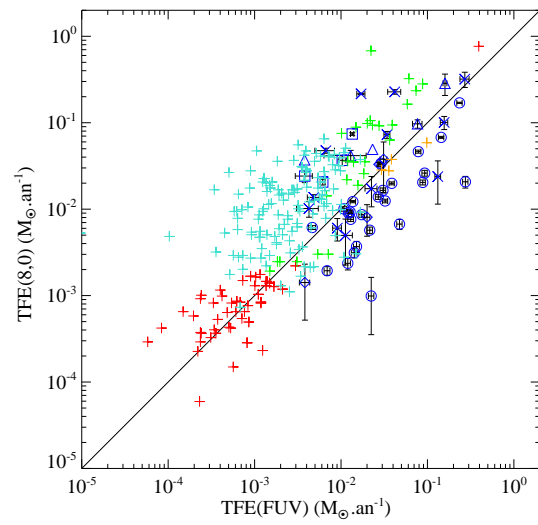


FIGURE 7.4 – Comparaison des taux de formation d'étoiles donnés par l'émission en ultraviolet lointain et par celle dans la bande à  $8,0\mu\text{m}$ . Les symboles bleus dotés de barres d'erreur représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés) et le Quintette de Stephan (croix). Les signes « + » représentent des régions galactiques de formation d'étoiles. La couleur indique l'échantillon d'origine : M 51 (turquoise), M 81 (rouge), Arp 82 (vert) et Arp 24 (orange).

On remarque que l'émission ultraviolette provenant de NGC 5291 présente des taux de formation d'étoiles nettement plus important par rapport à ceux déduit du  $8,0\ \mu\text{m}$  et du  $H\alpha$ . Cet excès est quasi-systématique quelque soit la région considérée et il est en moyenne d'un facteur  $\sim 2$  par rapport aux autres indicateurs de taux de formation d'étoiles. Ceci est très surprenant. Tout d'abord parce que l'émission des HAP a été détectée spectroscopiquement par [Higdon et al. \(2006\)](#) et comme je l'ai montré précédemment leur émission est normale, sauf pour les quelques régions les moins lumineuses, ainsi le taux de formation d'étoiles déduit de l'infrarouge est normal. Ensuite parce que les flux en  $H\alpha$  et en ultraviolet lointain n'ont pas été corrigés de l'extinction. [Duc et Mirabel \(1998\)](#) ont trouvé des extinctions faibles en utilisant le décrément de Balmer. Cependant comme je le montrerai plus loin, le calcul de l'extinction à partir de la densité de colonne de l'hydrogène neutre donne des valeurs plus élevées et incompatibles. Un tel excès semble être une spécificité de NGC 5291, il n'est en effet reproduit dans aucun autre système, mis à part VCC 2062, que ce soit au niveau de la formation d'étoiles dans les galaxies comme dans la formation d'étoiles dans le milieu intergalactique. Tant la spectroscopie que l'imagerie donnent une vision bien différente des deux systèmes. Comme je viens de le préciser NGC 5291 présente des raies très importantes par rapport au continu, ce qui n'est pas le cas de VCC 2062. D'autre part les images montrent que dans VCC 2062 des régions sans formation d'étoiles sont présentes dans la candidate naine de marée, ce qui n'est pas observé dans NGC 5291. Cela indique que le simple rapport du taux de formation d'étoiles donné d'après le rayonnement  $H\alpha$  avec celui donné d'après le flux dans la bande en ultraviolet lointain n'est pas suffisant pour distinguer des régions présentant des caractéristiques très différentes. J'ai montré au chapitre 6 que ces deux systèmes partagent la caractéristique d'avoir une constante de temps de formation d'étoiles nettement plus courte que leur âge. Une interprétation de la faible valeur du rapport  $\text{TFÉ}(H\alpha)/\text{TFÉ}(\text{FUV})$  est que le temps de vie caractéristique des étoiles émettant du rayonnement ionisant est plus court que le temps de vie caractéristique des étoiles émettant de façon importante dans l'ultraviolet lointain. Je reviendrai plus loin sur cet aspect.

À l'opposé de NGC 5291 on voit que le Quintette de Stephan présente quant à lui un net excès d'émission dans la raie  $H\alpha$  par rapport à l'ultraviolet. L'émission dans la bande à  $8,0\ \mu\text{m}$  présente aussi un excès par rapport à l'ultraviolet mais la relation est beaucoup plus dispersée. Les régions situées à l'est et au nord ont en général un excès infrarouge assez important ( $([8,0]/[\text{FUV}]) = 3,9 \pm 3,9$ ), malgré les régions 4 et 13 présentant un léger déficit, alors que les régions situées au sud-ouest présentent elles au contraire un excès ultraviolet assez net ( $([8,0]/[\text{FUV}]) = 0,4 \pm 0,2$ ). Des observations spectroscopiques montrent que les régions présentant un excès ultraviolet tendent à avoir une extinction plus faible que la moyenne, et systématiquement inférieure à 1 magnitude, conformément à ce que l'on pouvait attendre.

Les systèmes Arp 105 et Arp 245 ont un déficit systématique en ultraviolet (voir le tableau 7.2).

Les régions de formation d'étoiles dans M 51, M 81, Arp 24 et Arp 82 présentent quant à elles une variété de comportements. Les régions de M 51 ont un excès infrarouge alors que celles de M 81 sont trop riches en  $H\alpha$ . Arp 82, qui contient des régions intergalactiques de formation d'étoiles, a une déficience en ultraviolet pour les régions les plus lumineuses alors que la situation s'inverse pour les moins lumineuses. Finalement Arp 24 est typique de ce que l'on observe en moyenne pour les régions intergalactiques de formation d'étoiles.

L'excès ultraviolet de NGC 5291 par rapport à l'infrarouge rouge ne retrouve pas d'équivalent systématique dans les galaxies de comparaison. Pour résumer, les moyennes des rapports des taux de formation d'étoiles entre deux bandes pour les différents systèmes inclus dans les figures 7.3 et 7.4 sont compilées dans le tableau 7.2.

Afin de comparer les régions que j'ai sélectionnées avec des galaxies intégrées issues du relevé SINGS j'ai construit la figure 7.5, similaire à la figure 7.4.

On voit que pour les taux de formation d'étoiles les plus faibles, les galaxies SINGS tendent à présenter un excès ultraviolet en comparaison des régions intergalactiques. Ceci est plutôt dû à une déficience en HAP constatée dans les galaxies faiblement métalliques<sup>c</sup> plutôt qu'à un excès ultraviolet intrinsèque. D'un autre côté les galaxies SINGS les plus lumineuses présentent quant à elles un fort excès infrarouge grâce à leur métallicité plus élevée et une importante population d'étoiles non ionisantes qui peuvent exciter les HAP en plus des jeunes étoiles massives.

Bien que l'estimation du taux de formation d'étoiles soit incertaine car dépendante de l'histoire de la formation d'étoiles, mais aussi de la métallicité, elle permet d'obtenir un ordre de grandeur du taux de formation d'étoiles total dans chaque système. Les résultats pour tous les systèmes de formation d'étoiles intergalactiques et les systèmes de comparaison utilisés dans ce travail sont synthétisés dans le tableau 7.1.

On voit que pour le Quintette de Stephan, Arp 105 et NGC 5291 le taux de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique a un ordre de grandeur comparable à celui observé dans des galaxies spirales à formation d'étoiles telles que M 51 ou M 81. D'un autre côté Arp 245, NGC 7252 et surtout VCC 2062 ont des taux de formation

c. En règle générale, les galaxies naines sont les moins lumineuses et celles qui présentent les métallicités les plus faibles.



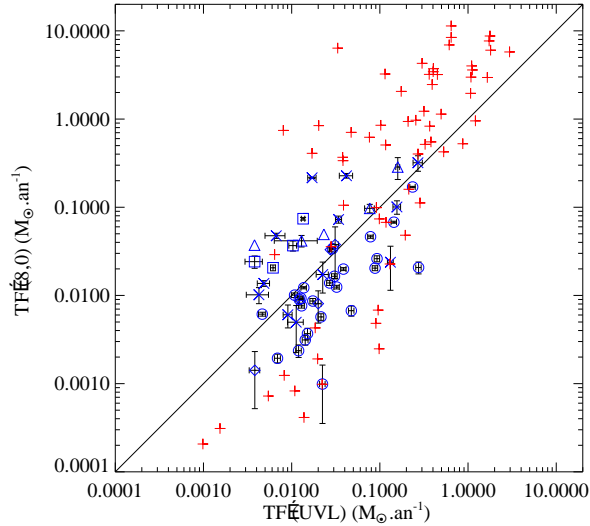


FIGURE 7.5 – Comparaison des taux de formation d'étoiles donnés par l'émission en ultraviolet lointain et par celle dans la bande à  $8,0\ \mu\text{m}$ . Les symboles bleus dotés de barres d'erreur représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés) et le Quintette de Stephan (croix). Les signes « + » représentent les galaxies intégrées de l'échantillon SINGS (rouge).

Échantillon	TFÉ(FUV) $M_{\odot}.\text{an}^{-1}$	TFÉ(H $\alpha$ ) $M_{\odot}.\text{an}^{-1}$	TFÉ(8,0) $M_{\odot}.\text{an}^{-1}$
Quintette de Stephan	$0,71\pm 0,08$	$>2,08\pm 0,10$	$1,06\pm 0,14$
Arp 105	$0,28\pm 0,08$	$0,37\pm 0,002^a$	$0,59\pm 0,16$
Arp 245	$0,03\pm 0,002$	$0,05\pm 0,006$	$0,15\pm 0,01$
NGC 5291	$1,44\pm 0,10$	$>0,71\pm 0,22$	$>0,54\pm 0,02$
NGC 7252	$0,08\pm 0,01$	$0,07\pm 0,03$	$0,08\pm 0,03$
VCC 2062	$0,002\pm 0,000\ 2$	$0,001\pm 0,000\ 4$	–
Rosenberg	–	–	0,14
SINGS	0,41	–	1,86
Engelbracht	–	–	1,74
M 51	0,48	0,54	2,08
M 81	0,39	0,47	0,77
Arp 82	0,61	1,31	2,60
Arp 24	0,20	–	0,15

*a.* Seule la région 1 a été observé en H $\alpha$ .

TABLE 7.1 – Taux de formation d'étoiles total, en excluant les galaxies parents, selon les trois indicateurs en ultraviolet lointain, en H $\alpha$  et en infrarouge à  $8,0\ \mu\text{m}$ . Dans le cas des échantillons de galaxies de Rosenberg et al. (2006), SINGS et d'Engelbracht et al. (2005), il s'agit du taux moyen de formation d'étoiles.

d'étoiles totaux très faibles. Je reviendrai plus loin sur cette question.

Échantillon	$\langle F_{8,0} / (F_{4,5} - \alpha F_{3,6}) \rangle$	$\langle [8,0] / [FUV] \rangle$	$\langle [H\alpha] / [FUV] \rangle$
Quintette de Stephan	$108 \pm 109^a$	$2,9 \pm 3,5$	$4,3 \pm 3,0$
Arp 105	$23 \pm 9$	$3,6 \pm 3,5$	–
Arp 245	$41 \pm 29$	$4,7 \pm 1,5$	$1,8 \pm 0,6$
NGC 5291	$21 \pm 17$	$0,5 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,1$
NGC 7252	$29 \pm 36$	$0,8 \pm 0,5$	$0,8 \pm 0,6$
VCC 2062	–	–	$0,5 \pm 0,2$
Sursaut déclinant <sup>b</sup>	$26 \pm 68$	$1,1 \pm 2,3$	$0,8 \pm 1,2$
Sursaut avec $r > 10^{-1}$	$26 \pm 22$	$1,7 \pm 1,5$	$2,2 \pm 2,4$
Sursaut avec $r \leq 10^{-1}$	$54 \pm 77$	$3,7 \pm 3,5$	$1,9 \pm 2,0$
Rosenberg	$17 \pm 12$	–	–
SINGS	$25 \pm 16$	$27 \pm 10$	–
Engelbracht	$24 \pm 23$	–	–
M 51	–	$7,2 \pm 9,0$	$1,7 \pm 1,8$
M 81	$50 \pm 35$	$1,4 \pm 1,1$	$3,2 \pm 2,0$
Arp 82	$45 \pm 24$	$3,8 \pm 5,7$	$2,0 \pm 1,4$
Arp 24	$67 \pm 15$	$0,8 \pm 0,2$	–

a. De nombreuses régions, très faibles en infrarouge pour la plupart, présentent un rapport  $F_{8,0} / (F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$  négatif, donc non physique, et ont été exclues.

b. Régions sélectionnées suivant les résultats obtenus dans le chapitre 6 ainsi que dans la section 7.2.3 de ce présent chapitre.

TABLE 7.2 – Rapports de flux et de taux de formation d'étoiles moyens des différents échantillons.

## 7.2 Discussion

### 7.2.1 Effets de la métallicité et de l'intensité des HAP sur l'indicateur à 8 $\mu\text{m}$ du taux de formation d'étoiles

Dans la plupart des régions de formation d'étoiles, l'émission de la poussière à 8,0  $\mu\text{m}$  est largement dominée par les HAP. Ces derniers sont cependant déficients dans des objets pauvres en métaux tels que les galaxies naines bleues compactes (Galliano et al. 2005; Engelbracht et al. 2005; Madden et al. 2006; Wu et al. 2006). Ainsi pour ces systèmes la conversion de l'émission en infrarouge moyen dans la bande IRAC à 8,0  $\mu\text{m}$  en taux de formation d'étoiles, comme celle utilisée dans le cadre de cette thèse<sup>d</sup>, pourrait être assez imprécise. Des études récentes comme celle de Calzetti et al. (2007) ont d'ailleurs montré que le facteur de conversion de la luminosité à 8,0  $\mu\text{m}$  en taux de formation d'étoiles dépend de la métallicité et de l'environnement.

Bien qu'elles partagent un certains nombre de propriétés avec ces galaxies naines bleues compactes, les régions HII intergalactiques reposent dans des structures d'hydrogène neutre préalablement enrichies<sup>e</sup>. L'abondance d'oxygène mesurée est de l'ordre de grandeur de l'abondance solaire :  $12 + \log(O/H) = 8,3 - 8,9$ . Cette métallicité est cohérente avec la détection de bandes d'émission de HAP faite par Higdon et al. (2006) dans NGC 5291. Des observations spectroscopiques en infrarouge moyen ont aussi été faites à l'aide de l'instrument IRS sur l'observatoire Spitzer vers les objets de marée Arp 105S et Arp 245N. Ces spectres non encore publiés à ce jour ont été réduits par un collaborateur, Vassilis Charmandaris. Ils sont présentés sur la figure 7.6 pour Arp 105S et sur la figure 7.7 pour Arp 245N.

Les figures 7.8 et 7.9 présentent les spectres de NGC 5291 traités avec avec la dernière version de la chaîne de traitement IRS.

La détection de bandes de HAP dans ces régions intergalactiques tend à confirmer la validité de l'utilisation du 8,0  $\mu\text{m}$  comme indicateur du taux de formation d'étoiles pour des régions intergalactiques de formation d'étoiles.

d. Voir les formules 3.3 et 3.4.

e. Voir la figure 17 de Duc et al. (2000) montrant que les régions de formation d'étoiles intergalactiques ont, à luminosité égale, une métallicité plus élevée que des galaxies naines isolées.

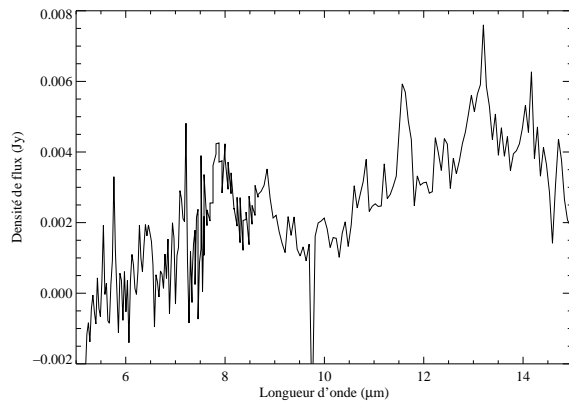


FIGURE 7.6 – Spectre IRS d'Arp 105S

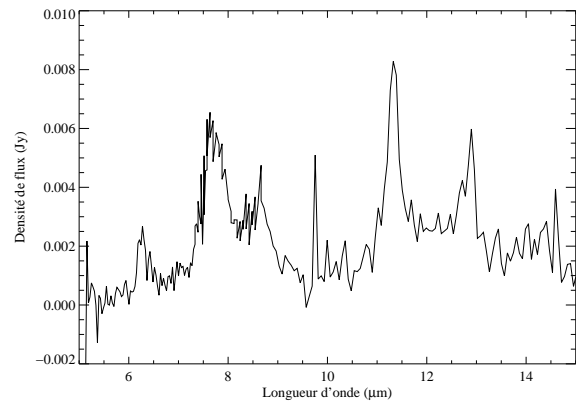


FIGURE 7.7 – Spectre IRS d'Arp 245N

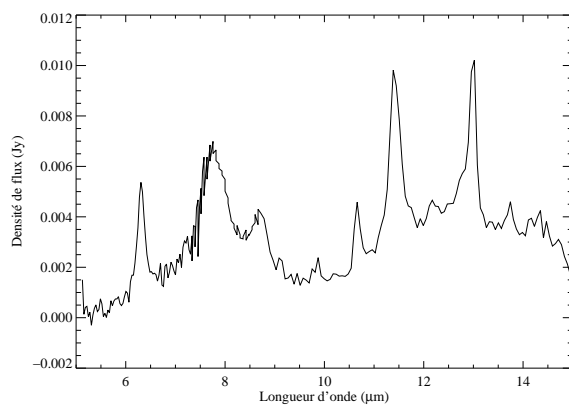


FIGURE 7.8 – Spectre IRS de NGC 5291N (région 21)

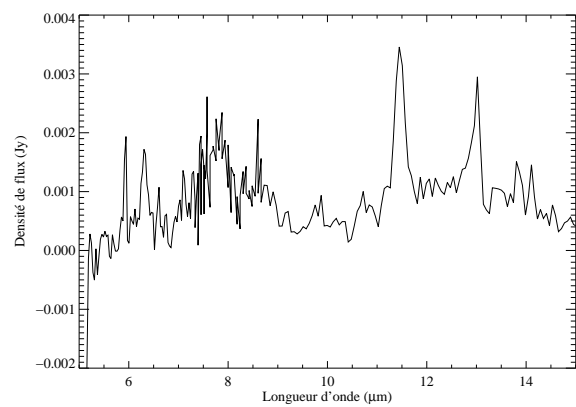


FIGURE 7.9 – Spectre IRS de NGC 5291S (région 3)

Wu et al. (2006) ont établi une corrélation entre la largeur équivalente des bandes de HAP et la métallicité. Les largeurs équivalentes des principales bandes de HAP sont synthétisées dans le tableau 7.3.

Région	$L\dot{E}_{6,2}$ $\mu\text{m}$	$L\dot{E}_{7,7}$ $\mu\text{m}$	$L\dot{E}_{8,6}$ $\mu\text{m}$	$L\dot{E}_{11}$ $\mu\text{m}$
Arp 105S	0,865	0,756	0,043	0,245
Arp 245N	1,312	0,726	0,172	0,884
NGC 5291N	0,569	0,349	0,144	0,574
NGC 5291S	0,550	0,383	0,263	0,780

TABLE 7.3 – Largeurs équivalentes des principales bandes de HAP émises par des régions intergalactiques de formation d'étoiles.

On voit que les largeurs équivalentes dans bandes HAP sont typiques de celles des galaxies à flambée de formation d'étoiles (Brandl et al. 2004, 2006). Sur les figures 7.10 et 7.11 je compare les largeurs équivalentes des raies HAP à 6,2  $\mu\text{m}$  et à 11  $\mu\text{m}$  en fonction de la métallicité pour les galaxies étudiées par Wu et al. (2006)<sup>f</sup> et les régions intergalactiques de formation d'étoiles.

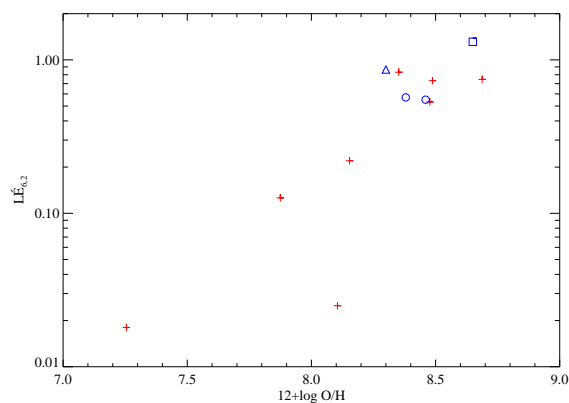


FIGURE 7.10 – Largeur équivalente de la raie HAP à 6,2  $\mu\text{m}$  en fonction de la métallicité pour les galaxies étudiées par Wu et al. (2006) (croix rouges) et les régions intergalactiques de formation d'étoiles observées par IRS : NGC 5291N et NGC 5291S (ronds), Arp 105S (triangle bleu) et Arp 245N (carré bleu).

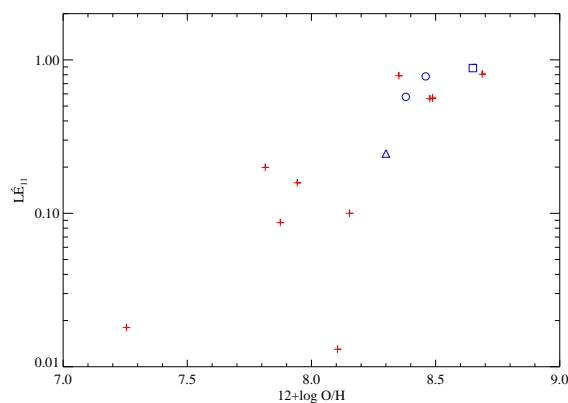


FIGURE 7.11 – Largeur équivalente de la raie HAP à 11  $\mu\text{m}$  en fonction de la métallicité pour les galaxies étudiées par Wu et al. (2006) (croix rouges) et les régions intergalactiques de formation d'étoiles observées par IRS : NGC 5291N et NGC 5291S (ronds bleus), Arp 105S (triangle bleu) et Arp 245N (carré bleu).

On constate que la largeur équivalente de la bande HAP à 6,2  $\mu\text{m}$  est tout à fait similaire à ce qui s'observe dans les galaxies à formation d'étoiles sélectionnées par Wu et al. (2006), à métallicité égale. Les observations spectroscopiques étant en nombre très restreint, j'ai utilisé les bandes larges IRAC afin d'étudier la façon dont évolue l'émission des HAP par rapport au continu des petits grains en fonction de la métallicité comme on peut le voir sur la figure 7.12 qui permet de comparer avec les échantillons de Rosenberg et al. (2006) et Engelbracht et al. (2005).

On voit que qualitativement les régions de formation d'étoiles suivent la même tendance que les galaxies des divers échantillons : plus la métallicité est élevée, plus l'émission des HAP dans la bande à 8,0  $\mu\text{m}$  est importante par rapport à celle du continu des très petits grains.

Ainsi, tant les largeurs équivalentes des bandes d'émission HAP à 6,2  $\mu\text{m}$  et à 11  $\mu\text{m}$  que l'intensité relative des bandes HAP par rapport au continu des petits grains paraissent normaux, c'est-à-dire cohérents avec les régions de formation d'étoiles de même métallicité. En conséquence, la calibration dérivée entre l'émission en infrarouge moyen détectée avec IRAC et le taux de formation d'étoiles, jusqu'à présent seulement validée pour les disques de spirales devrait aussi s'appliquer aux débris de collisions.

f. Voir leur figure 7.

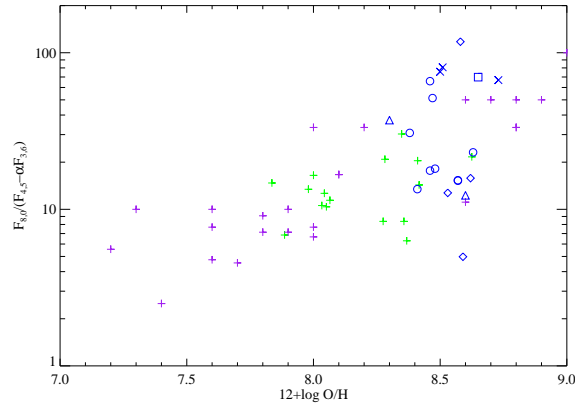


FIGURE 7.12 – Rapport des flux en infrarouge moyen  $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$ , en fonction de la métallicité. Les symboles bleus représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (rond), NGC 7252 (losange), Arp 105 (triangle), Arp 245 (carré) et le Quintette de Stephan (croix). Les signes « + » représentent des galaxies intégrées. La couleur indique l'échantillon d'origine : Rosenberg et al. (2006) (vert) et Engelbracht et al. (2005) (violet).

L'importante dispersion du rapport de flux  $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$ , même au sein d'un système comme on peut le voir pour NGC 5291 par exemple, est surprenante. Cela ne peut s'expliquer par des variations locales de métallicité, celle-ci étant relativement uniforme, tant le long des structures HI de chaque système que du point de vue de la globalité des systèmes en général. Si on prend les régions 1 et 3 de NGC 5291, particulièrement lumineuses en infrarouge, elles présentent des rapports  $F_{8,0}/(F_{4,5} - \alpha F_{3,6})$  incompatibles bien qu'elles soient spatialement proches et qu'elles devraient donc avoir des métallicités voisines. Malheureusement, aucun spectre optique de la région 1 n'est à ce jour disponible pour vérifier ceci. De toute évidence, la métallicité n'est pas le seul paramètre à jouer un rôle dans l'émission à  $8,0\ \mu\text{m}$ , comme cela a déjà été montré dans plusieurs études portant sur la formation d'étoiles au niveau galactique.

## 7.2.2 Effet de l'extinction par la poussière sur les indicateurs de taux de formation d'étoiles à partir de l'ultraviolet et du $H\alpha$

Comme je viens de le montrer, de la poussière est indubitablement présente tout au long des structures HI des différents systèmes. Est-ce que des variations de l'extinction et des facteurs géométriques pourraient expliquer l'importante dispersion dans les propriétés individuelles des régions de formation d'étoiles ? Pour examiner cela, j'ai corrigé de l'extinction les flux en ultraviolet et en  $H\alpha$ . Celle-ci est constituée de deux composantes. La première qui est due aux nuages de poussière entourant les étoiles venant de naître dans le gaz moléculaire est très dépendante de la géométrie et peut varier de façon importante d'une région à l'autre. La seconde est due à la poussière le long de la ligne de visée laquelle peut être approximée sous forme d'un écran de poussières.

L'extinction peut se déterminer de plusieurs façons. La première via des observations spectroscopiques dans des plages de longueurs d'onde contenant des raies de recombinaison de l'hydrogène, généralement les raies  $H\alpha$  et  $H\beta$  de la série de Balmer. Les rapports des flux non éteints de ces raies dépendent des conditions physiques du milieu. Le rapport généralement adopté est  $F_{H\alpha}/F_{H\beta} = 2,85$  lequel correspond au cas B d'Osterbrock (1989), soit une température électronique  $T_e = 10\ 000\ \text{K}$  et une densité électronique  $n_e = 1\ \text{cm}^{-3}$ . Les rapports observés donnent alors une mesure de l'extinction, la raie  $H\alpha$  étant nettement moins éteinte que la raie  $H\beta$  le rapport est alors supérieur à 2,85. L'adoption d'une loi d'extinction comme celle de Torres-Peimbert et al. (1989)<sup>g</sup> par exemple permet alors de retrouver l'extinction :

$$\log \frac{I_\lambda}{I_{H\beta}} = \log \frac{F_\lambda}{F_{H\beta}} + f(\lambda) c_{H\beta}, \quad (7.1)$$

g. Les spectres déjà publiés avant cette thèse ayant été traités en utilisant cette loi d'extinction, par souci d'homogénéité j'ai fait de même pour les systèmes dont l'extinction spectroscopique n'avait pas encore été déterminée.

F et I étant respectivement les flux observé et corrigé de l'extinction,  $\lambda$  la longueur d'onde de la raie considérée,  $f$  la loi d'extinction adoptée et  $c_{H\beta}$  l'extinction logarithmique de la raie H $\beta$ . Cette extinction peut être convertie en extinction dans la bande V suivant la relation  $c_{H\beta} = 0,47 \cdot A_V$ . L'inconvénient majeur de cette méthode dans le cadre de cette étude est que l'extinction n'est bien évidemment accessible que pour les objets ayant été observés spectroscopiquement. Or dans certains systèmes comme NGC 5291, seule une minorité de régions de formation d'étoiles a été observée de la sorte. Une deuxième méthode possible est l'utilisation de la densité de colonne de l'hydrogène neutre. En effet, celle-ci est directement corrélée avec l'extinction. Diverses relations existent pour convertir la densité de colonne en extinction, voir [Ryter \(1996\)](#) par exemple. Les observations ne permettent cependant pas de différencier le gaz sur la ligne de visée participant à l'extinction du gaz qui n'y participe pas (par exemple en étant derrière l'objet observé<sup>h</sup>). Afin de calibrer la densité de colonne en extinction j'ai décidé non pas d'appliquer les formules de conversion standards mais de construire une relation spécifique mettant en relation la valeur maximale de la densité de colonne HI dans chacune des régions de formation d'étoiles et les extinctions déduites des observations spectroscopiques. J'ai effectué cette démarche pour NGC 5291 car ce système possède de nombreuses régions de formation d'étoiles et un nombre comparativement faible d'observations spectroscopiques<sup>i</sup>. La relation est présentée sur la figure 7.13. L'incertitude sur les extinctions obtenues par cette méthode est

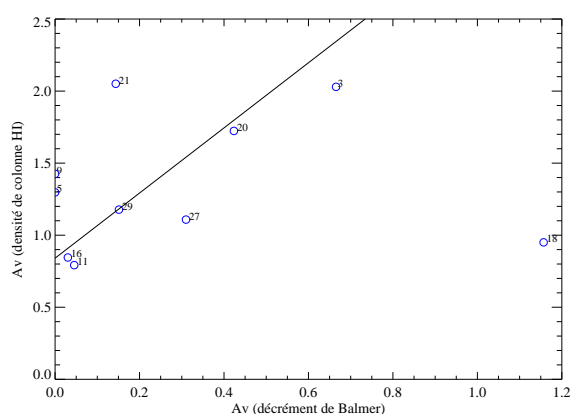


FIGURE 7.13 – Relation (trait plein) entre l'extinction déterminée via le décrément de Balmer sur l'axe des abscisses et l'extinction déterminée par la densité de colonne HI en utilisant la conversion de [Ryter \(1996\)](#) pour les régions de formation d'étoiles de NGC 5291 observées spectroscopiquement (ronds bleus). On voit que l'extinction déduite de la densité de colonne HI est bien plus élevée que celle obtenue grâce aux observations spectroscopiques reflétant les problèmes exposés plus haut. Les régions 18 et 21 s'écartent beaucoup de la relation (elles ont d'ailleurs été exclues pour ne pas induire un biais particulier). La région 18 a une extinction spectroscopique bien plus importante. L'origine de ceci est que le pic de la densité de colonne HI présente un décalage spatial avec le pic de l'émission dans les bandes traçant la formation d'étoiles.

d'environ 0,4 dex. Les autres systèmes ayant des observations spectroscopiques sur toutes les régions de formation d'étoiles auxquelles je m'intéresse particulièrement, j'utilise par la suite les extinctions déduites directement du décrément de Balmer pour celles-ci.

Afin d'étudier l'effet de la poussière sur les indicateurs de taux de formation d'étoiles, je corrige les flux en utilisant la loi de [Calzetti et al. \(2000\)](#) valable comme je l'ai déjà rappelé plus haut pour des galaxies à flambée de formation stellaire. Cette loi permet d'obtenir les extinctions suivantes :  $A_{FUV}/A_V = 2,54$  et  $A_{H\alpha}/A_V = 0,82$ . Pour voir si l'extinction est le facteur principal de variation au sein d'un même système, j'ai calculé la variation de la dispersion des rapports des taux de formation d'étoiles à partir du 8,0  $\mu\text{m}$  et de l'ultraviolet lointain d'une part et du H $\alpha$  et de l'ultraviolet lointain d'autre part, normalisée par rapport à la moyenne. Cette démarche suppose cependant que l'histoire de la formation d'étoiles est similaire dans toutes les régions d'un même système. Ceci est sans doute particulièrement vrai pour NGC 5291 mais doit être considéré avec une grande précaution dans

h. Je néglige ici les effets de diffusion pouvant intervenir.

i. Afin de pousser l'étude plus avant de ce système des demandes d'observation spectroscopiques sont en cours pour observer les régions de formation d'étoiles qui ne l'ont pas été jusqu'à présent, comme la région 1 par exemple.

des systèmes bien plus complexes comme le Quintette de Stephan par exemple. Afin de limiter l'incertitude due à la faiblesse de certains flux, j'ai décidé de limiter les échantillons aux régions formant au moins  $0,02 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ . Les résultats sont présentés dans le tableau 7.4. On voit que si la correction de l'extinction permet de diminuer

Système	$\langle A_V \rangle$	$\frac{\Delta A_V}{\langle A_V \rangle}$	$\frac{\Delta([8,0]/[FUV])}{\langle [8,0]/[FUV] \rangle}$	$\left( \frac{\Delta([8,0]/[FUV])}{\langle [8,0]/[FUV] \rangle} \right)_{\text{corrigé}}$	$\frac{\Delta([H\alpha]/[FUV])}{\langle [H\alpha]/[FUV] \rangle}$	$\left( \frac{\Delta([H\alpha]/[FUV])}{\langle [H\alpha]/[FUV] \rangle} \right)_{\text{corrigé}}$
Quintette de Stephan	1,1	0,7	1,3	1,1	0,8	0,8
NGC 5291	0,2	0,8	0,7	1,0	0,3	0,4
NGC 7252	1,6	0,4	0,7	1,3	1,2	1,4

TABLE 7.4 – Rapport des taux de formation d'étoiles  $\Delta([8,0]/[FUV]) / \langle [8,0]/[FUV] \rangle$  et  $\Delta([H\alpha]/[FUV]) / \langle [H\alpha]/[FUV] \rangle$  bruts et corrigés de l'extinction.

la dispersion dans le Quintette de Stephan, il n'en va pas de même dans NGC 5291 et NGC 7252 où celle-ci augmente systématiquement. Pour NGC 5291 l'excès ultraviolet détecté sur les taux de formation d'étoiles non corrigés de l'extinction est accentué en procédant à la correction de celle-ci. Si l'extinction par la poussière était le seul paramètre, les régions présentant un fort excès ultraviolet devraient être moins éteintes que les régions présentant un excès ultraviolet plus faible. Hors ici ce n'est pas ce qu'il se produit comme on peut le voir sur la figure 7.14 montrant le rapport  $[8,0]/[FUV]$  en fonction de l'extinction  $A_V$ . Aucune tendance claire ne ressort.

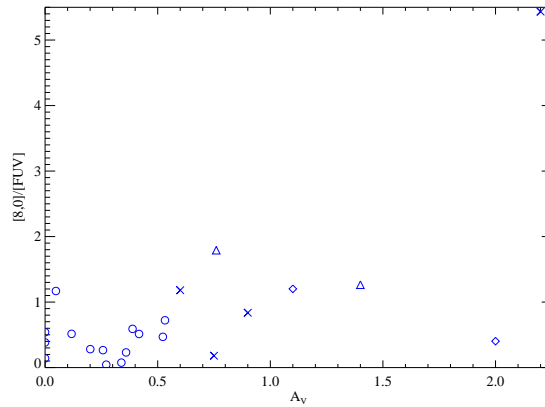


FIGURE 7.14 – Évolution du rapport  $[8,0]/[FUV]$  en fonction de l'extinction  $A_V$ . Les symboles bleus représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (rond), NGC 7252 (losange), Arp 105 (triangle), et le Quintette de Stephan (croix). Seules les régions présentant un taux de formation d'étoiles valant au moins  $0,02 M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$  ont été sélectionnées.

Si l'extinction était le paramètre principal le rapport  $[8,0]/[FUV]$  devrait augmenter suivant une loi de puissance de 10 en fonction de  $A_V$ . On voit que si la dispersion relative diminue pour le Quintette de Stephan c'est grâce à la région la plus éteinte qui possède un rapport  $[8,0]/[FUV]$  assez élevé. Il s'agit de la région 11, aussi appelée « SQ-A » comme je l'ai déjà mentionné. Pour les autres régions, l'extinction ne semble pas avoir d'influence visible. Ainsi les variations de l'extinction par la poussière seule ne peut expliquer la dispersion dans les propriétés des régions de formation d'étoiles le long des structures HI, à moins que des variations très locales ne dominent.

### 7.2.3 Effet de l'âge du sursaut de formation d'étoiles sur les indicateurs ultraviolet et $H\alpha$

L'excès ultraviolet semble être une caractéristique déterminante des régions de formation d'étoiles de NGC 5291. Cela a aussi été observé dans d'autres régions intergalactiques de formation d'étoiles par [Werk et al. \(2007\)](#). À l'opposé des systèmes tels que le Quintette de Stephan, Arp 105 ou Arp 245 présentent quant à eux un excès  $H\alpha$ , systématique dans le cas des deux derniers. Je discute ici si l'importante dispersion des rapports  $[H\alpha]/[FUV]$  au sein d'un même système après correction de l'extinction due à la poussière pourrait résulter d'un effet de l'âge de la flambée de formation d'étoiles.

Si dans le chapitre 6 j'ai montré que l'ajustement des distributions spectrales d'énergie permet de déterminer un certain nombre de paramètres pour quelques régions individuelles, l'abondance de régions de formation d'étoiles ne permet pas de les étudier une par une en détails grâce à cette méthode. Je vais me concentrer ici sur un système en particulier qui possède un nombre élevé de régions : NGC 5291. Je vais réutiliser les modèles que j'ai décrits dans la section 4.3. Il faudra garder à l'esprit les limitations que j'ai évoquées dans la section 4.3.9, notamment en ce qui concerne les raies nébulaires pour NGC 5291<sup>j</sup>.

L'extinction étant différente d'une région à l'autre, j'ai décidé de ne pas prendre en compte l'extinction dans le modèle (il serait plus difficile de comparer simultanément toutes les régions avec les modèles) mais de corriger les observations de l'extinction, permettant ainsi une comparaison directe avec les modèles.

Comme je l'ai mentionné dans la section 6.2.7, [Duc et Mirabel \(1998\)](#) ont mesuré une largeur équivalente  $H\beta$  élevée dans plusieurs régions HII autour de NGC 5291, atteignant  $140 \text{ \AA}$ , ce qui est indicatif de flambées de formation stellaire jeunes (voir par exemple [Terlevich et al. 2004](#)). La détection de particularités dues aux étoiles Wolf-Rayet dans la région la plus lumineuse montre que l'épisode actuel de formation d'étoiles a moins de  $5 \cdot 10^6$  ans, ce qui est conforme avec ce que j'ai trouvé grâce aux ajustements de la distribution spectrale d'énergie de la section 6.2.7. Plus récemment, [Higdon et al. \(2006\)](#) ont aussi trouvé un âge d'environ  $5 \cdot 10^6$  ans à partir du rapport des raies d'émission du néon  $[\text{NeII}] / [\text{NeIII}]$ , pour les objets pour lesquels des spectres IRS en infrarouge moyen étaient disponibles. Ces indications sont-elles, pour des flambées de formation d'étoiles très jeunes, cohérentes avec l'excès ultraviolet observé dans toutes les régions HII autour de NGC 5291 ? À première vue, on pourrait penser qu'un excès ultraviolet, ou inversement un déficit de l'émission  $H\alpha$  suggérerait plutôt une flambée de formation d'étoiles plus âgée, déclinante parce que l'échelle de temps de l'émission ultraviolette est environ un facteur 10 plus importante que celle de l'émission  $H\alpha$ .

Comme la configuration dynamique du système et les résultats obtenus dans la section 6.2.7 laissent à penser que la population d'origine galactique est largement prédominante, j'ai fixé le rapport de masses à  $r = 10^2$ . Sur les figures 7.15 et 7.16 j'ai tracé l'évolution en fonction du temps de la largeur équivalente de la raie  $H\beta$  et le rapport des estimateurs de taux de formation d'étoiles en  $H\alpha$  ainsi qu'en ultraviolet lointain.

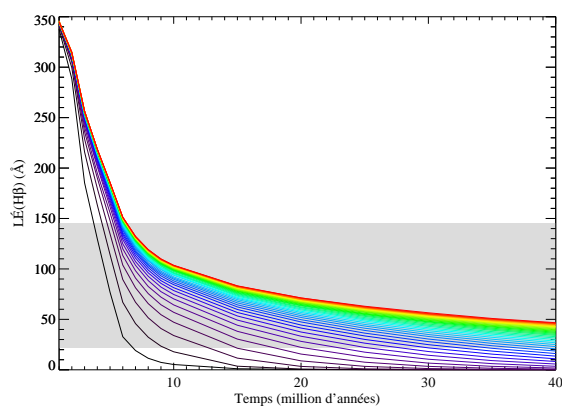


FIGURE 7.15 – Évolution de la largeur équivalente de la raie  $H\beta$  en fonction du temps pour différents types de formation d'étoiles. La ligne noire est pour une flambée quasi-instantanée dont le taux de formation d'étoiles décroît exponentiellement avec une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans alors que la ligne rouge est pour une constante de temps de  $\tau = 40 \cdot 10^6$  ans. L'intervalle gris indique la plage des valeurs observées de la largeur équivalente de la raie  $H\beta$  dans les régions où elle a été mesurée dans le système NGC 5291.

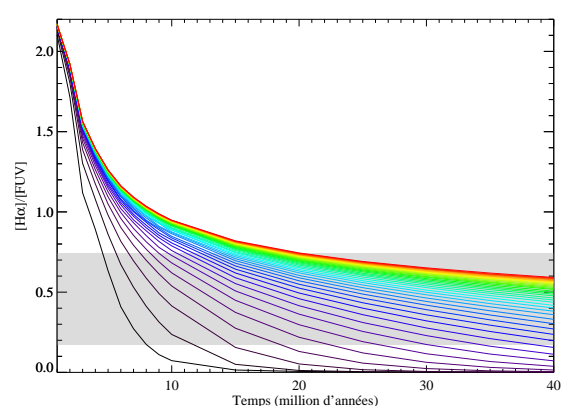


FIGURE 7.16 – Évolution du rapport  $[\text{H}\alpha] / [\text{FUV}]$  en fonction du temps pour différents types de formation d'étoiles. La ligne noire est pour une flambée quasi-instantanée dont le taux de formation d'étoiles décroît exponentiellement avec une constante de temps  $\tau = 10^6$  ans alors que la ligne rouge est pour une constante de temps de  $\tau = 40 \cdot 10^6$  ans. L'intervalle gris indique la plage des valeurs observées du rapport  $[\text{H}\alpha] / [\text{FUV}]$  dans les régions où elle a été mesurée dans le système NGC 5291.

La première figure suggère que la flambée de formation d'étoiles pourrait ne pas durer plus de  $6 \cdot 10^6$  ans pour

<sup>j</sup>. Voir la section 6.2.7 en particulier où l'on voit que le flux  $H\alpha$  tend à être nettement surévalué pour des ajustements par ailleurs convaincants.



les régions présentant la largeur équivalente la plus importante, quelque soit l'échelle de temps adoptée pour la flambée de formation d'étoiles. Bien sûr l'histoire réelle de la formation d'étoiles peut être plus complexe que ce qui a été modélisé et des sursauts de formation d'étoiles allumés il y a quelques millions d'années peuvent aussi cohabiter avec des épisodes de formation d'étoiles plus étendus et âgés (Neff et al. 2005), c'est-à-dire des régions présentant une largeur équivalente  $H\beta$  plus petite.

La seconde figure montre que la plage observée de rapports  $[H\alpha] / [FUV]$  peut être reproduite à l'aide de différentes histoires de formation d'étoiles mais que la flambée de formation d'étoiles est toujours à un stade assez avancé par rapport à sa constante de temps. Un taux de formation d'étoiles déclinant peu avec le temps est incompatible avec les données. Cependant celles-ci peuvent être reproduites avec des sursauts allant d'un sursaut quasi-instantané qui s'est produit il y a  $4 \cdot 10^6$  ans à  $10 \cdot 10^6$  ans jusqu'à des sursauts ayant une constante de temps plus importante de  $\tau = 10 \cdot 10^6$  ans ayant  $t = 40 \cdot 10^6$  ans. En combinant ces deux critères, je peux conclure que les régions de formation d'étoiles actuellement les plus actives sont (c'est-à-dire les régions 1, 3 et 21) toutes très jeunes mais ont eu leur pic de formation d'étoiles il y a environ  $5 \cdot 10^6$  ans tandis que celles plus passives pourraient avoir quelques  $10 \cdot 10^6$  ans, formant toujours des étoiles mais à un rythme plus faible que par le passé.

On peut noter que des flambées de formation d'étoiles jeunes pour toutes les régions HII autour de NGC 5291 sont aussi pleinement compatibles avec les données, c'est-à-dire la largeur équivalente  $H\beta$ , l'excès ultraviolet et les variations importantes du rapport  $[H\alpha] / [FUV]$ . Ce dernier aspect peut être expliqué en notant la grande rapidité de la variation du rapport peu après le début de la flambée de formation stellaire : une petite différence d'âge peut amener une différence importante dans le rapport  $[H\alpha] / [FUV]$  (voir la figure 7.16).

Comme toutes les régions HII semblent avoir un âge du même ordre de grandeur, il est légitime de se demander comment la formation d'étoiles a pu commencer presque simultanément le long d'une structure étendue sur 180 kpc et comment est-il possible qu'on l'observe si proche du commencement. Il faut cependant se souvenir que l'anneau HI qui héberge ces régions de formation d'étoiles a vraisemblablement été formé à l'occasion d'un événement violent, sans doute la collision d'un disque HI étendu préexistant avec une galaxie compagnon (Duc et Mirabel 1998). Étant donnée sa forme et le champ de vitesse global, la structure HI n'a probablement pas été formée grâce à des forces de marée mais plutôt par une onde de densité en expansion. Selon de récentes simulations numériques (voir l'article attaché en annexe B pour les détails), l'anneau autour de NGC 5291 a un âge compris entre  $300 \cdot 10^6$  ans et  $400 \cdot 10^6$  ans, très différent de l'échelle de temps de la formation d'étoiles. Cependant, dans le cas d'un anneau collisionnel (voir la section 2.2.5 pour des rappels sur ce type de structure), et à la différence des queues de marée, la formation d'étoiles peut être inhibée pendant les premiers  $100 \cdot 10^6$  ans, c'est-à-dire jusqu'à ce que l'expansion de l'anneau HI s'arrête, après quoi la formation d'étoiles commence. Si ce scénario est effectivement correct, cela rendrait compatibles les échelles de temps dynamique et de formation d'étoiles et expliquerait l'observation, intrigante à première vue, de la formation d'étoiles quasi-simultanée tout le long de l'anneau HI.

## Synthèse

J'ai comparé ici l'évolution de la largeur équivalente  $H\beta$  et du rapport  $[H\alpha] / [FUV]$  au cours du temps, avec les observations de régions intergalactiques de formation d'étoiles de NGC 5291. J'ai sélectionné ce système en raison de son important nombre de régions de formation d'étoiles afin de pouvoir exhiber les paramètres gouvernant la formation d'étoiles. J'ai montré que l'âge joue un rôle majeur dans les disparités observées dans les rapports  $[H\alpha] / [FUV]$ . En particulier, il permet d'expliquer la dispersion des rapports des taux de formation d'étoiles  $[H\alpha] / [FUV]$  alors que les études dynamiques suggèrent que toutes les régions de formation d'étoiles devraient avoir un âge quasi-identique. Les paramètres principaux sont l'âge et la constante de temps, c'est-à-dire l'histoire de la dernière flambée de formation d'étoiles.

L'analyse du rapport  $[H\alpha] / [FUV]$  dans l'ensemble des systèmes montre les régions qui sont à un stade avancé de formation d'étoiles ont un rapport plus faible que les autres.

### 7.2.4 Taux de formation d'étoiles dans les débris par rapport au taux de formation d'étoiles total

Comme je l'ai dit, le taux de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique de divers systèmes présentés dans ce manuscrit est semblable à celui observé dans le disque d'une galaxie spirale. Cependant, l'environnement intergalactique est beaucoup moins dense que ne l'est le disque d'une spirale et l'effet des vents galactiques sur le

milieu environnant devrait être bien plus dramatique. Comme montré entre autres par Ferrara et Tolstoy (2000), la capacité d'un objet à perdre ses éléments lourds, et donc à enrichir le milieu intergalactique en métaux, dépend de façon importante de la masse et du halo dans lequel il réside. Les débris de collision devant être déficients en matière noire<sup>k</sup>, leur capacité à conserver leurs métaux devrait être réduite. Comment les régions de formation d'étoiles particulièrement actives arrivent à survivre à l'énergie mécanique injectée est une question qui reste à étudier. Étant donné leur important réservoir de gaz, il est surprenant que certaines régions aient une formation d'étoiles déclinante à moins que celle-ci ne soit étouffé à cause de la rétroaction due aux étoiles massives.

Clairement, certains des systèmes étudiés sont exceptionnels dans l'univers local. Des études sur des échantillons de systèmes en interaction ont montré que les structures de marée ne comptent que pour 10% au plus du taux de formation d'étoiles total (Struck 2007; Smith et al. 2007; Hancock et al. 2007). Si l'on prend l'exemple de NGC 5291, sans doute le plus marquant de tous les systèmes étudiés, 85% des étoiles formées le sont le long de l'anneau HI intergalactique d'après l'émission détectée en ultraviolet (voir le tableau 7.5). Les images H $\alpha$  ayant une couverture spatiale trop faible je ne les utilise pas. En utilisant le flux dans la bande à 8,0  $\mu\text{m}$ , et en soustrayant l'émission due à la population âgée dans la galaxie NGC 5291 elle-même (cette population est responsable de 50% du flux reçu à 8,0  $\mu\text{m}$ ), le taux de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique compte pour plus de la moitié du taux de formation d'étoiles total. Cette différence entre les deux estimateur provient de l'excès ultraviolet déjà mentionné plusieurs fois précédemment. Dans l'univers lointain cependant, des structures de gaz d'une telle taille pourraient avoir été relativement habituelles<sup>l</sup> et les régions de formations d'étoiles qu'elles abritent pourraient contribuer significativement à l'enrichissement direct du milieu intergalactique. Bien que NGC 5291 soit le cas le plus marquant, il n'est pas isolé. Par exemple dans le système Arp 105, plus de 40% des étoiles formées récemment le sont dans le milieu intergalactique.

Système	TFÉ (FUV) $M_{\odot}.\text{an}^{-1}$	TFÉ <sub>total</sub> (FUV) $M_{\odot}.\text{an}^{-1}$	TFÉ (FUV) / TFÉ <sub>total</sub> (FUV) %
Quintette de Stephan	0,71	3,41	20,8
Arp 105	0,28	0,64	43,2
Arp 245	0,03	1,33	2,5
NGC 5291	1,44	1,69	85,1
NGC 7252	0,08	0,73	11,3

TABLE 7.5 – Taux de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique, taux de formation d'étoiles total et fraction d'étoiles formées dans le milieu intergalactique dans chaque système. Les taux de formation d'étoiles sont estimés à partir de l'émission en ultraviolet lointain, le H $\alpha$  ne présentant pas une couverture suffisante et l'infrarouge étant pollué par des noyaux actifs particulièrement lumineux.

De façon intéressante on voit que dans le cas de queues de marée purement gazeuse, comme dans le cas de Arp 105S, ou dans le cas d'un anneau collisionnel une partie très importante de la formation d'étoiles a lieu dans les débris de marée, ce qui n'est pas le cas dans les systèmes où l'interaction a créé des structures de marées constituées d'un mélange de gaz et d'étoiles issues des galaxies parents.

### 7.2.5 Localisation et importance de la formation d'étoiles

Le taux formation d'étoiles dans le milieu intergalactique peut être assez élevé dans certains systèmes, de l'ordre de grandeur observé dans les disques des galaxies spirales : 0,7  $M_{\odot}.\text{an}^{-1}$  à 2,1  $M_{\odot}.\text{an}^{-1}$  pour le Quintette de Stephan, 0,3  $M_{\odot}.\text{an}^{-1}$  à 0,6  $M_{\odot}.\text{an}^{-1}$  pour Arp 105, ou encore 0,4  $M_{\odot}.\text{an}^{-1}$  à 1,5  $M_{\odot}.\text{an}^{-1}$  pour NGC 5291 selon les estimateurs du taux de formation d'étoiles à partir de l'émission en ultraviolet, en H $\alpha$  en celle à 8,0  $\mu\text{m}$  (voir le tableau 7.1).

La question de savoir si les luminosités non corrigées de l'extinction en ultraviolet, H $\alpha$  et en infrarouge doivent être combinées pour obtenir le taux de formation d'étoiles total non éteint ou si une simple correction de l'extinction pour chaque traceur est suffisante est un sujet activement débattu (Hirashita et al. 2003). Si la correction de l'extinction de la raie H $\alpha$  semble initialement une bonne approche afin d'obtenir le taux de formation d'étoiles réel

k. Bien que de la matière noire ait été détectée dans NGC 5291, voir l'article attaché en annexe B, elle est beaucoup plus faible que dans les galaxies naines classiques.

l. Les structures Lyman- $\alpha$  géantes détectées dans l'univers lointain (Nilsson et al. 2006; Jimenez et Haiman 2006) présentent en fait des similarités avec NGC 5291.

total dans un système, cela nécessite des observations spectroscopiques afin de déterminer le décrément de Balmer. Devant la difficulté et le temps nécessaire pour effectuer des observations spectroscopiques sur un nombre élevé d'objets, cette approche se révèle difficilement applicable et il faut donc trouver une méthode n'impliquant pas une détermination de l'extinction. Afin d'obtenir le taux de formation d'étoiles total non éteint, j'ai construit une loi semi-empirique liant d'une part la luminosité en ultraviolet lointain ou celle dans la bande à  $8\ \mu\text{m}$  et la luminosité  $H\alpha$  corrigée de l'extinction et d'autre part une combinaison de la luminosité à  $8\ \mu\text{m}$  et de la luminosité  $H\alpha$  non corrigée de l'extinction à la luminosité  $H\alpha$  corrigée. Les ajustements ont été effectués pour les objets disposant de données spectroscopiques. Ces lois sont de la forme  $L(H\alpha)_{\text{corrigé}} = k_1 \cdot L(\text{FUV})$ ,  $L(H\alpha)_{\text{corrigé}} = k_2 \cdot L(8,0)$  et  $L(H\alpha)_{\text{corrigé}} = L(H\alpha) + k_3 \cdot L(8,0)^m$  à la luminosité  $H\alpha$  corrigée de l'extinction grâce au décrément de Balmer<sup>n</sup>. Notons que j'ai considéré ici que le taux de formation d'étoiles vrai est donné par la  $H\alpha$  corrigée de l'extinction. La raison est que l'échelle de temps est la plus courte de tous les estimateurs et est donc plus représentative de la formation d'étoiles la plus récente<sup>o</sup>. Je ne compare par le  $H\alpha$  corrigée de l'extinction avec une combinaison de l'ultraviolet et de l'infrarouge pour ne pas subir d'importants effets d'âge. Le coefficient  $k$  varie de façon importante suivant les systèmes, j'ai décidé de le déterminer individuellement pour chacun des systèmes, les résultats étant synthétisés dans le tableau 7.6. Les relations sont présentées sur les figures 7.18, 7.17 et 7.19. Par souci de clarté, j'ai omis les barres d'erreurs sur les figures, elles ont cependant été prises en compte dans les ajustements.

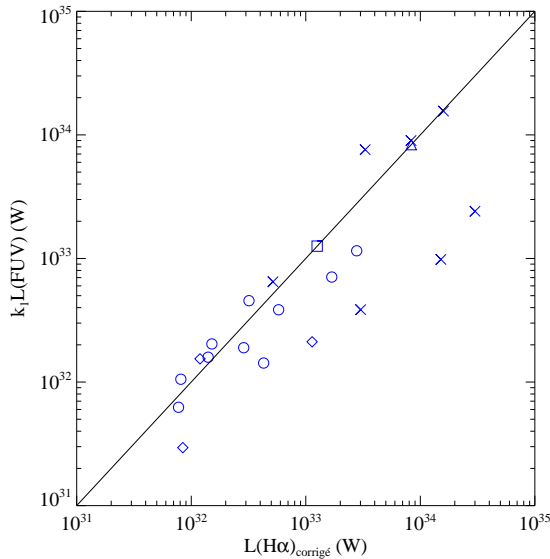


FIGURE 7.17 – Luminosité  $k_1 \cdot L(\text{FUV})$  en fonction de la luminosité  $H\alpha$  corrigée de l'extinction. Les symboles bleus représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés) et le Quintette de Stephan (croix).

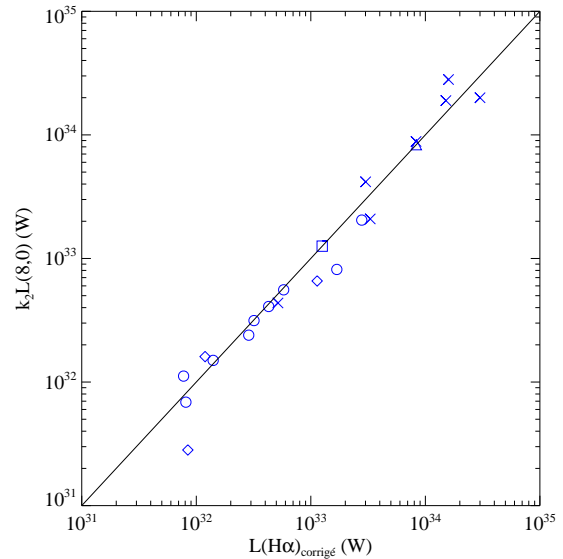


FIGURE 7.18 – Luminosité  $k_2 \cdot L(8,0)$  en fonction de la luminosité  $H\alpha$  corrigée de l'extinction. Les symboles bleus représentent les régions intergalactiques de formation d'étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés) et le Quintette de Stephan (croix).

On voit sur la figure 7.17 que l'ajustement est généralement de mauvaise qualité. Le pire cas est celui du Quintette de Stephan, ce qui reflète la grande diversité de propriétés observées dans ce système. De manière générale l'ultraviolet non corrigé de l'extinction n'est pas un bon estimateur du taux de formation d'étoiles. Les raisons sont vraisemblablement des effets dus aux échelles de temps ainsi qu'à l'extinction. Sur la figure 7.18 l'ajustement est bien meilleur que dans le cas précédent. Cependant on constate que la relation est plus dispersée dans le cas où l'on ajuste seulement  $k_2 \cdot L(8,0)$  par rapport au cas qui combine à la fois la raie  $H\alpha$  et l'émission

m. Avec  $L(8,0)$  la luminosité monochromatique multipliée par la fréquence :  $L = \nu L_\nu$ .

n. Pour cet usage je considère que pour le cas de NGC 5291 l'extinction déterminée par la densité de colonne HI est trop imprécise, je me limite donc aux régions pour lesquelles des observations spectroscopiques sont disponibles.

o. La méthode adoptée ici n'est pas la seule approche possible, par exemple Hirashita et al. (2003) ont combiné l'ultraviolet, l'infrarouge et le  $H\alpha$ .

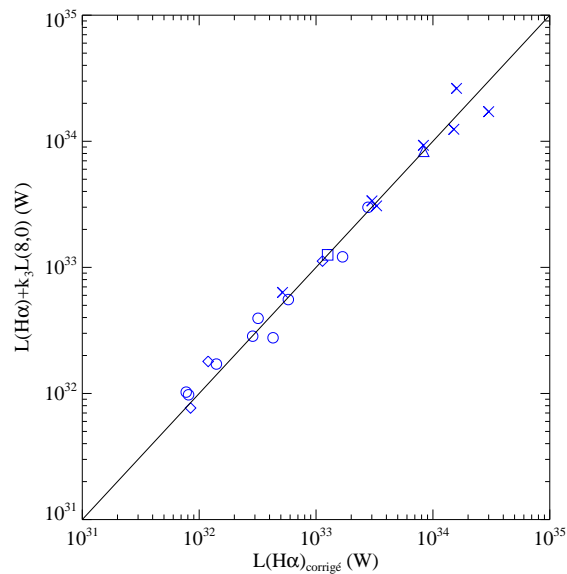


FIGURE 7.19 – Luminosité  $L(H\alpha) + k_3 \cdot L(8,0)$  en fonction de la luminosité  $H\alpha$  corrigée de l’extinction. Les symboles bleus représentent les régions intergalactiques de formation d’étoiles : NGC 5291 (ronds), NGC 7252 (losanges), Arp 105 (triangles), Arp 245 (carrés) et le Quintette de Stephan (croix).

dans la bande à  $8,0\mu\text{m}$ , comme sur la figure 7.19. Cela signifie physiquement que le taux de formation d’étoiles réel (ici donné grâce à la luminosité  $H\alpha$ ) est déterminé plus précisément en combinant les luminosités infrarouge et  $H\alpha$  que via la seule luminosité infrarouge. Le tableau 7.6 synthétise les valeurs des coefficients obtenus pour les différents systèmes.

Système	$k_1$	$k_2$	$k_3$	TFÉ intergalactique total $M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$
Quintette de Stephan	$40,7 \cdot 10^{-3}$	$165,0 \cdot 10^{-3}$	$53,5 \cdot 10^{-3}$	4,43
Arp 105	$40,0 \cdot 10^{-3}$	$54,8 \cdot 10^{-3}$	$23,9 \cdot 10^{-3}$	0,66
Arp 245	$66,0 \cdot 10^{-3}$	$31,9 \cdot 10^{-3}$	$24,7 \cdot 10^{-3}$	0,22
NGC 5291	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$22,6 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	0,78
NGC 7252	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$37,4 \cdot 10^{-3}$	$37,5 \cdot 10^{-3}$	0,19

TABLE 7.6 – Valeur des coefficients  $k_1$ ,  $k_2$  et taux de formation d’étoiles total associé  $\text{TFÉ}_{\text{total}} = 7,9 \cdot 10^{-35} \cdot [L(H\alpha) + k_2 \cdot L(8,0)]$  dans chaque système.

On voit que les valeurs des coefficients  $k_2$  sont proches à l’exception du Quintette de Stephan qui est plus élevé que les autres. Ceci est dû au fait que d’une part la luminosité  $H\alpha$  est importante dans cette région comparativement avec l’infrarouge<sup>p</sup>. On constate que les coefficients  $k_3$  sont en première approximation du même ordre de grandeur, à l’exception de celui pour NGC 5291 qui a une valeur nettement plus faible. Cela traduit le fait que l’extinction moyenne est beaucoup plus faible que dans les autres systèmes (voir le tableau 7.4). D’autre part, si la corrélation est plutôt bonne au sein de chaque système, il n’y a pas de corrélation générale fonctionnant pour tous les systèmes. Cela confirme ce qui avait été constaté par Pérez-González et al. (2006) sous une autre forme<sup>q</sup>. Dans le cas présent, la métallicité étant du même ordre de grandeur dans l’ensemble des système, l’explication par une variation de la

p. Le Quintette de Stephan n’est cependant un cas isolé, la région 1 de NGC 5291 par exemple, ainsi que certaines régions d’Arp 82 ou encore les régions HII de M 81 présentent elles aussi une luminosité  $H\alpha$  importante.

q. Pérez-González et al. (2006) ont constaté qu’il y a une bonne corrélation entre la luminosité  $H\alpha$  et la luminosité à  $8,0\mu\text{m}$  au sein de M 51 et au sein de M 81 mais qu’elle n’est pas la même d’une galaxie à l’autre, comme on peut le voir de façon éclatante sur leur figure 9. Les figures 7.3 et 7.4 de ce manuscrit illustrent aussi clairement ce phénomène.

métallicité est à rejeter. De plus comme je l'ai montré dans la section 7.2.1, les observations spectroscopiques de l'émission des HAP indiquent que leur émission est normale vis-à-vis de la métallicité. L'émission à  $24\mu\text{m}$  serait un traceur de formation d'étoiles plus universel, une même corrélation liant le taux de formation d'étoiles à la luminosité émise dans cette bande, et ce à travers une grande variété de galaxies, à l'exception de celles très faiblement métalliques (Calzetti et al. 2007; Relaño et al. 2007).

La bonne corrélation entre la luminosité  $H\alpha$  corrigée de l'extinction et la luminosité combinée  $L(H\alpha) + k_3 \cdot L(8,0)$  permet de pouvoir déterminer le taux de formation d'étoiles global d'un système et non plus se limiter aux seules régions où des observations spectroscopiques des raies de recombinaison sont disponibles. En prenant donc en compte les régions ayant été observées à la fois en  $H\alpha$  et en infrarouge à  $8,0\mu\text{m}$  j'obtiens les taux de formation d'étoiles totaux présentés dans le tableau 7.6. Ceci confirme que le taux de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique est particulièrement élevé et atteint des valeurs observées dans les disques des galaxies spirales.

Comme je l'ai déjà rappelé à plusieurs reprises tout au long de ce manuscrit, les estimateurs de taux de formation d'étoiles que j'ai utilisés sont valables pour des formations d'étoiles continues sur  $100 \cdot 10^6$  ans (Kennicutt 1998a). Comme je l'ai montré dans le chapitre 6, ainsi que dans le chapitre actuel, l'histoire de la formation d'étoiles dans les différents systèmes peut différer assez grandement. À titre d'exemple dans NGC 5291 les flambées de formation d'étoiles sont jeunes (à peu près le même âge à quelques millions d'années près), quasi-instantanées et de ce fait la mesure du taux de formation d'étoiles réel peut être notablement différente. Afin de quantifier cette différence j'ai utilisé une modification des modèles construits utilisés dans le chapitre 6 et dans celui-ci pour comparer l'évolution au cours du temps du rapport entre le taux de formation d'étoiles que donnent les indicateurs de Kennicutt (1998a) appliqués aux flux mesurés sur les modèles par rapport au taux de formation d'étoiles réel du modèle, lequel est un paramètre d'entrée de celui-ci. Sur les figures 7.20 et 7.21 on peut voir l'évolution du rapport entre les taux de formation d'étoiles obtenus par les estimateurs et les taux de formation d'étoiles réels pour le cas du  $H\alpha$  d'une part et de l'ultraviolet lointain d'autre part.

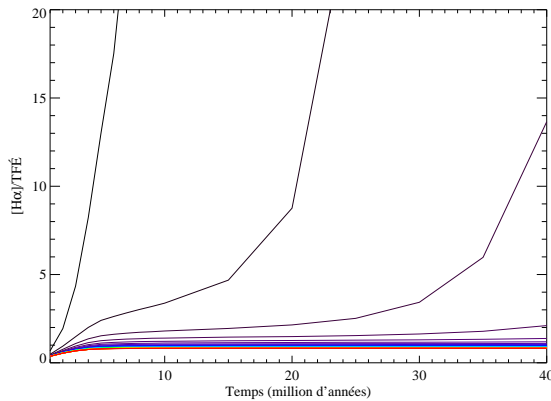


FIGURE 7.20 – Évolution du taux de formation d'étoiles  $H\alpha$  obtenu par l'estimateur de Kennicutt (1998a) divisé par le taux de formation d'étoiles réel en fonction du temps, de  $10^6$  ans à  $40 \cdot 10^6$  ans pour différentes constantes de temps allant d'un sursaut quasi-instantané ( $\tau = 10^6$  ans, ligne noire) jusqu'à un sursaut quasi-continu ( $\tau = 40 \cdot 10^6$  ans, ligne rouge). Les différentes courbes intermédiaires sont tracées pour un pas de constante de temps de  $10^6$  ans. L'extinction n'a pas été prise en compte cependant seuls 70% des photons du continu de Lyman ionisent effectivement un atome d'hydrogène.

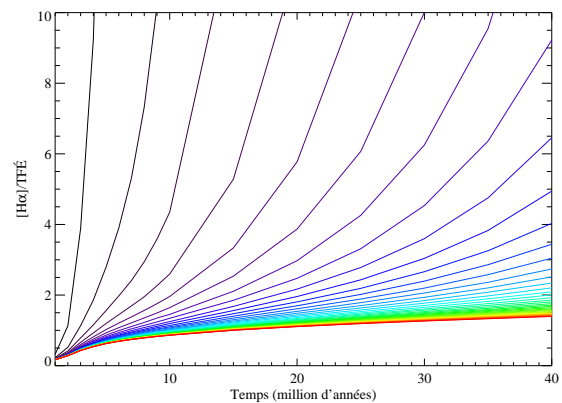


FIGURE 7.21 – Évolution du taux de formation d'étoiles en ultraviolet lointain obtenu par l'estimateur de Kennicutt (1998a) divisé par le taux de formation d'étoiles réel en fonction du temps, de  $10^6$  ans à  $40 \cdot 10^6$  ans pour différentes constantes de temps allant d'un sursaut quasi-instantané ( $\tau = 10^6$  ans, ligne noire) jusqu'à un sursaut quasi-continu ( $\tau = 40 \cdot 10^6$  ans, ligne rouge). Les différentes courbes intermédiaires sont tracées pour un pas de constante de temps de  $10^6$  ans. L'extinction n'a pas été prise en compte.

On voit que pour les constantes de temps les plus courtes le taux de formation d'étoiles obtenu par chaque indicateur divisé par le taux réel de formation d'étoiles diverge rapidement. Cela signifie que l'estimateur surestime de façon importante le taux de formation d'étoiles réel. En comparaison dans le cas de l'ultraviolet lointain cela

diverge plus rapidement et ce phénomène survient plus tôt. L'explication est la suivante : la constante de temps des étoiles tracées par le  $H\alpha$  étant nettement plus courte que celle des étoiles tracées par l'ultraviolet lointain, le  $H\alpha$  répond de façon bien plus rapide aux variations du taux de formation d'étoiles et donne ainsi une vision plus instantanée. Une décroissance du taux de formation d'étoiles s'accompagne d'une décroissance similaire de la luminosité  $H\alpha$ . En revanche les étoiles rayonnant fortement dans l'ultraviolet lointain ayant une durée de vie plus longue cela sonde un taux de formation d'étoiles sur une période plus longue, le temps de réponse de l'ultraviolet lointain aux variations du taux de formation d'étoiles est donc plus important. L'ultraviolet est bien plus sensible au taux de formation d'étoiles sur une centaine de million d'années alors que le  $H\alpha$  n'est sensible que sur une dizaine de millions d'années. Je renvoie à [Weilbacher et Fritze-v. Alvensleben \(2001\)](#) pour une étude détaillée concernant l'émission  $H\alpha$ .

Cet effet a des conséquences importantes sur le taux de formation d'étoiles réel. Pour des régions telles que la région 5 du Quintette de Stephan, Arp 105S ou NGC 5291 cela veut dire que le taux de formation d'étoiles réel pourrait être inférieur. L'évaluation précise est difficile car elle dépend fortement de la constante de temps de la flambée de formation d'étoiles, cet effet étant bien sûr d'autant plus dramatique que la constante de temps est faible, le taux de formation d'étoiles perdant progressivement son sens pour des sursauts quasi-instantanés. À titre d'exemple, pour un sursaut âgé de  $t = 5 \cdot 10^6$  ans avec une constante de temps  $\tau = 2 \cdot 10^6$  ans les taux de formation d'étoiles en ultraviolet lointain et en  $H\alpha$  sont surévalués d'un facteur typiquement 2 à 4. Cependant même en prenant en compte une telle surévaluation, le taux de formation d'étoiles intergalactiques autour des différents systèmes reste supérieur à celui des galaxies naines typiques et des galaxies irrégulières ([Hunter et Elmegreen 2004](#)). Il faut garder à l'esprit que même si les estimateurs surestiment sans doute le taux de formation d'étoiles actuel pour les objets âgés de quelques millions d'années avec une constante de temps courte, le taux de formation d'étoiles actuel était vraisemblablement plus élevé il y a quelques millions d'années de cela.

### 7.3 Conclusion

J'ai montré que l'émission intergalactique infrarouge à  $8,0 \mu\text{m}$ , dominée par les HAP, quand elle est normalisée par le continu de la poussière chaude, est comparable à l'émission intégrée de galaxies naines de métallicité similaire et à l'émission de régions HII individuelles dans les disques des galaxies spirales. De plus les largeurs équivalentes des bandes d'émission HAP sont similaires à celles observées dans des galaxies de même métallicité. Ces constatations indiquent que l'émission de la bande à  $8,0 \mu\text{m}$  est probablement un estimateur aussi fiable pour ces régions qu'il l'est pour les galaxies spirales.

Ensuite j'ai montré que les rapports des différents estimateurs présentent une importante dispersion, tant au sein d'un même système que d'un système à l'autre. Ces variations ne peuvent pas être expliquées par un effet de métallicité, celle-ci étant relativement uniforme sur la totalité des régions de formation d'étoiles. En corrigeant de l'extinction à partir d'observations spectroscopiques et de la densité de colonne de l'hydrogène neutre dans le cas de NGC 5291, j'ai montré que cette dispersion n'était pas due majoritairement à des effets d'extinction. Les variations des rapports de taux de formation d'étoiles s'expliquent par un important effet d'âge, et ce d'autant plus que les régions sont jeunes, confirmant certains résultats obtenus dans le chapitre 6. En se limitant au rapport des taux de formation d'étoiles en  $H\alpha$  et en ultraviolet, le rapport de masses de gaz converties en étoiles dans les populations d'origine galactique et d'origine intergalactique n'a que peu d'effet.

Finalement j'ai montré d'une part que dans le cas des régions de formation d'étoiles intergalactiques, le meilleur estimateur du taux de formation d'étoiles est une combinaison de la luminosité  $H\alpha$  non corrigée de l'extinction et de la luminosité infrarouge à  $8,0 \mu\text{m}$ . D'autre part, il semble que la fraction d'étoiles se formant dans le milieu intergalactique est plus élevée dans le cas où les débris de collision ne sont constitués que de gaz, comme dans l'anneau collisionnel de NGC 5291 ou Arp 105S par exemple.



**Quatrième partie**  
**Conclusion et perspectives**

---





---

## Chapitre 8

# Épilogue

### 8.1 Apports de cette étude à la connaissance de la formation d'étoiles dans les débris de marée

#### 8.1.1 Formation stellaire intergalactique : motivations de l'étude

Les travaux présentés dans ce manuscrit portent sur l'étude multi-longueurs d'ondes de la formation d'étoiles dans l'environnement inhabituel des débris de collision. Ce type d'étude désormais courant est mis en œuvre pour la première fois dans cette thèse sur la formation d'étoiles dans les débris de collision. Ceux-ci, typiquement des objets de marée ou des anneaux collisionnels, ont un milieu interstellaire similaire, en particulier au niveau de la métallicité, à celui des régions de formation d'étoiles que l'on peut observer dans les galaxies spirales de l'univers local. Les régions de formation d'étoiles dans les disques galactiques subissent des effets d'environnement comme les perturbations dues aux ondes de densité générant les bras spiraux par exemple. L'étude de la formation d'étoiles dans les débris de collision revient à étudier ces régions de formation d'étoiles galactiques mais déplacées hors de leur environnement habituel. Ainsi, les effets d'environnement ne sont plus les mêmes. Il n'y a par exemple plus de perturbation dues aux ondes de densité. Autre effet, les régions de formation d'étoiles interagissent plus directement avec le milieu intergalactique. Des variations dans les propriétés des régions de formation d'étoiles peuvent alors être liées à leur environnement particulier.

Pour mener mon étude à bien, j'ai sélectionné un certain nombre de systèmes contenant des régions intergalactiques de formation d'étoiles. Ces systèmes exceptionnels dans l'univers proche ont tous en commun d'avoir éjecté de grandes quantités de gaz dans le milieu intergalactique alors qu'ils ont subi différents types de collision. Cela va d'un système en interaction lors de sa première approche jusqu'à des galaxies en phase finale de fusion en passant par une collision directe ayant créé un anneau collisionnel. Dans tous les cas ils présentent une quantité notable de formation d'étoiles dans les débris de collision situés dans le milieu intergalactique.

#### 8.1.2 Données utilisées

Afin d'avoir la meilleure vision de la formation stellaire dans ces objets particuliers j'ai attaqué le problème d'un point de vue panchromatique en mettant à profit tant des données PI que provenant d'archives. J'ai non seulement fait usage d'observations spectroscopiques en optique et en infrarouge mais aussi d'observations en imagerie allant de l'ultraviolet lointain jusqu'à l'infrarouge moyen, en passant par des cartes  $H\alpha$ . Ces données proviennent de télescopes au sol et d'observatoires spatiaux. Je les ai si nécessaire retraitées et calibrées.

#### 8.1.3 Résultats principaux

##### Fraction d'étoiles jeunes et vieilles

J'ai modélisé la distribution spectrale d'énergie des régions de formation d'étoiles en utilisant le code de synthèse spectrale évolutive PÉGASE II comme outil de base. Cette modélisation prend en compte simultanément les

---

étoiles formées dans le milieu intergalactique et aussi celles qui ont éventuellement été arrachées des galaxies parents en même temps que le gaz et contaminent les régions de formation d'étoiles. Cela m'a permis de déterminer un certain nombre de paramètres importants selon les systèmes :

- la fraction de la masse de gaz convertie en étoiles dans la population d'étoiles formée dans le milieu intergalactique et celle de la population d'étoiles provenant des galaxies parents ;
- l'histoire de la formation d'étoiles dans le cadre d'un sursaut dont le taux de formation d'étoiles suit une décroissance exponentielle ;
- la masse stellaire totale des régions observées en prenant en compte non seulement les étoiles formées dans le milieu intergalactique mais aussi provenant des galaxies parents.

Les études précédentes avaient permis de classer les régions de formation stellaire selon l'âge de leurs étoiles de manière qualitative. Les ajustements des distributions spectrales d'énergie sur une grande plage de longueurs d'onde m'ont permis de le faire quantitativement. Le second cas correspond à des régions où la population d'origine intergalactique constitue au moins 10% de la masse. Cette limite est d'origine observationnelle. En effet, un sursaut jeune impliquant un ordre de grandeur d'environ 10% de la masse d'étoiles de la population d'origine galactique suffit à masquer celle-ci grâce à une luminosité bien plus importante par unité de masse. Des observations de meilleure qualité, en particulier en infrarouge proche pourraient permettre d'améliorer le seuil de détection de cette population provenant des galaxies parents.

Les déterminations des masses combinées à des arguments concernant la dynamique laissent à penser que certains systèmes sont composés à 100% d'étoiles formées dans le milieu intergalactique. Ce sont les seuls cas connus dans l'univers proche d'objets jeunes subissant leur premier sursaut de formation d'étoiles et avec un taux de formation d'étoiles aussi élevé. L'absence d'une population d'origine galactique en fait des laboratoires idéaux pour étudier la formation d'étoiles. Il est à noter cependant que ces systèmes ne sont pas représentatifs de l'ensemble des systèmes en interaction dans l'univers proche, tant par la quantité de gaz éjecté que par le taux de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique.

J'ai montré d'autre part que pour les régions ayant une fraction importante d'étoiles formées dans le milieu intergalactique, l'émission infrarouge à 3,6  $\mu\text{m}$  et à 4,5  $\mu\text{m}$  peuvent être toutefois polluées par l'émission de la poussière pour les régions largement dominées par les étoiles jeunes. Cela rend l'estimation de la population vieille délicate.

### Estimateurs de taux de formation d'étoiles

Les estimateurs de taux de formation d'étoiles sont calibrés sur des régions de formation d'étoiles dans des galaxies. La question de savoir s'ils sont valables ailleurs et aussi dans les environnements particuliers des débris de collision est légitime. Pour cela j'ai vérifié la fiabilité de l'estimateur basé sur l'émission en infrarouge moyen alors qu'il est le moins direct.

En me basant sur l'émission des HAP par rapport au continu de la poussière ainsi que sur des caractéristiques obtenues par de la spectroscopie des bandes HAP, j'ai montré que l'émission à 8  $\mu\text{m}$  des régions de formation d'étoiles intergalactiques est similaire à ce que l'on peut observer dans des régions de formation d'étoiles se trouvant dans des disques de galaxies spirales. Dans les débris de collision, l'émission à 8  $\mu\text{m}$  est un traceur de formation d'étoiles au moins aussi fiable qu'il l'est pour les régions galactiques de formation d'étoiles. Cette universalité est encourageante pour mener d'autres études de systèmes jeunes à plus haut décalage spectral.

Si globalement les estimateurs sont similaires, chacun a ses propres caractéristiques et présente une sensibilité particulière à tel ou tel paramètre de la formation d'étoiles, comme l'extinction ou l'âge. La comparaison des taux de formation d'étoiles obtenus via les différents estimateurs apporte alors des informations intéressantes.

La dispersion des rapports des taux de formation d'étoiles obtenus via deux estimateurs au sein d'un même système est similaire à celle observée au sein des disques des galaxies spirales, cependant les rapports prennent des valeurs très différentes d'un système à l'autre montrant la diversité apparente des propriétés des régions de formation d'étoiles dans les débris de collision.

En étudiant l'origine de la dispersion des rapports des taux de formation d'étoiles en  $H\alpha$  et en ultraviolet lointain, j'ai montré que la cause principale de celle-ci n'est pas un effet de métallicité ou d'extinction, mais avant tout un effet d'âge. Cela m'a permis de caractériser l'histoire de la formation d'étoiles d'étoiles à une échelle plus importante au sein de chaque système permettant de distinguer entre des sursauts avancés (c'est-à-dire des sursauts dont la constante de temps de décroissance exponentielle est inférieure à l'âge) ou non (c'est-à-dire des sursauts dont la constante est supérieure à l'âge).

### Estimation du taux de formation d'étoiles global et conséquences sur le milieu intergalactique

Une façon d'avoir le taux de formation d'étoiles réel global est de corriger les observations  $H\alpha$  de l'extinction. Cependant, ceci nécessite des observations spectroscopiques coûteuses en temps d'observation. Certains auteurs (Calzetti et al. 2005; Pérez-González et al. 2006; Calzetti et al. 2007, entre autres) ont associé des raies de recombinaison de l'hydrogène non corrigées de l'extinction et l'émission infrarouge, montrant que dans les galaxies la combinaison des deux produit une bonne estimation du taux de formation d'étoiles réel. J'ai montré que dans le cas dans des régions de formation d'étoiles intergalactiques ce résultat reste valable.

En étudiant le taux de formation d'étoiles total dans chacun des systèmes, j'ai montré le caractère très exceptionnel de la formation d'étoiles dans les systèmes sélectionnés, par rapport à celle dans des échantillons de systèmes en collision où jusqu'à 85% des étoiles formées actuellement le sont dans le milieu intergalactique. Ces taux de formation d'étoiles très importants laissent à penser que dans certains systèmes rares dans l'univers proche mais plus nombreux dans l'univers lointain, la formation d'étoiles dans les débris de marées pourrait être un facteur important dans l'enrichissement en métaux du milieu intergalactique. Ceci vaut en particulier dans un univers jeune où les interactions gravitationnelles étaient bien plus fréquentes, le potentiel gravitationnel de ces objets étant bien plus faible que celui de galaxies spirales, l'éjection de métaux est d'autant plus facile.

### Détermination des masses stellaires

Laboratoires de formation d'étoiles, les débris de collision peuvent aussi être utilisés pour sonder la matière noire. Le modèle prédominant de matière noire prédit qu'il n'y a pas de matière noire dans le disque des galaxies spirales. Les débris de collision étant constitués de matière originellement présents dans les disques ils devraient aussi être dépourvus de matière noire. La détection de matière noire nécessite de comptabiliser précisément les masses des différentes composantes visibles et de comparer à la masse dynamique. Si cela est relativement aisé pour le gaz, la masse stellaire dépend quant à elle, entre autres, de l'histoire de la formation d'étoiles, de la quantité d'étoiles arrachées ou encore de l'extinction. En utilisant le modèle que j'ai conçu pour ajuster les distributions spectrales d'énergie des régions intergalactiques de formation d'étoiles j'ai déterminé la masse de la composante stellaire pour chacun des systèmes sélectionnés, contribuant ainsi à la détection inattendue de masse manquante dans l'un d'entre eux.

## 8.2 Futurs développements

### 8.2.1 Adjonction d'un modèle de poussières

Le premier axe possible pour l'extension des travaux que j'ai menés serait l'adjonction d'un modèle de poussières au code de synthèse spectrale évolutive. Les buts d'une telle démarche sont multiples :

- une modélisation précise de l'extinction et de la réémission par la poussière, ce qui permettrait d'avoir une modélisation auto-cohérente de l'infrarouge lointain au submillimétrique comme l'ont fait Galliano et al. (2005) par exemple sur des galaxies naines bleues compactes ;
- étudier les propriétés des poussières selon l'environnement et les caractéristiques de l'interaction gravitationnelle.

Cette démarche se heurte actuellement à plusieurs problèmes. Tout d'abord la modélisation de la poussière nécessite des observations à des longueurs d'onde supérieures à  $8\ \mu\text{m}$ . Pour l'heure cette tâche n'est pas accessible par manque de telles données. Pour pallier ce problème des demandes d'observations à  $24\ \mu\text{m}$  sont en cours pour les systèmes sélectionnés, ce qui pourrait être une première étape afin d'apposer des contraintes. Une deuxième étape logique serait alors l'acquisition d'images en infrarouge lointain ainsi qu'en submillimétrique avec l'observatoire spatial Herschel dont le lancement est prévu courant 2008. Les longueurs d'onde de celui-ci s'étalent de  $60\ \mu\text{m}$  à  $200\ \mu\text{m}$  pour l'instrument PACS et  $250\ \mu\text{m}$  à  $500\ \mu\text{m}$  pour l'instrument SPIRE. Les bandes Spitzer et Herschel présentent aussi une complémentarité importante. L'obtention de caractéristiques de régions de formation d'étoiles dans la bande Spitzer à  $24\ \mu\text{m}$  permet d'effectuer des comparaisons avec des régions de formation d'étoiles observées par Herschel à  $60\ \mu\text{m}$  dans un univers bien plus jeune ( $z \sim 1,5$ ).

Deuxième problème, la combinaison de l'optique avec la poussière n'est pas chose aisée et demande une quantité importante de travail, les codes actuels étant peu adaptés. De plus la gestion de la poussière accroît la complexité en augmentant le nombre de paramètres (par exemple la répartition de la taille des différents types de grains ou encore la géométrie).

### 8.2.2 Comparaison avec les régions les plus externes des spirales

Le deuxième point qui me paraît fondamental porte sur la comparaison des régions de formation d'étoiles dans le milieu intergalactique avec des régions HII dans les zones externes des galaxies spirales. Dans ce travail j'ai effectué des comparaisons avec des régions plus internes. Des travaux s'intéressant aux régions les plus éloignées commencent à être disponibles. De la formation d'étoiles a été détectée dans des régions très externes du disque de M 83 (Thilker et al. 2005) et de la formation d'étoiles ainsi que du gaz moléculaire ont été détectés par Gardan et al. (2007) dans les régions périphériques de M 33 de métallicité nettement subsolaire. Cela permettrait de pouvoir comparer avec la formation d'étoiles dans des galaxies spirales relativement petites et peu métalliques, similaires aux galaxies de l'univers lointain.

### 8.2.3 Contraintes sur la fonction de masse initiale

La façon classique d'étudier la fonction de masse initiale dans les galaxies du Groupe local consiste à répertorier de façon exhaustive les étoiles dans une région de formation d'étoiles. Les régions intergalactiques de formation d'étoiles sont situées à des distances trop importantes pour que ceci soit possible, tant en terme de résolution angulaire que de sensibilité pour les étoiles de faible masse. Les régions intergalactiques de formation d'étoiles constituent cependant un laboratoire idéal pour l'étude des variations de la fonction de masse initiale en fonction de l'environnement, celui-ci étant très différent. La détection de certaines régions intergalactiques de formation d'étoiles composées uniquement d'étoiles formées in situ permet de simplifier cette étude. Ceci nécessite au préalable une modélisation précise des distributions spectrales d'énergie tant au niveau de l'histoire de la formation d'étoiles que de l'extinction, ainsi qu'un jeu de données particulièrement complet fournissant des flux les plus fiables possibles. Il s'agit donc d'un objectif à long terme qui demandera un affinage des modèles et une diminution des incertitudes sur les mesures.

## Annexe A

# Article I : A Polychromatic View of Intergalactic Star Formation in NGC 5291

Cet article a été publié dans le journal *Astronomy & Astrophysics* en mai 2007<sup>a</sup> et a été sélectionné par le comité éditorial pour être particulièrement mis en avant lors de la publication<sup>b</sup>. La figure 1 a de même été sélectionnée pour être l'illustration de la première de couverture de la version papier.

---

a. [http://www.aanda.org/index.php?option=com\\_base\\_ora&url=articles/aa/abs/2007/19/contents/contents.html&access=standard&Itemid=127](http://www.aanda.org/index.php?option=com_base_ora&url=articles/aa/abs/2007/19/contents/contents.html&access=standard&Itemid=127)

b. [http://www.aanda.org/index.php?option=com\\_content&task=view&id=227&Itemid=248&lang=en](http://www.aanda.org/index.php?option=com_content&task=view&id=227&Itemid=248&lang=en)

---

A&A 467, 93–106 (2007)  
 DOI: 10.1051/0004-6361:20066692  
 © ESO 2007

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

## Polychromatic view of intergalactic star formation in NGC 5291

M. Boquien<sup>1,2</sup>, P.-A. Duc<sup>1</sup>, J. Braine<sup>3</sup>, E. Brinks<sup>4</sup>, U. Lisenfeld<sup>5</sup>, and V. Charmandaris<sup>6,7,8</sup>

- <sup>1</sup> Laboratoire AIM, CEA, CNRS et Université Paris Diderot  
<sup>2</sup> CEA-Saclay, DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France  
 e-mail: mederic.boquien@cea.fr  
<sup>3</sup> Observatoire de Bordeaux, UMR 5804, CNRS/INSU, BP 89, 33270 Floirac, France  
<sup>4</sup> Centre for Astrophysics Research, University of Hertfordshire, College Lane, Hatfield AL10 9AB, UK  
<sup>5</sup> Dept. de Física Teórica y del Cosmos, Universidad de Granada, Granada, Spain  
<sup>6</sup> Department of Physics, University of Crete, 71003 Heraklion, Greece  
<sup>7</sup> IESL/Foundation for Research and Technology, Hellas, 71110 Heraklion, Greece  
<sup>8</sup> Chercheur Associé, Observatoire de Paris, 75014 Paris, France

Received 3 November 2006 / Accepted 18 February 2007

### ABSTRACT

**Context.** Star formation (SF) takes place in unusual places such as way out in the intergalactic medium out of material expelled from parent galaxies.

**Aims.** Whether SF proceeds in this specific environment in a similar way than in galactic disks is the question we wish to answer. Particularly, we address the reliability of ultraviolet,  $H\alpha$  and mid-infrared as tracers of SF in the intergalactic medium.

**Methods.** We have carried out a multiwavelength analysis of the interacting system NGC 5291, which is remarkable for its extended HI ring hosting numerous intergalactic HII regions. We combined new ultraviolet (GALEX) observations with archival  $H\alpha$ ,  $8\ \mu\text{m}$  (*Spitzer Space Telescope*) and HI (VLA B-array) images of the system.

**Results.** We have found that the morphology of the star forming regions, as traced by the ultraviolet,  $H\alpha$ , and  $8\ \mu\text{m}$  emission is similar. The  $8.0\ \mu\text{m}$  infrared emission, normalised to emission from dust at  $4.5\ \mu\text{m}$ , which is known to be dominated by PAH bands, is comparable to the integrated emission of dwarf galaxies of the same metallicity and to the emission of individual HII regions in spirals. The  $8.0\ \mu\text{m}$  in the intergalactic environment is therefore an estimator of the star formation rate which is as reliable in that extreme environment as it is for spirals. There is a clear excess of ultraviolet emission compared to individual HII regions in spirals, i.e. the  $[8.0] / [\text{NUV}]$  and  $[\text{H}\alpha] / [\text{NUV}]$  SFR ratios are on average low although there are some large variations from one region to another, which cannot be explained by variations of the metallicity or the dust extinction along the HI structure. Comparing the observed SFR with a model of the evolution of  $[\text{H}\alpha] / [\text{NUV}]$  with time favours young, quasi-instantaneous though already fading starbursts. The total star formation rate measured in the intergalactic medium (which accounts for 80% of the total) surrounding NGC 5291 is up to  $1.3\ M_{\odot}\text{yr}^{-1}$  – a value typical for spirals – assuming the standard SFR calibrations are valid. The SFR drops by a factor of 2 to 4 in case the star formation is indeed quasi-instantaneous.

**Key words.** galaxies: individual: NGC 5291 – stars: formation – HII regions – intergalactic medium

### 1. Introduction

It has long been known that “vast and often very irregular swarms of stars and other matter exist in the spaces between the conventional spiral, elliptical, and irregular galaxies” (Zwicky 1951). Those stars have been stripped off from their host galaxies during interactions, the intergalactic medium being too diffuse and hot to allow in situ star formation. However a fraction of the stellar population could nevertheless have been formed locally out of the gas which has been pulled out from peripheral regions of gas rich galaxies. This has been shown to occur in simulations of tidal encounters (Hibbard & Mihos 1995; Duc et al. 2004) as well as in the case of collisional rings (Appleton & Struck-Marcell 1996; Horellou & Combes 2001). This gas which has the metallicity of the parent galaxy (roughly solar metallicity in the case of normal star forming spirals<sup>1</sup>, lower for dwarf galaxies, see Mendes de Oliveira et al. (2006) for instance) can then be reprocessed to form new stars and even new dwarf-like galaxies if the expelled gas reservoir was massive enough. How star formation (SF) proceeds in collisional debris between galaxies,

in an environment which is isolated from the direct influence of the galactic disks, and how it compares with more conventional galactic star formation has so far not been studied in detail.

The number of reported “intergalactic” star forming regions has grown rapidly in the last few years, especially in groups (Mendes de Oliveira et al. 2004) and clusters of galaxies (Cortese et al. 2006). The area around NGC 5291 – an interacting system located at the edge of the Abell 3574 cluster – is one of the most spectacular objects where numerous instances of intergalactic HII regions are found.

The system is composed of an early-type galaxy, NGC 5291, and a highly disturbed companion galaxy, “the Seashell”. The first detailed observation of the system was carried out by Longmore et al. (1979) who detected on each side of NGC 5291 blue clumps identified as giant extragalactic HII regions. The spectra of some of them were obtained thanks to an object prism survey of HII galaxies (Maza et al. 1991; Peña et al. 1991). Malphrus et al. (1997) used the Very Large Array to map the neutral gas of the system. They discovered a huge asymmetrical ring-like structure connected to NGC 5291. It turned out to be one of the two most gas rich objects in the Southern hemisphere (Koribalski et al. 2004). The HI structure consists of a series of

<sup>1</sup> Taking  $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.66$  for the solar metallicity (Asplund et al. 2005).

sub-condensations which correspond to the previously identified intergalactic HII regions.

Duc & Mirabel (1998) published a detailed optical (imagery and spectra) and near-infrared study of the system. They found that the HII regions had moderately high metallicity ( $12 + \log(O/H) = 8.4\text{--}8.6$ ) and could thus exclude a primordial origin for the HI structure. They claimed that the ring structure resulted from the past collision of an extended HI disk with a companion. They also showed that the most recent starbursts along the ring are younger than  $5 \times 10^6$  years without any evidence for an underlying old stellar population. Braine et al. (2001) obtained with the SEST antenna CO(1–0) and CO(2–1) spectra of two of the brightest condensations. Inferring the molecular gas content from the CO emission and comparing it with the SFR determined from H $\alpha$ , they determined that their star formation efficiency (SFE) was closer to that measured on average in spiral galaxies than in dwarfs of the same luminosity. Incidentally, the detection of the millimetre lines was a further indication that the gas around NGC 5291 had been previously enriched. Finally, Higdon et al. (2006) performed mid-infrared observations, both imaging and spectroscopy, using the IRAC and IRS instruments on the *Spitzer Space Telescope*. They unambiguously detected Polycyclic Aromatic Hydrocarbon (PAH) features towards the two brightest condensations of the system. Their spectral analysis also confirmed the young ages of the star forming episodes.

In order to study in more detail the characteristics of the SF regions around NGC 5291, we collected ultraviolet images from the GALEX satellite, ground-based H $\alpha$  images, and high resolution HI maps obtained with the Very Large Array which we combined with optical and mid-infrared *Spitzer* images of the system. See Fig. 1 for a combination of those images.

In Sect. 2 we present the multiwavelength data set we have used. In particular, we describe how we defined and selected the individual intergalactic star forming regions and how we performed accurate aperture photometry on them. In Sect. 3, we describe their main properties: overall distribution and star formation rates inferred from different tracers. We then compare them with those measured in various samples of galaxies and individual star forming regions in spiral disks. In Sect. 4, we discuss the origin of the discrepancies between the various SF indicators and present the possible role of extinction, metallicity and starburst age. We finally speculate on the possible impact of intergalactic star formation on its environment.

Throughout this paper we use  $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  which results in a distance for NGC 5291 of 62 Mpc. At this distance,  $1'' = 0.30 \text{ kpc}$ .

## 2. Observations and data reduction

### 2.1. Multi-wavelength data

We describe in this section the various observations used for this paper. We present for the first time an ultraviolet map obtained with the GALEX space telescope. The high resolution HI maps were taken from the paper by Bournaud et al. (2007). The ESO/3.6 m H $\alpha$  data and *Spitzer*/IRAC mid-infrared images were obtained from the literature or from the telescope archives.

#### 2.1.1. Ultraviolet images

On May 2005 GALEX was used to acquire a set of NUV (near-ultraviolet;  $\lambda_{\text{eff}} = 227.1 \text{ nm}$  and  $\Delta\lambda = 73.2 \text{ nm}$ ) broadband images of the target with a total exposure time of 2886 s. The field

of view has a diameter of  $1.24^\circ$ , much larger than the NGC 5291 system. The PSF (point spread function) has a width of  $\sim 5.0''$ . Due to technical difficulties at the time of observation, no far ultraviolet image (FUV) was obtained.

#### 2.1.2. H $\alpha$ data

H $\alpha$  observations were carried out at the 3.6-m telescope of the European Southern Observatory (ESO) on April 2002, using the Fabry-Perot interferometer CIGALE. The seeing was  $\sim 1''$ . The zeroth moment maps were extracted from the datacubes. For further technical details about the observations and data reduction, see Bournaud et al. (2004).

Due to the small field of view of the camera, three individual images were acquired, covering respectively the area centred on the most luminous HII region to the south of NGC 5291, the central area close to NGC 5291 and the Seashell galaxies, and the area centred on the most luminous HII region to the north of NGC 5291. The southern and central images overlap partially but there is a gap between the central and northern images, as shown in Fig. 1.

#### 2.1.3. Mid infrared images

The mid-infrared broadband images have been retrieved from the *Spitzer* public archives. The observations were carried out on February 2004 with the Infrared Array Camera (IRAC) on the *Spitzer Space Telescope* at  $3.6 \mu\text{m}$ ,  $4.5 \mu\text{m}$ ,  $5.8 \mu\text{m}$  and  $8.0 \mu\text{m}$ . The resolution is  $\sim 3''$ . The data have been preprocessed using the *Spitzer* Science Center (SSC) pipeline version S11.0.2. Due to the limited field of view (about  $5'$ ), the final image is a combination of two different pointings (each using a Reuleaux dither pattern), separated by  $180''$  (see Fig. 1). For further details about *Spitzer* data processing see the *Spitzer* Observing Manual<sup>2</sup> and the paper by Higdon et al. (2006).

#### 2.1.4. HI observations

The field containing NGC 5291 was observed with the NRAO<sup>3</sup> Very Large Array (VLA) in the 21-cm line of atomic neutral hydrogen. The observations and data reduction are fully described elsewhere (Bournaud et al. 2007). Here we will only dwell on the characteristics of the maps that were used in the analysis in this paper.

We covered the entire velocity range of the system at  $48.8 \text{ kHz}$  ( $\sim 10.45 \text{ km s}^{-1}$ ), after online Hanning smoothing. The AIPS<sup>4</sup> package was used to calibrate and Fourier transform the data. For this paper we used natural weighting which results in maps at  $9.4 \times 5.6 \text{ arcsec}^2$  resolution (and a beam position angle of  $13^\circ$ ). The  $1 \sigma$  rms noise is  $0.33 \text{ mJy}$  (corresponding to  $3.8 \text{ K}$ ).

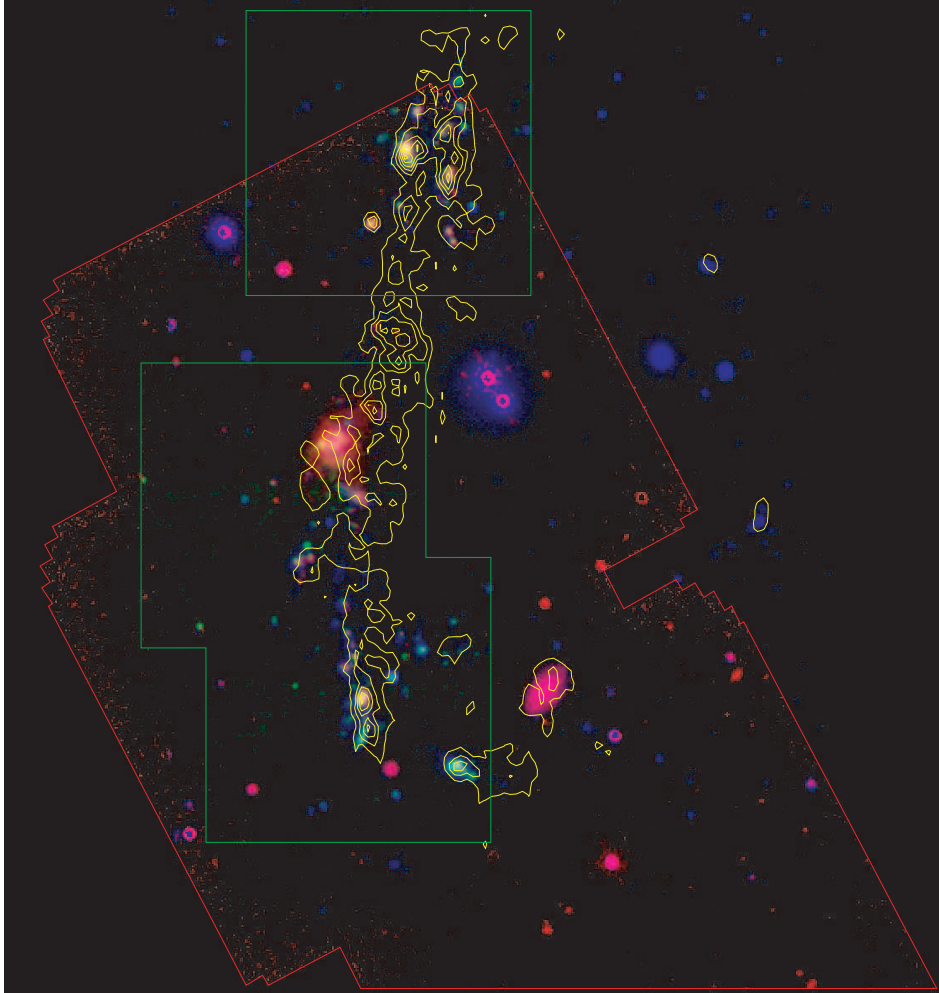
As the emission in this system is extended over more than  $10 \text{ arcmin}$ , some flux due to a smooth, extended HI component might be missing from the interferometer data. It should be stressed that for spatial frequencies corresponding to scales smaller than  $\sim 5'$ , all HI is recovered in our maps and that any contribution from an extended component becomes negligible in the small regions studied in this paper.

<sup>2</sup> <http://ssc.spitzer.caltech.edu/documents/som/>

<sup>3</sup> The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

<sup>4</sup> The Astronomical Image Processing System is a software package provided by the National Radio Astronomy Observatory.





**Fig. 1.** Composite image of the NGC 5291 system in pseudo-colours: 8.0  $\mu\text{m}$  IRAC (red channel),  $\text{H}\alpha$  (green channel) and near ultraviolet GALEX (blue channel). The overlotted red and green contours represent respectively the 8.0  $\mu\text{m}$  and the  $\text{H}\alpha$  fields of view. The blue contours represent the HI emission from the VLA HI map. The levels represent HI column densities of:  $5.0 \times 10^{20}$ ,  $1.1 \times 10^{21}$ ,  $1.7 \times 10^{21}$ ,  $2.3 \times 10^{21}$ ,  $2.9 \times 10^{21}$ ,  $3.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ .

## 2.2. Aperture photometry

### 2.2.1. Selection of the regions

To identify the intergalactic star-forming regions belonging to the NGC 5291 system and reject from the subsequent analysis unrelated objects we used a combination of optical ( $B$ ,  $V$  and  $R$  bands from Duc & Mirabel 1998),  $\text{H}\alpha$  Fabry-Perot, mid infrared (3.6, 4.5 and 8.0  $\mu\text{m}$ ) and HI observations. We used the following criteria in this order:

- detection of  $\text{H}\alpha$  line emission at the NGC 5291 velocity on the first moment map of the Fabry-Perot datacube (see Bournaud et al. 2004);

- proximity to the HI ring-like structure around NGC 5291, as this is the gas reservoir for star formation;
- presence of diffuse emission in the near-ultraviolet map;
- presence of extended, diffuse, blue regions on the true-colour BVR optical images, allowing the identification and subsequent removal of bright stars and distant background galaxies;
- further rejection, based on their colours, of stars and background galaxies using the image obtained combining the three mid-infrared bands.

Because the maps obtained in the various wavelength bands do not cover completely the same area, we could in some regions only apply the HI and ultraviolet criteria. The  $\text{H}\alpha$  map, which of

course provides an unambiguous detection of HII regions (apart from spurious lines falling right into the  $H\alpha$  redshifted wavelength), unfortunately does not cover all of the HI structure.

As HII regions are irregularly shaped and the system is crowded, we have chosen to define polygonal apertures. We could thus simultaneously take into account the variation of the PSF from one image to another avoiding as much as possible pollution from stars and from nearby objects, which would not have been easily possible using circular apertures. The shape and angular sizes of the polygonal apertures are the same for all bands and thus cover exactly the same physical region.

Based on the above mentioned criteria, we have selected 29 regions across the field, which correspond to intergalactic star-forming regions. They are indicated in Fig. 3.

For reference, we have also measured the fluxes towards the parent galaxies (NGC 5291 and the Seashell) and towards an HI peak just North of NGC 5291 with only faint ultraviolet and mid-infrared counterparts (information on  $H\alpha$  is lacking there).

### 2.2.2. Measurements

First of all, we have subtracted the background in each band. To do so, we have manually measured the background level on each image using the IRAF<sup>5</sup> (Image Reduction and Analysis Facility) IMEXA procedure. Depending on the image, a single background was determined in case the background level was flat throughout the image (the ultraviolet image falls in this category as the standard pipeline already performs a background subtraction). Individually determined background levels had to be used for each of the regions in the  $H\alpha$  and infrared images. Each level is evaluated as the mean of several (up to 30) measurements of the background at different locations around the selected regions. The uncertainty on the background is the standard deviation.

We have also tested background removal using SExtractor (Bertin & Arnouts 1996). However, the large scale diffuse luminosity made the determination of the level quite uncertain and a small variation of the background extraction parameters caused a large variation of the flux, especially for the faintest regions where the difference between two extractions could be up to a factor of 3.

The standard IRAC mid-infrared pipeline calibrates the images in such a way that the flux of a point source is correctly determined when using a 10 pixel radius circular aperture and calculating the background in an annulus with inner and outer radii of 10 and 20 pixels<sup>6</sup>. This is due to the fact that the PSF is quite large, especially in the 8.0  $\mu\text{m}$  band where a significant part of the flux is scattered on arcminute size scales, which is much larger than 10 pixels. The calibrated units are set in such a way that the off aperture flux loss is exactly compensated when it is determined with a 10 pixel circular aperture. Therefore, when the aperture is larger (smaller) than 10 pixels of radius, the flux density is overestimated (underestimated). However in this paper we do not use a circular aperture for the determination of the fluxes. Instead, the areas of interest are enclosed using polygons. As a result another method needs to be applied in order to estimate the flux outside our apertures and perform the necessary corrections. To do so we use the standard correction values published in the IRAC manual for a point source correction, taking an

<sup>5</sup> IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

<sup>6</sup> See <http://ssc.spitzer.caltech.edu/irac/dh/>

equivalent radius of  $R = \sqrt{S/\pi}$ ,  $S$  being the surface in pixel units. The equivalent background annulus was taken with a radius from 10 to 20 pixels. Corrections for aperture areas falling between the published values have been interpolated. The uncertainty on the aperture correction therefore depends on the aperture and the HII region shapes. The Poisson photon noise has also been taken into account. The absolute photometric calibration, according to the IRAC data handbook, is better than 5%.

As the Fabry-Perot observations were not flux calibrated, we made an indirect calibration of the  $H\alpha$  data using the optical multi-object spectroscopic observations taken on July 1994 on the NTT ESO telescope at La Silla (Duc & Mirabel 1998). The calibration is accurate to only about 30% due to uncertainties on the slit positions. The overlap of the two southern fields of view has been used to check the consistency of the calibration between the individual Fabry-Perot pointings.

The absolute photometric uncertainty of the GALEX near ultraviolet image<sup>7</sup> is 7%.

The fluxes derived in each band – when available – are presented in Table 1. The mid-infrared fluxes obtained have been compared whenever possible with the ones published by Higdon et al. (2006). The integrated fluxes of NGC 5291, the Seashell and PGC 048877 are consistent to within a few percent. Our photometry of individual star-forming regions agrees with the earlier values to within ~30% for the case of bright isolated regions, but it deviates substantially for the fainter ones. Our analysis indicates that the differences mainly originate from the way apertures were selected and how the background subtraction was performed: automatically by SExtractor in the Higdon et al. study, manually in this paper to make sure that regions with the same physical origin were enclosed.

## 3. Results

### 3.1. Distribution of the star forming regions

The individual HI, NUV,  $H\alpha$  and 8.0  $\mu\text{m}$  maps are presented in Fig. 2 and a combination of them in Fig. 1. They show a remarkably similar morphology, indicating that all of them are physically linked and associated with the same process, most probably star-formation. We observe that star-forming knots are spread over ~180 kpc, all along the HI structure. They are actually located on or close to individual HI peaks.

The brightest regions (in  $H\alpha$ , NUV and 8.0  $\mu\text{m}$ ) are located near the apparent tip and points of maximum column density of the HI ring: they correspond to our regions 1, 3 and 21; the latter two, also known as NGC 5291S and NGC 5291N, have been discussed in the literature as the possible progenitors of dwarf galaxies, and are probably associated with gravitationally bound gas clouds (Bournaud et al. 2004). As shown in Fig. 2, the HI condensation just North of NGC 5291, which actually has one of the highest HI column density in the entire system ( $N(\text{HI}) \geq 3.3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , hereafter referred to as HI concentration) shows only faint diffuse ultraviolet and mid-infrared counterparts<sup>8</sup>. The UV/HI and IR/HI flux ratios measured within this condensation deviate by an order of magnitude from the values determined from the other regions. One possibility would be that

<sup>7</sup> See Morrissey et al. (2005) and the GALEX Observers Guide [http://www.galex.caltech.edu/DATA/gr1\\_docs/GR1\\_Observers\\_guide\\_v1.htm](http://www.galex.caltech.edu/DATA/gr1_docs/GR1_Observers_guide_v1.htm) for more details.

<sup>8</sup> This region falls outside the  $H\alpha$  field of view. In the optical the region is also faint, the surface brightness averaged over the condensation being ~25.2  $\text{mag}''^{-2}$  in the  $B$  band. The global morphology of this region is similar to what is observed in the ultraviolet.

**Table 1.** Fluxes of selected regions in the ultraviolet,  $H\alpha$ , and mid-infrared (3.6, 4.5, and  $8.0 \mu\text{m}$ ). The “–” symbol indicates that the region falls outside the field of view, “ $\leq$ ” means the aperture is heavily polluted by stars and the flux is therefore likely being overestimated and “ $\geq$ ” means the aperture does not contain all of the object, e.g., to avoid a foreground object, the actual flux then being underestimated.

Region	GALEX name (IAU name)	DM98	$F_{\text{NUV}}$ ( $\mu\text{Jy}$ )	$F_{H\alpha}$ ( $10^{-18} \text{ W m}^{-2}$ )	$F_{\text{IR}3.6}$ ( $\mu\text{Jy}$ )	$F_{\text{IR}4.5}$ ( $\mu\text{Jy}$ )	$F_{\text{IR}8.0}$ ( $\mu\text{Jy}$ )
1	J134717.57-302821.11		$274 \pm 20$	$33.2 \pm 10.0$	$331 \pm 101$	$254 \pm 35$	$640 \pm 99$
2	J134722.91-302750.19		$92 \pm 7$	$10.7 \pm 3.3$	$144 \pm 41$	$98 \pm 23$	$629 \pm 41$
3	J134723.00-302724.31	a	$150 \pm 11$	$18.8 \pm 5.7$	$385 \pm 24$	$251 \pm 32$	$2088 \pm 55$
4	J134719.76-302648.77		$53 \pm 4$	$4.3 \pm 1.3$	$131 \pm 12$	$118 \pm 15.4$	$207 \pm 27$
5	J134723.86-302646.25	c	$98 \pm 7$	$5.9 \pm 1.9$	$221 \pm 28$	$179 \pm 35$	$805 \pm 63$
6	J134720.69-302642.66		$14 \pm 2$	$1.5 \pm 0.5$	$31 \pm 5.4$	$28 \pm 7$	$97 \pm 12$
7	J134724.51-302635.91		$14 \pm 1$	$0.6 \pm 0.2$	$53 \pm 12$	$44 \pm 5$	$73 \pm 12$
8	J134717.79-302634.82		$6 \pm 1$	$1.0 \pm 0.3$	$31 \pm 7$	$31 \pm 3$	$60 \pm 7$
9	J134723.95-302622.21	d	$23 \pm 2$	$1.5 \pm 0.5$	$84 \pm 15$	$61 \pm 6$	$176 \pm 15$
10	J134726.10-302602.63		$14 \pm 1$	$1.4 \pm 0.5$	$112 \pm 26$	$95 \pm 10$	$278 \pm 26$
11	J134726.66-302552.06	e	$34 \pm 3$	$2.5 \pm 0.8$	$199 \pm 18$	$138 \pm 8$	$384 \pm 18$
12	J134726.45-302545.78		$31 \pm 3$	$4.3 \pm 1.3$	$229 \pm 34$	$169 \pm 13$	$509 \pm 34$
13	J134723.37-302524.51		$12 \pm 1$	$1.3 \pm 0.4$	$188 \pm 18$	$135 \pm 8$	$311 \pm 19$
14	J134700.56-302518.62		$62 \pm 5$	–	–	–	–
15	J134727.77-302504.89		$5 \pm 1$	$0.8 \pm 0.3$	$70 \pm 9$	$50 \pm 5$	$189 \pm 10$
16	J134717.92-302158.54	f	$14 \pm 1$	$1.4 \pm 0.4$	$50 \pm 10$	$41 \pm 6$	$286 \pm 12$
17	J134718.08-302150.30		$12 \pm 1$	$1.3 \pm 0.4$	$52 \pm 9$	$37 \pm 6$	$377 \pm 11$
18	J134722.47-302144.13	g	$30 \pm 2$	$3.3 \pm 1.0$	$146 \pm 28$	$104 \pm 13$	$1047 \pm 30$
19	J134720.94-302131.97		$18 \pm 1$	$1.6 \pm 0.5$	$96 \pm 18$	$51 \pm 7$	$267 \pm 18$
20	J134717.91-302121.48	h	$87 \pm 6$	$7.8 \pm 2.4$	$287 \pm 58$	$244 \pm 22$	$1428 \pm 58$
21	J134720.86-302055.70	i	$259 \pm 18$	$46.3 \pm 13.9$	$638 \pm 38$	$534 \pm 51$	$5236 \pm 90$
22	J134718.18-302042.76		$30 \pm 2$	$2.1 \pm 0.7$	$63 \pm 27$	$34 \pm 16$	$427 \pm 27$
23	J134721.66-302041.66		$17 \pm 1$	$1.5 \pm 0.5$	$14 \pm 17$	no detection	$114 \pm 17$
24	J134717.07-302035.59		$21 \pm 2$	$1.9 \pm 0.6$	$1.7 \pm 20$	$25 \pm 11$	$31 \pm 20$
25	J134717.97-302031.99		$15 \pm 1$	$1.2 \pm 0.4$	$38 \pm 13$	$29 \pm 8$	$235 \pm 14$
26	J134721.14-302026.07		$9 \pm 1$	$0.7 \pm 0.2$	–	–	–
27	J134719.74-302025.73	j	$44 \pm 3$	$4.2 \pm 1.3$	$116 \pm 23$	$100 \pm 14$	$614 \pm 24$
28	J134717.69-302018.20		$33 \pm 3$	$2.3 \pm 0.8$	–	–	–
29	J134717.81-301958.85	k	$41 \pm 3$	$2.5 \pm 0.9$	–	–	–
Seashell	J134723.17-302504.23		$98 \pm 7$	$5.6 \pm 1.9$	$14412 \pm 84$	$8734 \pm 40$	$5319 \pm 78$
NGC 5291	J134717.81-302424.87		$\geq 293 \pm 24$	$\geq 26.2 \pm 9.0$	$\geq 48619 \pm 385$	$\geq 29195 \pm 141$	$\geq 24846 \pm 374$
HI concentration	J134721.02-302311.33		$71 \pm 8$	–	$\leq 704 \pm 177$	$\leq 618 \pm 60$	$1520 \pm 179$

the starburst is extremely young and whatever O and B stars formed there have not dispersed their surrounding dense cloud material yet. Having a CO spectrum of that region and a far-infrared/millimetre image would help in checking this hypothesis. Having said that, inspection of individual HI spectra across this cloud indicates that HI is found spread over a much wider range in velocities than at the other locations investigated. This could mean that what we are seeing in Fig. 2 is a blend of clouds along the line of sight, adding up to result in an apparent massive HI concentration whereas each contributing cloud is much less massive, one of which being just massive enough to have started to form stars.

Figure 3 presents combined NUV,  $H\alpha$  and  $8.0 \mu\text{m}$  emission of the individual star-forming knots. The false-colour images, all displayed with the same intensity scale, indicate that although they have the same morphology in each band, they show large variations in their relative fluxes. Local variations of the properties of the star forming regions are thus important, despite the fact that they all belong to a single structure probably formed simultaneously during a collision.

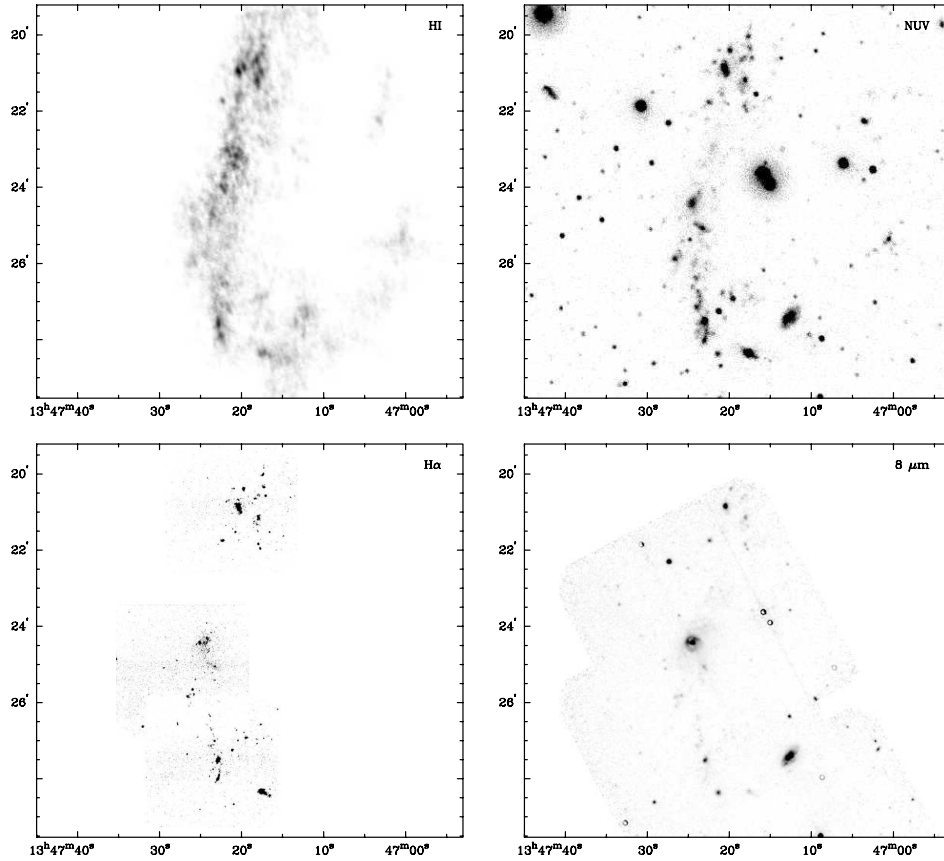
Another region, labelled number 1 in Fig. 3, also shows a level of activity much higher than what would be expected from its HI column density. However the HI distribution of this object shows clear distortions: a gaseous tail without any  $8.0 \mu\text{m}$  counterpart is seen just to the West of the star-forming region (see Fig. 1). There is evidence that in addition to the gravitational effects of the collision, the objects in the system may have suffered

from the interaction of their interstellar medium with the intergalactic medium belonging to the cluster through which they move. A systematic offset between UV/ $H\alpha$ /MIR and HI peaks is observed with the HI being shifted to the opposite side of the cluster centre, which is located to the East of the galaxy. Why this process would be more efficient for object 1, which belongs to the same global structure as the other objects is however unclear.

### 3.2. Star formation rates in the intergalactic medium

The ultraviolet,  $H\alpha$  and infrared  $8.0 \mu\text{m}$  emission are all known to be tracers of the level of star forming activity. The reliability of measuring the star formation rate based on each of these indicators, or a combination of them, has been extensively debated in the literature. It seems to depend very much on the type of environments as many external factors may affect it: contamination by old stars, level of dust extinction, etc. These tracers have not yet been calibrated for the special environments of collisional debris and IGM. We will thus, as a first step, use the classical calibrations obtained for spiral disks to get estimates of the SFR. From a comparison between the various estimates, we will then both discuss the validity of such tracers and see whether some global properties, such as the starburst age may be constrained.

UV radiation is mainly emitted by massive stars younger than  $100 \times 10^6$  years. The star formation rate has been calculated using the standard Kennicutt (1998)



**Fig. 2.** The different tracers of star formation towards NGC 5291: VLA HI map (*top left*), GALEX near-ultraviolet (*top right*), Fabry-Perot  $H\alpha$  (*bottom left*), and *Spitzer*  $8.0\ \mu\text{m}$  (*bottom right*) maps, all at the same spatial scale. The scaled  $3.6\ \mu\text{m}$  emission was subtracted from the  $8.0\ \mu\text{m}$  map to remove contaminating stellar light from the mid-infrared emission (see for instance Pahre et al. 2004) and thus mainly shows dust emission.

relation:  $SFR(\text{UV}) = [\text{NUV}] = 1.4 \times 10^{-21} L_\nu [\text{W Hz}^{-1}] M_\odot \text{yr}^{-1}$ . This estimator has been built under the assumptions of continuous star formation, with a Salpeter initial mass function (IMF; Salpeter 1955) and mass cut-offs from 0.1 to  $100 M_\odot$ . It is sensitive to extinction which reprocesses a fraction of the UV emitted by young stars which is reemitted in the infrared.

Ionizing radiation ( $\lambda < 91.2\ \text{nm}$ ) is mainly emitted by very massive, short-lived young stars. This radiation ionizes surrounding gas clouds, which reemit partly in  $H\alpha$ , thus tracing starbursts. We have used again Kennicutt (1998):  $SFR(H\alpha) = [H\alpha] = 7.9 \times 10^{-35} L(H\alpha) [\text{W}] M_\odot \text{yr}^{-1}$ , with the same IMF as used previously. This estimator is sensitive to absorption of the ionizing photons by the molecular clouds surrounding young stars and thus very dependent on geometry<sup>9</sup>.

At  $8.0\ \mu\text{m}$  we observe a combination of PAH broad emission bands, continuum emission from hot VSG (very small grains) and stellar continuum. The photospheric stellar

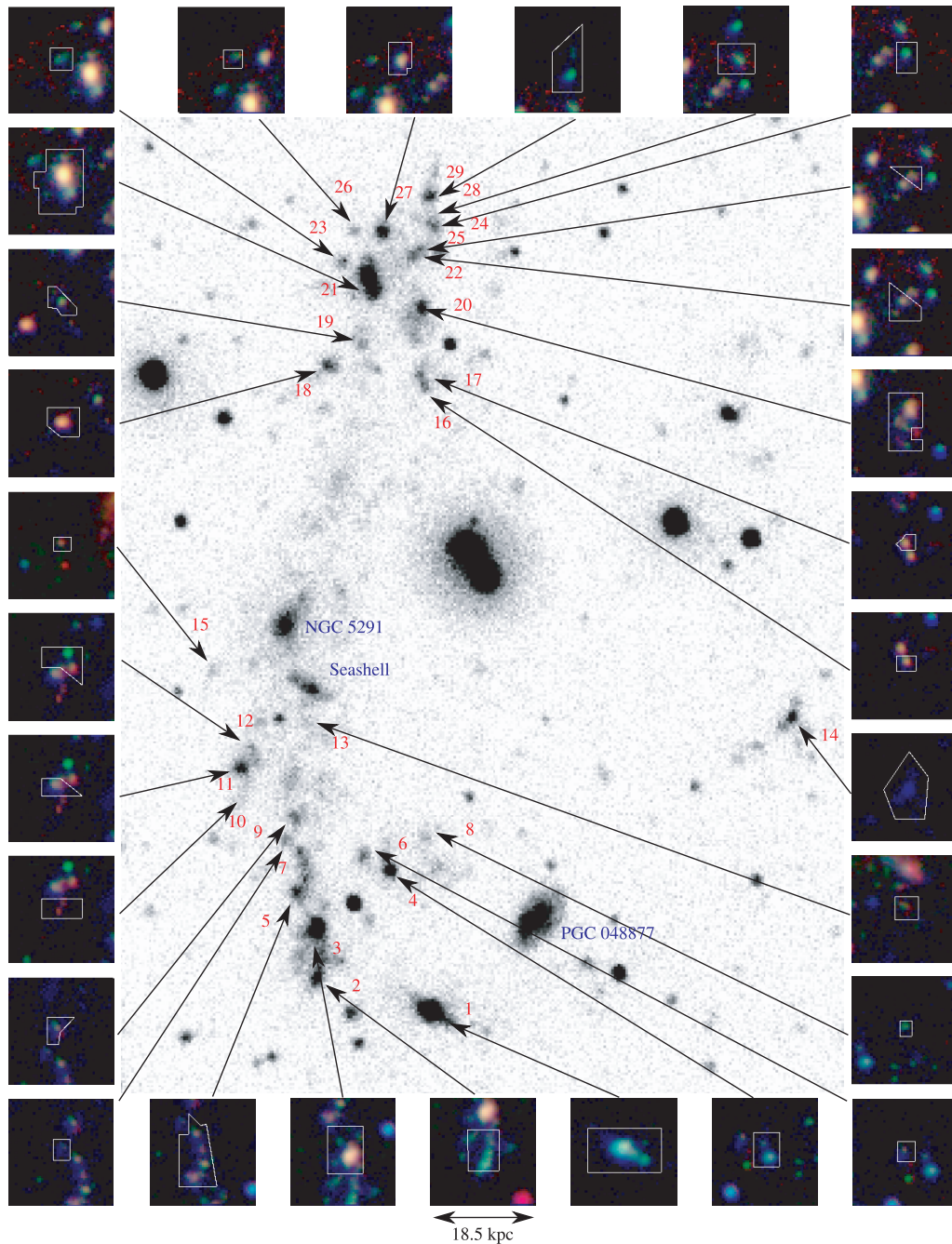
<sup>9</sup> The radiation shortward of  $91.2\ \text{nm}$  is more affected by dust extinction than the near ultraviolet, therefore  $H\alpha$  is more sensitive than ultraviolet to the effects of geometry.

contribution at  $8.0\ \mu\text{m}$  is lower than 10% in our special environment which is mostly devoid of an old stellar component (see below). The PAH are heated stochastically by far UV radiation from massive young stars and as such trace star formation. Wu et al. (2005) built a SFR estimator based on a correlation between the  $8.0\ \mu\text{m}$  dust emission (stellar contribution being subtracted using the  $3.6\ \mu\text{m}$  band) and radio or  $H\alpha$  luminosities. The star formation rate calibration derived by them using the  $8.0\ \mu\text{m}/\text{radio}$  correlation is:  $SFR(\text{IR}) = [8.0] = 1.88 \times 10^{-36} \nu L_\nu (8.0\ \mu\text{m}) [\text{W}] M_\odot \text{yr}^{-1}$ . The Chary-Elbaz templates (Chary & Elbaz 2001) and the Kennicutt (1998) estimator based on the total infrared luminosity produce consistent results.

The star formation rates have been calculated using the relations given above and the fluxes presented in Table 1. We have corrected the fluxes for galactic extinction both in UV and in  $H\alpha$  using the Cardelli extinction curve (Cardelli et al. 1989), and taking  $E(B - V) = 0.064$  from NED (NASA/IPAC Extragalactic Database). The systematic uncertainty of each estimator has not been taken into account. The UV SFR,  $[H\alpha]/[\text{NUV}]$  and  $[8.0]/[\text{NUV}]$  for each region is presented in Table 2.

M. Boquien et al.: Polychromatic view of intergalactic star formation in NGC 5291

99



**Fig. 3.** Ultraviolet image of NGC 5291 with a mosaic of the selected regions. The individual regions and the main galaxies in the group are labelled. The thumbnails are zoomed images of each selected region using pseudo-colours (red representing  $8.0 \mu\text{m}$  emission, green  $\text{H}\alpha$  and blue ultraviolet), with the corresponding polygonal aperture overlotted in white. Note that for region 14 only the UV emission is available and shown (see Fig. 1).

**Table 2.** Star formation rates deduced from the ultraviolet, H $\alpha$ , and mid infrared, in solar mass per year. The symbol “:” means the estimation is uncertain.

Region	SFR(UV)	[H $\alpha$ ] / [NUV]	[8.0] / [NUV]
1	0.247 ± 0.018	0.57 ± 0.15	0.09 ± 0.01
2	0.083 ± 0.006	0.55 ± 0.15	0.25 ± 0.02
3	0.144 ± 0.010	0.56 ± 0.15	0.47 ± 0.03
4	0.047 ± 0.003	0.39 ± 0.10	0.14 ± 0.02
5	0.088 ± 0.006	0.29 ± 0.08	0.30 ± 0.03
6	0.012 ± 0.001	0.53 ± 0.17	0.26 ± 0.04
7	0.012 ± 0.001	0.21 ± 0.06	0.19 ± 0.03
8	0.005 ± 0.000	0.86 ± 0.24	0.39 ± 0.06
9	0.020 ± 0.002	0.31 ± 0.09	0.28 ± 0.03
10	0.013 ± 0.001	0.46 ± 0.15	0.70 ± 0.09
11	0.028 ± 0.002	0.34 ± 0.10	0.40 ± 0.03
12	0.028 ± 0.002	0.65 ± 0.18	0.58 ± 0.06
13	0.011 ± 0.001	0.51 ± 0.14	0.93 ± 0.10
14	0.056 ± 0.004	–	–
15	0.004 ± 0.000	0.79 ± 0.27	1.42 ± 0.16
16	0.012 ± 0.001	0.48 ± 0.12	0.75 ± 0.06
17	0.011 ± 0.001	0.50 ± 0.14	1.10 ± 0.08
18	0.027 ± 0.002	0.52 ± 0.14	1.25 ± 0.10
19	0.016 ± 0.001	0.43 ± 0.12	0.55 ± 0.06
20	0.078 ± 0.006	0.43 ± 0.12	0.59 ± 0.05
21	0.233 ± 0.017	0.85 ± 0.22	0.73 ± 0.05
22	0.027 ± 0.002	0.33 ± 0.10	0.51 ± 0.05
23	0.015 ± 0.001	0.41 ± 0.12	0.24 ± 0.04
24	0.019 ± 0.002	0.42 ± 0.12	0.05 ± 0.03
25	0.013 ± 0.001	0.38 ± 0.11	0.57 ± 0.06
26	0.007 ± 0.001	0.39 ± 0.10	–
27	0.040 ± 0.003	0.45 ± 0.12	0.40 ± 0.04
28	0.030 ± 0.002	0.33 ± 0.10	–
29	0.037 ± 0.003	0.29 ± 0.09	–
Seashell	0.088 ± 0.007	0.27 ± 0.11	1.96 ± 0.18
NGC 5291	≥0.264 ± 0.021	0.42 ± 0.18:	3.05 ± 0.29:
HI concentration	0.064 ± 0.007	–	0.77 ± 0.17

We stress that those estimators are likely not very adapted for our case (we expect a very young starburst, see Higdon et al. 2006). However they give more intuitive values to study the variations of the ratio of the SFRs in two bands, from one region to another. We use SFR(UV) as the reference since it is the most direct estimator (unprocessed star light) and more importantly, this is the only estimator which samples the star formation emission along the whole HI structure.

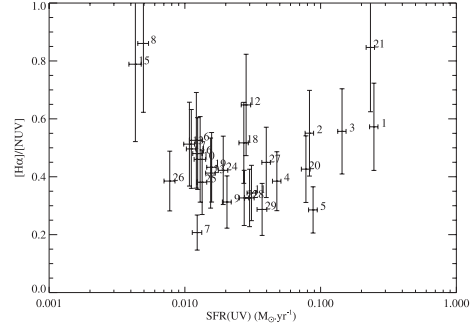
The star formation rate derived from the NUV summed along the entire HI structure but excluding that of NGC 5291 and the Seashell galaxies amounts to  $1.37 \pm 0.10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . The SFR of NGC 5291 and the Seashell is only  $0.35 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , or  $\sim 20\%$  of the SFR in the entire field of view. Thus, star formation in this system is currently mostly observed in the intergalactic medium.

The total star formation rate in the regions in which we have measured fluxes in all three bands is:

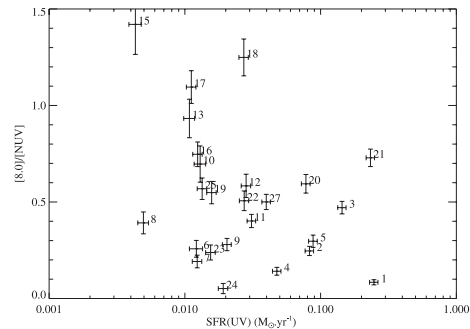
- $SFR(\text{UV}) = [\text{NUV}] = 1.31 \pm 0.10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
- $SFR(\text{H}\alpha) = [\text{H}\alpha] = 0.71 \pm 0.22 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
- $SFR(8.0) = [8.0] = 0.54 \pm 0.02 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ .

The star formation rate derived from the ultraviolet is thus almost twice as large as that derived from H $\alpha$  which itself is 30% larger than that derived using the mid-infrared.

To compare the different SFR estimators, we plot  $[\text{H}\alpha] / [\text{NUV}]$  (Fig. 4) and  $[8.0] / [\text{NUV}]$  (Fig. 5) versus



**Fig. 4.** Ratio of  $[\text{H}\alpha] / [\text{NUV}]$  versus SFR(UV).



**Fig. 5.** Ratio of  $[8.0] / [\text{NUV}]$  versus SFR(UV).

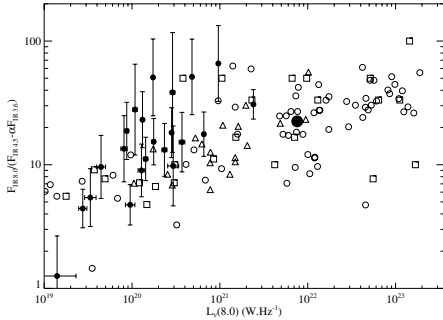
SFR(UV). On average, we get  $[\text{H}\alpha] / [\text{NUV}] = 0.47 \pm 0.16$  and  $[8.0] / [\text{NUV}] = 0.53 \pm 0.35$ .

Figures 4 and 5 indicate strikingly large variations of  $[\text{H}\alpha] / [\text{NUV}]$  and  $[8.0] / [\text{NUV}]$  from one region to another, even among the most luminous ones. For instance, there is a factor  $\sim 2$  increase in  $[\text{H}\alpha] / [\text{NUV}]$  when comparing region 20 with 21, or a factor  $\sim 6$  decrease in  $[8.0] / [\text{NUV}]$  when going from region 1 to 3. Variations can also be important within a unique region, see for instance region 1 in Fig. 3. As discussed in Sect. 4, local variations of the star formation history, dust extinction and metallicity can in principle explain this scatter. This will be investigated further in the discussion.

### 3.3. Intergalactic versus galactic star formation

The intergalactic star-forming regions we have studied are objects intermediate between isolated star-forming dwarf galaxies and individual HII regions in spiral disks. Indeed, the most luminous of them have simultaneously the structural properties and optical colours of typical primordial blue compact dwarf galaxies and the interstellar medium content, in particular the metallicity, of their parent disks. It therefore makes sense to compare the individual SF regions around NGC 5291 with both samples of individual galaxies, studied globally, and samples of individual HII regions within nearby galaxies (M 51, M 81 and Arp 82). Fortunately, several *Spitzer* based papers have recently provided the data required for these comparisons.

We first compare the properties of the intergalactic star-forming regions in NGC 5291 with those measured globally for



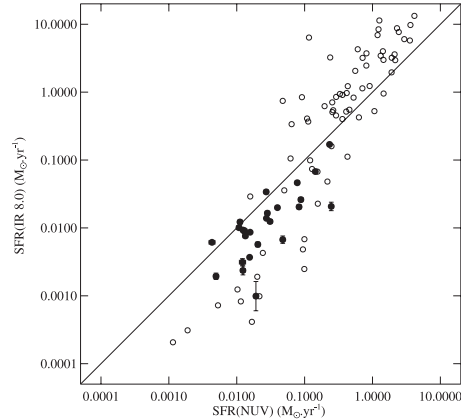
**Fig. 6.** Ratio of the mid-infrared fluxes  $F_{\text{IR}8.0}/(F_{\text{IR}4.5} - \alpha F_{\text{IR}3.6})$  versus the monochromatic luminosity at  $8.0 \mu\text{m}$  of SINGS galaxies (Dale et al. 2007, open circles), of the dwarf galaxies in the Rosenberg et al. sample (triangles), of Engelbracht et al. sample (squares) and the HII regions in NGC 5291 (filled circles with error bars). The large filled black circle represents the sum over all NGC 5291 regions.

**Table 3.** Mean flux and SFR ratios for the different samples. Extremely discrepant points (if any) have been discarded before performing the calculation.

Sample	$\langle F_{\text{IR}8.0}/(F_{\text{IR}4.5} - \alpha F_{\text{IR}3.6}) \rangle$	$\langle [8.0]/[\text{NUV}] \rangle$	$\langle [\text{H}\alpha]/[\text{NUV}] \rangle$
NGC 5291	$21 \pm 17$	$0.5 \pm 0.4$	$0.5 \pm 0.2$
Rosenberg	$17 \pm 12$	–	–
SINGS	$25 \pm 16$	$3.3 \pm 7.0$	–
Engelbracht	$24 \pm 23$	–	–
M 51	–	$4.2 \pm 5.5$	$1.1 \pm 1.3$
M 81	$50 \pm 35$	$1.2 \pm 0.9$	$2.8 \pm 2.2$
Arp 82	$45 \pm 24$	$1.8 \pm 1.8$	$1.0 \pm 0.7$

star-forming galaxies. For this comparison, we used three samples: the one studied by Rosenberg et al. (2006), consisting of 19 galaxies with a  $B$ -band absolute magnitude  $M_B > -18.0$ ; the sample of galaxies, mostly spirals, in the *Spitzer* SINGS legacy survey (Dale et al. 2007); and the Engelbracht et al. (2005) sample consisting of a heterogeneous collection of star forming galaxies without strong active nuclei including metal deficient blue compact dwarf galaxies. In Fig. 6, we plot the  $8.0 \mu\text{m}$  fluxes, normalised to the  $4.5 \mu\text{m}$  fluxes (a tracer of the hot dust emission) as a function of the monochromatic luminosity at  $8.0 \mu\text{m}$ . The  $4.5 \mu\text{m}$  band was corrected for contamination by the photospheric stellar emission determined from the  $3.6 \mu\text{m}$  band (which we assumed not to be significantly polluted by hot dust):  $F_{\text{IR}4.5} - \alpha F_{\text{IR}3.6}$ , where  $\alpha$  is a scaling coefficient. We adopted  $\alpha = 0.57$  as used in Engelbracht et al. (2005). This is derived from Starburst99 models (Leitherer et al. 1999) which give typical values between 0.53 and 0.61; Engelbracht assigned  $\alpha$  an uncertainty of 7%.

Most of the individual regions of NGC 5291 exhibit roughly the same range of monochromatic luminosities at  $8.0 \mu\text{m}$  as the Rosenberg et al. sample of dwarf galaxies except for the brightest ones (see Fig. 6). Based on their SFRs only, each of the 29 individual regions could by itself be considered a dwarf galaxy. Besides, they have on average a  $F_{\text{IR}8.0}/(F_{\text{IR}4.5} - \alpha F_{\text{IR}3.6})$  ratio slightly, but not significantly, higher than the dwarf galaxy sample (see Table 3). The ratio for the SINGS is slightly larger but very similar. The Engelbracht et al. sample, in spite of its inhomogeneity, shows a similar mean value as for the NGC 5291 regions.



**Fig. 7.** Star formation rate estimated from the IRAC  $8.0 \mu\text{m}$  band as a function of SFR(NUV) for the NGC 5291 intergalactic SF regions (filled circles) and for the galaxies of the SINGS sample (Dale et al. 2007, open circles).

In Fig. 7 we compare [NUV] to [8.0] for the galaxies of the SINGS sample and the HII regions detected in the NGC 5291 system.

We notice that the least luminous galaxies from the SINGS sample present an important ultraviolet excess. We think it is due to the PAH deficiency seen in the low metallicity galaxies, rather than an ultraviolet excess per se. On the other hand, the most luminous SINGS galaxies present a strong infrared excess, due to the higher metallicity and the large population of non-ionizing stars which can excite the PAH in addition to massive young stars.

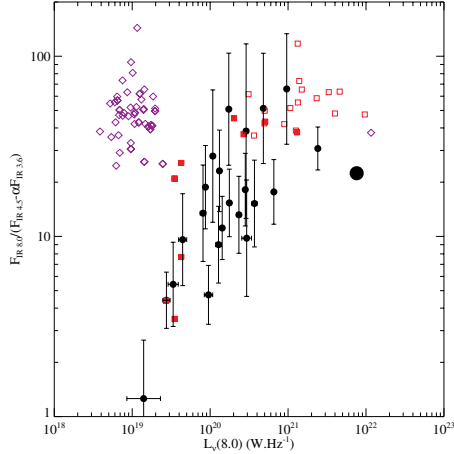
The relative scatter (see Table 3) for all these samples are quite similar. This is surprising as the Rosenberg et al., the Engelbracht et al. and the SINGS samples are composed of heterogeneous dwarf galaxies whereas the NGC 5291 HII regions lie in the same HI structure.

In Fig. 8 we perform a similar comparison as in Fig. 6 but with HII regions in the nearby spiral M 81<sup>10</sup> (for more details see Pérez-González et al. 2006) and the interacting system Arp 82 (Hancock et al. 2007).

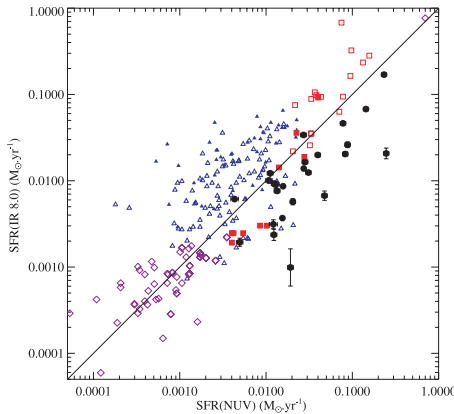
The  $F_{\text{IR}8.0}/(F_{\text{IR}4.5} - \alpha F_{\text{IR}3.6})$  ratio of the regions in M 81 is roughly similar to that of the most luminous HII regions of NGC 5291 even though their  $8.0 \mu\text{m}$  monochromatic luminosity is lower by one to two orders of magnitude. Besides, for the less luminous regions, the ratio is higher in M 81 which could indicate a deficiency in PAH emission in the HII regions of NGC 5291. The star forming regions in Arp 82, especially along the tidal arms of the interacting system, follow more closely what can be seen in NGC 5291 both in the  $8.0 \mu\text{m}$  flux and the  $F_{\text{IR}8.0}/(F_{\text{IR}4.5} - \alpha F_{\text{IR}3.6})$ . Therefore both systems have on average the same PAH properties compared to the dust continuum.

In Figs. 9 and 10, respectively, we present a comparison of the [NUV] to [8.0] and [NUV] to [H $\alpha$ ] SFRs for individual HII regions in the HI intergalactic structure of NGC 5291, for the HII regions in the disk of M 51 (Calzetti et al. 2005), M 81 (Pérez-González et al. 2006) and Arp 82 (Hancock et al. 2007).

<sup>10</sup> The mid-infrared flux densities were provided by Pérez-González (priv. comm.).



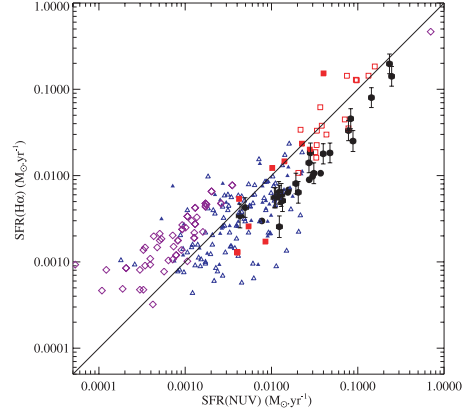
**Fig. 8.** Ratio of the mid-infrared fluxes  $F_{\text{IR}8.0}/(F_{\text{IR}4.5} + \alpha F_{\text{IR}3.6})$  versus the monochromatic luminosity at  $8.0 \mu\text{m}$  of M 81 (Pérez-González et al. 2006, purple diamonds), Arp 82 (Hancock et al. 2007, red squares; filled squares represent star forming regions in tidal features) and NGC 5291 (filled circles with error bars) HII regions. The large filled circled represents the integration of all NGC 5291 regions.



**Fig. 9.** Star formation rate estimated from the IRAC  $8.0 \mu\text{m}$  band as a function of SFR(NUV) for the NGC 5291 intergalactic SF regions (filled circles), for samples of HII regions in two spiral disks: M 51 (Calzetti et al. 2005, blue triangles; filled triangles represent inner regions where Pa $\alpha$  flux is available) and M 81 (Pérez-González et al. 2006, purple diamonds), and for the interacting system Arp 82 (Hancock et al. 2007, red squares; filled squares represent star forming regions in tidal features).

We noticed in Sect. 3.2 that the SFRs of the NGC 5291 HII regions estimated from the UV fluxes were on average higher by a factor of 2 than those obtained from the H $\alpha$  and  $8.0 \mu\text{m}$  bands<sup>11</sup>. Figures 9 and 10 show that this systematic UV-excess is not observed for the individual HII regions of M 51 and M 81; the regions in M 51 present an IR excess, whereas those of M 81

<sup>11</sup> Using the standard calibration of Kennicutt (1998) and the assumptions made therein.



**Fig. 10.** Star formation rate estimated from the [H $\alpha$ ] luminosity as a function of SFR(NUV) for the NGC 5291 intergalactic SF regions (filled circles), for samples of galactic HII regions in two spiral disks: M 51 (Calzetti et al. 2005) (blue triangles; filled triangles represent HII regions near centre of M 51 where Pa $\alpha$  flux is available) and M 81 (Pérez-González et al. 2006, purple diamonds), and for the interacting system Arp 82 (Hancock et al. 2007, red squares; filled squares represent star forming regions in tidal features).

seem to be too H $\alpha$  rich. No systematic UV excess can be detected in the Arp 82 interacting system.

More quantitatively, when normalised to the  $8.0 \mu\text{m}$  band, the NUV flux in NGC 5291 is in excess by a factor of 8, 2 and 1.6 compared to M 51, M 81 and Arp 82 respectively. When normalised to H $\alpha$ , the corresponding excess factors are 2, 6 and 2. Finally, one should note that NGC 5291 presents a scatter in the H $\alpha$  vs. UV relation which is smaller than for the comparison galaxies, while the MIR vs. UV is roughly comparable.

In summary, while globally the  $8.0 \mu\text{m}$  emission in the intergalactic star forming regions of NGC 5291 are not significantly different than those of star-forming dwarf galaxies, they seem to present with respect to individual HII regions in spirals, and with the H $\alpha$  and MIR SF indicators, a clear UV excess.

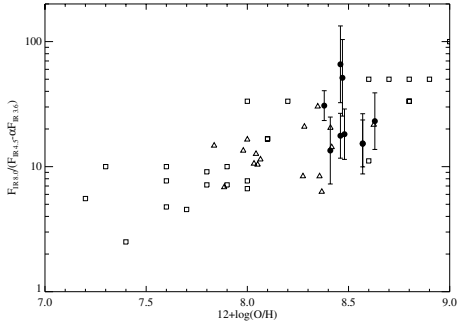
#### 4. Discussion

In the previous section, we presented the properties of the star forming regions along the huge HI structure around NGC 5291, a study based on three SF indicators: UV, H $\alpha$  and the mid-infrared. We found that the three of them were correlated, as for more classical galactic star-forming regions, but showed with the latter some differences, in particular a UV excess. We discuss here the origins of these differences and of the scatter in the correlations. The goal is to determine which SF indicator – or combination of them – may be used to estimate the total SFR in this special environment, bearing in mind that the previous calibrations were derived for galactic environments. Once a “total” SFR is determined, we briefly discuss its impact on the IGM.

##### 4.1. The effect of metallicity and PAH strength on the MIR star formation indicator

In most galactic star-forming regions, the dust emission around  $8.0 \mu\text{m}$  is largely dominated by PAH features. The latter are however known to be absent in metal-poor objects such as the Blue





**Fig. 11.** Ratio of the mid-infrared fluxes  $F_{\text{IR}8.0}/(F_{\text{IR}4.5} - \alpha F_{\text{IR}3.6})$  (with  $\alpha = 0.57$ ) versus the metallicity of dwarf galaxies from the Rosenberg et al. sample (triangles), Engelbracht galaxies (open squares) and HII regions in NGC 5291 (filled circles).

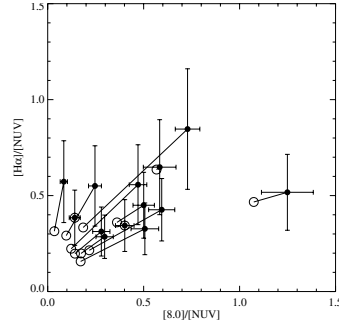
Compact Dwarf Galaxies (Galliano et al. 2005; Engelbracht et al. 2005; Madden et al. 2006; Wu et al. 2006). Thus for these systems, the IRAC based mid-IR–SFR calibration, as the one used in this study, could be fairly inaccurate. The intergalactic HII regions around NGC 5291, although they share many properties with those of BCDGs, lie however within an HI structure which had been previously pre-enriched. Duc & Mirabel (1998) measured an oxygen abundance of  $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.4$  to  $8.6$ , with an average of  $8.49^{+0.07}_{-0.10}$ . Although this is somewhat below the solar value, this is consistent with a PAH detection. Indeed, the IRS spectra obtained by Higdon et al. (2006) indicate that the IRAC  $8.0 \mu\text{m}$  emission of the two most luminous star forming regions is mainly due to PAHs.

In Fig. 11, we plot the PAH emission normalised to the dust continuum as a function of metallicity for the NGC 5291 star forming regions, the dwarf galaxies from the Rosenberg sample and the galaxies from the Engelbracht sample. The luminosity at  $8.0 \mu\text{m}$  appears to be consistent with that of dwarf galaxies with the same metallicity. Wu et al. (2006) directly measured a correlation between the equivalent widths of the PAH features and metallicity. We checked this for region 21. We found that the EWs measured in the IRS spectrum published in Higdon et al. (2006)<sup>12</sup>, using a method similar as in the Wu et al. (2006) paper, were consistent with the Wu et al. correlation.

Thus, on average, the relative strength of the  $8.0 \mu\text{m}$  emission in NGC 5291 appears to be normal, i.e. consistent with that expected for star-forming regions with the same metallicity. Therefore the calibration derived between the IRAC mid-infrared emission and the SFR so far only validated for spiral disks should also apply to the collisional debris.

The large scatter in the  $F_{\text{IR}8.0}/(F_{\text{IR}4.5} - \alpha F_{\text{IR}3.6})$  flux ratio along the system (see Figs. 6 and 8) is however surprising. In any case, it cannot be simply explained by local variations of the metallicity as the latter was measured by Duc & Mirabel (1998) to be quite uniform all along the HI structure. For instance, very bright regions, such as 1 and 3, show discrepant  $F_{\text{IR}8.0}/(F_{\text{IR}4.5} - \alpha F_{\text{IR}3.6})$  flux ratios although they lie very close on the sky and thus should have very similar metallicities. Unfortunately no optical spectrum of region 1 is available to check this. The IRS spectra of the two most luminous regions (regions 3 and 21 in this paper) also show variations in their PAH

<sup>12</sup>  $EW(6.2 \mu\text{m}) = 0.58 \mu\text{m}$ ,  $EW(7.7 \mu\text{m}) = 0.52 \mu\text{m}$ ,  $EW(8.6 \mu\text{m}) = 0.53 \mu\text{m}$ ,  $EW(11.2 \mu\text{m}) = 0.65 \mu\text{m}$ .



**Fig. 12.**  $[\text{H}\alpha] / [\text{NUV}]$  as a function of  $[8.0] / [\text{NUV}]$  for HII knots with an uncorrected ultraviolet star formation rate greater than  $0.02 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . Filled circles are uncorrected for extinction while empty ones are.

strengths and dust continuum shortwards of  $5 \mu\text{m}$  and above  $9 \mu\text{m}$ , which are not yet understood. Clearly, the metallicity is not the only parameter playing a role in the  $8.0 \mu\text{m}$  emission, as also shown in several studies of galactic star formation.

#### 4.2. The effect of dust extinction on the UV and $\text{H}\alpha$ star formation indicator

We have seen earlier that dust is undoubtedly present all along the HI ring. Could local variations of the dust extinction and geometrical factors account for the large scatter in the individual SF properties? To examine that, we have corrected both  $[\text{NUV}]$  and  $[\text{H}\alpha]$  for extinction, the value of which was determined locally towards each condensation. The extinction is actually composed of two components: one due to the dust clouds surrounding newborn stars, which is due to the molecular gas and very dependent on geometry and may vary dramatically from one region to the other; a second one is due to the dust along the line of sight, which can be approximated by a dust screen. Assuming the ratio of dust to HI is constant, we can derive the extinction variation from the HI maps.

To quantify this HI based extinction, we used previous extinction estimates determined by Duc & Mirabel (1998) from the measurement of the Balmer decrement in several associated HII regions. Correlating the peak HI column densities and the optical extinction in the V band with 7 data points (after having excluded 2 which showed large discrepancies), we obtained a calibration of the HI-based extinction. We estimate the uncertainty to be about 0.4 dex with this method.

To convert the extinction from the V band to other bands, we used the average Large Magellanic Cloud  $A(\lambda)/A_V$  of Gordon et al. (2003). We find  $A_{\text{NUV}}/A_V = 2.80$  and  $A_{\text{H}\alpha}/A_V = 0.89$ .

We have corrected the NUV and  $\text{H}\alpha$  fluxes for dust extinction based on the calibrated HI column densities. Results of this correction are shown in Fig. 12 for objects with uncorrected ultraviolet star formation rate greater than  $0.02 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , which have the most secure determination of the SFR.

The relative scatter of  $[\text{H}\alpha] / [\text{NUV}]$  and  $[8.0] / [\text{NUV}]$  is not reduced by the extinction correction. Clearly, variations of the dust extinction alone cannot explain all the scatter in the SF properties found along the HI structure, unless very local variations dominate.

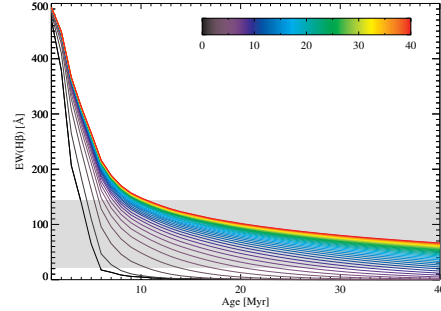
#### 4.3. The effect of starburst age on the UV and $H\alpha$ star formation indicators

The so-called “UV–excess” seems to be a determining characteristic of the intergalactic star forming regions around NGC 5291. This was also observed in a few other intergalactic SF regions (Werk et al. 2006). We discuss here whether this excess, as well as the large scatter of the  $[H\alpha] / [NUV]$  after the correction for dust extinction, could result from some starburst age effects.

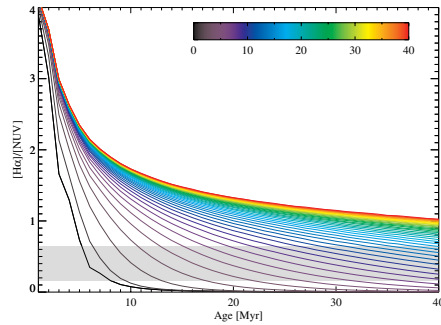
Duc & Mirabel (1998) measured  $H\beta$  equivalent widths as large as  $140 \text{ \AA}$  of several HII regions around NGC 5291, which is indicative of young starbursts (see for instance Terlevich et al. 2004). The detection of Wolf-Rayet features in the most luminous one shows that the current star formation episode there is less than  $5 \times 10^6$  years old. More recently, Higdon et al. (2006) determined ages of  $\sim 5 \times 10^6$  years from  $[\text{Ne II}] / [\text{Ne III}]$  emission line ratios for the objects for which mid-infrared IRS spectra were available. Are these indications for starbursts being young consistent with the UV excess observed in all intergalactic HII regions around NGC 5291? At first sight, one may think that a UV excess, or conversely, an  $H\alpha$  deficit would rather suggest older, declining bursts since the UV time scale is a factor of ten larger than the  $H\alpha$  one (see Sect. 3.2).

To pursue the analysis, we have modelled the HII regions using the spectral evolution code PÉGASE II (Fioc & Rocca-Volmerange 1997, 1999). We have used a set of parameters differing by the star formation history (SFH), going from an instantaneous starburst to exponentially decreasing ones with a timescale between 1 and 40 million years. We used a Salpeter IMF from 0.1 to  $100 M_{\odot}$  and a constant metallicity  $Z = 0.008$  (65% solar metallicity, corresponding to  $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.47$ ), in agreement with the metallicity determined by Duc & Mirabel (1998). Extinction from the gas has not been taken into account in the simulations in order to isolate age effects only. For comparison we therefore need to use the extinction corrected ratios. We have in particular studied how the  $H\beta$  equivalent width and the  $[H\alpha] / [NUV]$  ratio evolve with SFH (see Figs. 13 and 14). The first plot suggests that the ongoing star formation may not have lasted for more than  $10 \times 10^6$  years for the regions presently showing the largest  $H\beta$  equivalent width, whatever the timescale assumed for the starburst. Other than that, very young, quasi-instantaneous starbursts ignited  $3\text{--}5 \times 10^6$  years ago may well cohabit with older and more extended star-formation episodes (Neff et al. 2005), i.e. in regions showing smaller  $H\beta$  equivalent width. The second plot shows that the observed range for  $[H\alpha] / [NUV]$  may be obtained for various SFH, but that in any case, all bursts are well advanced. A constant or just slowly declining SFR is inconsistent with the data. However, our dataset may accommodate quasi-instantaneous bursts which occurred  $4\text{--}10 \times 10^6$  years ago up to bursts with slightly longer time scales of  $10 \times 10^6$  years which started about  $40 \times 10^6$  years ago. Combining the two criteria, we conclude that the regions that are currently the most active ones (i.e. region 1, 3 and 21) are all very young but should have had their SF peak already  $5 \times 10^6$  years ago while the more quiescent ones may be a few  $10 \times 10^6$  years older, still sustaining star formation but at a lower rate than before.

One should note that quasi-instantaneous young starbursts for all HII regions around NGC 5291 are also fully compatible with the data, i.e. the  $H\beta$  equivalent width, the UV excess and the somehow large region-to-region variations of the  $[H\alpha] / [NUV]$  to UV ratio. The latter may be understood noting how this ratio changes quickly after the beginning of the starburst: a small age difference can produce a considerable



**Fig. 13.** Plot of the variation of the equivalent width of  $H\beta$  in  $\text{\AA}$ , as a function of ages for different types of starbursts. The black line shows an instantaneous starburst whereas the red one corresponds to an exponentially decreasing starburst with a timescale  $\tau = 40 \times 10^6$  years. Lines for all intermediate  $\tau$  with intervals of  $1 \times 10^6$  years are also shown. The light grey zone indicates the range of observed values of the  $H\beta$  equivalent width for the few regions where this was measured (Duc & Mirabel 1998).



**Fig. 14.** Plot of the variation of the  $[H\alpha] / [NUV]$  ratio as a function of age for different types of starbursts. The black line shows an instantaneous starburst whereas the red one corresponds to an exponentially decreasing starburst with a timescale  $\tau = 40 \times 10^6$  years. Lines for all intermediate  $\tau$  with intervals of  $1 \times 10^6$  years are also shown. The light grey zone indicates the range of observed values of  $[H\alpha] / [NUV]$  after correction for extinction.

difference in  $[H\alpha] / [NUV]$  (see Fig. 14). Probing the presence, or actually the absence, of an intermediate age stellar population of a few  $10 \times 10^6$  years would be required to validate the scenario of a rapidly decreasing starburst. This requires a model of the full Spectral Energy Distribution of each region, from the UV to IR, which is beyond the scope of this study. This task is somehow easier in the case of the NGC 5291 intergalactic star-forming regions. Indeed, they should not contain a stellar component of a few  $100 \times 10^6$  years or older coming from the parent galaxies.

As all the HII regions seem to have roughly the same age it is legitimate to wonder how star-formation may have started quasi-simultaneously along a structure as extended as 180 kpc, and how likely we are to observe it so close to its onset. One should however remember that the HI ring which hosts all these regions was probably formed during a single violent event, likely the collision of a previously existing extended HI disk with a companion galaxy (Duc & Mirabel 1998). Given its ring-like shape and overall velocity field, the HI structure was most probably not formed by tidal forces but rather by an expanding density

wave following a bull's eye collision. According to numerical simulations (Bournaud et al. 2007), the ring around NGC 5291 has an age between  $300 \times 10^6$  and  $400 \times 10^6$  years, very different from the star formation timescale. However, in the case of a collisional ring and unlike tidal tails, the star formation can be suppressed during the first few  $100 \times 10^6$  years, i.e., until the HI ring expansion stalls after which star formation proceeds. If that scenario is indeed correct, this would bring the dynamical and the star-formation time scales together and explain the, at first sight, rather intriguing observation of quasi simultaneous star formation along the entire ring.

#### 4.4. The total intergalactic star formation rate in NGC 5291: impact on the IGM

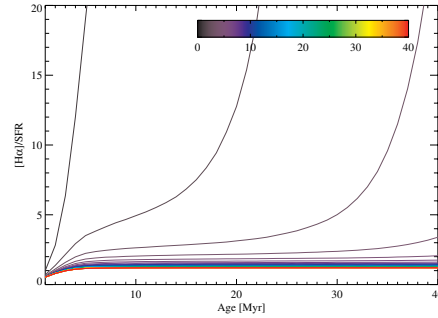
The integrated star formation rate along the HI structure – uncorrected for dust extinction – derived from the GALEX NUV emission, amounts to  $1.31 \pm 0.10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ,  $0.71 \pm 0.22 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  in H $\alpha$  and  $0.54 \pm 0.02 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  from the  $8.0 \mu\text{m}$  band emission (see Sect. 3.2).

Whether the uncorrected UV, H $\alpha$  and IR SFRs should be added to get the total, dust free SFR, or whether a simple extinction correction for each tracer is enough is a matter of active debate (Hirashita et al. 2003). Because our estimates of the extinction, based on the HI column density, are rather uncertain, we decided not to apply a dust correction for each individual region. Instead we decided to add the uncorrected SFR obtained from H $\alpha$  to the SFR based on the dust emission scaled by a coefficient which takes into account the amount of ionizing radiation (actually radiation emitted by the same stars as traced through H $\alpha$ ) absorbed by PAH. The latter was determined empirically by fitting  $\text{SFR}(\text{H}\alpha) + k \times \text{SFR}(\text{IR})$  to the extinction corrected  $\text{SFR}(\text{H}\alpha)$  using only datapoints for which measures of  $A_V$  obtained from the Balmer decrement were available. The advantage of using a combination of H $\alpha$  and IR rather than UV and IR (as commonly done) is that the former two indicators probe SF with relatively similar time scales of  $10 \times 10^6$  years (rather than  $100 \times 10^6$  years for UV). Doing so, we obtained  $k = 0.27$  and a total SFR all along the HI structure of  $0.83 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . This value is a factor of 1.7 smaller than the value determined from the uncorrected near UV emission, confirming again the earlier mentioned UV excess.

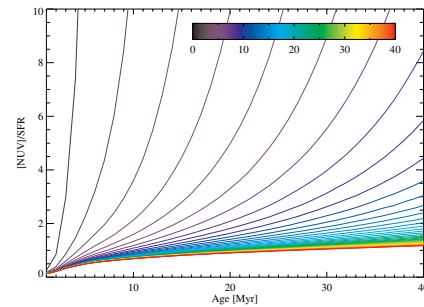
However, we should note at this stage that the SFRs were estimated using calibrations valid for a constant star formation over  $100 \times 10^6$  years (Kennicutt 1998). As mentioned before, the star formation history in NGC 5291 may have been quite different. There are various independent indications pointing towards young, quasi-instantaneous, starbursts and the measure of the actual SFR may be different.

For young and rapidly decreasing starbursts, models (see Figs. 15 and 16) indicate that the Kennicutt UV and H $\alpha$  calibrations overestimate by factors of 2 to 4 the actual SFR. Thus if the quasi-instantaneous starburst hypothesis is correct, the real “intergalactic” star formation rate around NGC 5291 should be  $0.3\text{--}0.7 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , still higher than for typical dwarf and irregular galaxies (Hunter & Elmegreen 2004). However, one should keep in mind that the UV-excess indicates that the star formation rate was higher a few  $10^6$  years ago, with values close to that observed in quiescent spiral galaxies.

We thus find that around NGC 5291, star-formation proceeds at a rate typical of spirals but in an environment which is much less dense, and where the effect of stellar winds on the surrounding medium should be much more dramatic. As shown, among others, by Ferrara & Tolstoy (2000), the ability of an



**Fig. 15.** Plot of the variation of [H $\alpha$ ] (it is to say the star formation rate that would give the Kennicutt estimator) over the actual star formation rate as a function of age for different types of starbursts. The black line shows an instantaneous starburst whereas the red one corresponds to an exponentially decreasing starburst with a timescale  $\tau = 40 \times 10^6$  years. Lines for all intermediate  $\tau$  with intervals of  $1 \times 10^6$  years are also shown.



**Fig. 16.** Plot of the variation of the [NUV] (it is to say the star formation rate that would give the Kennicutt estimator) over the actual star formation rate as a function of age for different types of starbursts. The black line shows an instantaneous starburst whereas the red one corresponds to an exponentially decreasing starburst with a timescale  $\tau = 40 \times 10^6$  years. Lines for all intermediate  $\tau$  with intervals of  $1 \times 10^6$  years are also shown.

object to lose its heavy elements, and thus enrich the intergalactic medium, depends very much on the mass and shape of the halo it sits in. Collisional debris being dark matter deficient, they should have a reduced capability to retain their metals. How the particularly active star-forming regions in NGC 5291 manage to survive this feedback of mechanical energy still remains to be studied. Given their large gas reservoir, it is somewhat surprising that they are currently already fading, unless SF has ceased as a result of feedback from massive stars.

Clearly, a system like NGC 5291 is exceptional in the local Universe. Studying a sample of interacting systems (Struck 2006; Smith et al. 2007; Hancock et al. 2007) found that their external plumes and tails only account for at most 10% of the total star formation. In NGC 5291, from the UV band we can see that more than 80% of the stars are currently formed along the intergalactic ring. When using the  $8.0 \mu\text{m}$  band, removing the old stellar content from the NGC 5291 galaxy (this population is responsible for roughly 50% of the  $8.0 \mu\text{m}$  flux), the intergalactic SF still accounts for more than 50% of the SFR. In the distant Universe, however, such large gaseous structures may

have been more common<sup>13</sup> and the star formation regions they hosted may have contributed significantly to the direct enrichment of the IGM.

## 5. Conclusion

We have performed a multi-wavelength study of the NGC 5291 HII regions using ground-based, GALEX, and *Spitzer Space Telescope* data of 29 intergalactic HII regions around NGC 5291. These regions lie along a previously identified huge HI ring-like structure of collisional origin. We have measured their fluxes in the near ultraviolet, H $\alpha$ , and mid-infrared in order to compare these different star formation tracers. The morphology observed in the three bands is remarkably similar, indicating that each can serve as a star formation tracer. We have shown that the intergalactic IR emission at 8.0  $\mu$ m, dominated by PAH, when normalised to the hot dust continuum, is comparable to the integrated emission of dwarf galaxies of the same metallicity and to the emission of individual HII regions in spirals. This indicates that the 8.0  $\mu$ m band emission is probably an estimator of the SFR that is as reliable for these regions as it is for spirals. Whereas the 8.0  $\mu$ m is “normal”, there is a clear excess of near ultraviolet emission compared to individual HII regions in spirals. The [8.0]/[NUV] and [H $\alpha$ ]/[NUV] are low although there are some strong variations from one region to another. The variations of the metallicity sensitive [8.0]/[NUV] ratio cannot be explained by a metallicity effect since the oxygen abundance was found to be uniform along the entire HI structure. Moreover, correcting for the spatial variations of the dust extinction does not reduce the scatter in the [H $\alpha$ ]/[NUV] and [8.0]/[NUV] SFR ratios. Their variations are best explained by age effects. A model of the evolution [H $\alpha$ ]/[NUV] with time favours young instantaneous starbursts: the ultraviolet excess or deficit of H $\alpha$  plus the large scatter indicating rapid variations of the [H $\alpha$ ]/[NUV] ratio are difficult to explain with a constant SFR or moderately decreasing SFR. A young starburst is consistent with constraints from the H $\beta$  equivalent widths and mid-infrared NeII fluxes. So far no indication for the presence of an old stellar component has been found. A detailed study of the full SED of the star-forming regions, including dust models, would be required to confirm it. Comparing the individual starburst ages with the dynamical timescale for the formation of the HI ring in which they lie, we concluded that the apparent observation of a quasi-simultaneous onset of star formation over the 180 kpc long gaseous structure can be understood if SF commences only after expansion of the ring has stalled, after several  $100 \times 10^6$  yr.

Using the standard Kennicutt calibrations, we estimated from the UV, uncorrected for dust extinction, a total SFR around NGC 5291 of  $1.3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . If the quasi-instantaneous starburst hypothesis is correct, then this current value of the SFR may have been overestimated by factors of 2 to 4. In that case, the SFR would have been much higher in the recent past. Finally it appears that about 80% of star formation in the NGC 5291 system takes place in the intergalactic HII regions, a value much higher than in nearby interacting systems.

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

<sup>13</sup> The gigantic Ly $\alpha$  blobs found in the distant Universe (Nilsson et al. 2006; Jiménez & Haiman 2006) actually present some similarities with NGC 5291.

We thank Pablo Pérez-González, Daniel Dale and Mark Hancock for providing additional data on the comparison galaxies. We also thank our referee, Claudia Mendes de Oliveira, as well as Véronique Buat, Frédéric Bournaud and Frédéric Galliano for useful comments and enlightening discussions. U.L. acknowledges support by the DGI grants AYA 2005-07516-C02-01 and ESP 2004-06870-C02-02, and by the Junta de Andalucía (Spain).

## References

- Appleton, P. N., & Struck-Marcell, C. 1996, *Fund. Cosmic Phys.*, 16, 111
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ASP Conf. Ser., 336, 25
- Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Bournaud, F., Duc, P.-A., Amram, P., Combes, F., & Gach, J.-L. 2004, *A&A*, 425, 813
- Bournaud, F., Duc, P.-A., Brinks, E., et al. 2007, *Science*, accepted
- Braine, J., Duc, P.-A., Lisenfeld, U., et al. 2001, *A&A*, 378, 51
- Calzetti, D., Kennicutt, R. C., Bianchi, L., et al. 2005, *ApJ*, 633, 871
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Chary, R., & Elbaz, D. 2001, *ApJ*, 556, 562
- Cortese, L., Gavazzi, G., Boselli, A., et al. 2006, *A&A*, 453, 847
- Dale, D. A., de Paz, A. G., Gordon, K. D., et al. 2007, *ApJ*, 655, 863
- Duc, P.-A., & Mirabel, I. F. 1998, *A&A*, 333, 813
- Duc, P.-A., Bournaud, F., & Masset, F. 2004, *A&A*, 427, 803
- Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Rieke, G. H., et al. 2005, *ApJ*, 628, L29
- Ferrara, A., & Tolstoy, E. 2000, *MNRAS*, 313, 291
- Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 950
- Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1999 [arXiv:astro-ph/9912179]
- Galliano, F., Madden, S. C., Jones, A. P., Wilson, C. D., & Bernard, J.-P. 2005, *A&A*, 434, 867
- Gordon, K. D., Clayton, G. C., Misselt, K. A., Landolt, A. U., & Wolff, M. J. 2003, *ApJ*, 594, 279
- Hancock, M., Smith, B. J., Struck, C., et al. 2007, *AJ*, 133, 676
- Hibbard, J. E., & Mihos, J. C. 1995, *AJ*, 110, 140
- Higdon, S. J., Higdon, J. L., & Marshall, J. 2006, *ApJ*, 640, 768
- Hirashita, H., Buat, V., & Inoue, A. K. 2003, *A&A*, 410, 83
- Horellou, C., & Combes, F. 2001, *Ap&SS*, 276, 1141
- Hunter, D. A., & Elmegreen, B. G. 2004, *AJ*, 128, 2170
- Jiménez, R., & Haiman, Z. 2006, *Nature*, 440, 501
- Kennicutt, R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
- Koribalski, B. S., Staveley-Smith, L., Kilborn, V. A., et al. 2004, *AJ*, 128, 16
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 3
- Longmore, A. J., Hawarden, T. G., Cannon, R. D., et al. 1979, *MNRAS*, 188, 285
- Madden, S. C., Galliano, F., Jones, A. P., & Sauvage, M. 2006, *A&A*, 446, 877
- Malphrus, B. K., Simpson, C. E., Gottesman, S. T., & Hawarden, T. G. 1997, *AJ*, 114, 1427
- Maza, J., Ruiz, M. T., Gonzalez, L. E., Wischnjewsky, M., & Peña, M. 1991, *A&AS*, 89, 389
- Mendes de Oliveira, C., Cypriano, E. S., Sodré, Jr., L., & Balkowski, C. 2004, *ApJ*, 605, L17
- Mendes de Oliveira, C. L., Temporin, S., Cypriano, E. S., et al. 2006, *AJ*, 132, 570
- Morrissey, P., Schiminovich, D., Barlow, T. A., et al. 2005, *ApJ*, 619, L7
- Neff, S. G., Thilker, D. A., Seibert, M., et al. 2005, *ApJ*, 619, L91
- Nilsson, K. K., Fynbo, J. P. U., Møller, P., Sommer-Larsen, J., & Ledoux, C. 2006, *A&A*, 452, L23
- Pahre, M. A., Ashby, M. L. N., Fazio, G. G., & Willner, S. P. 2004, *ApJS*, 154, 235
- Peña, M., Ruiz, M. T., & Maza, J. 1991, *A&A*, 251, 417
- Pérez-González, P. G., Kennicutt, Jr., R. C., Gordon, K. D., et al. 2006, *ApJ*, 648, 987
- Rosenberg, J. L., Ashby, M. L. N., Salzer, J. J., & Huang, J.-S. 2006, *ApJ*, 636, 742
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Smith, B. J., Struck, C., Hancock, M., et al. 2007, *AJ*, 133, 791
- Struck, C. 2006, in *Triggered Star Formation in a Turbulent ISM*, IAU Symp. 237, ed. B. Elmegreen & J. Palous
- Terlevich, R., Silich, S., Rosa-González, D., & Terlevich, E. 2004, *MNRAS*, 348, 1191
- Werk, J. K., Putman, M. E., Meurer, G. R., Oey, M. S., & Ryan-Weber, E. V. 2006, in *Triggered Star Formation in a Turbulent ISM*, IAU Symp. 237, ed. B. Elmegreen & J. Palous
- Wu, H., Cao, C., Hao, C.-N., et al. 2005, *ApJ*, 632, L79
- Wu, Y., Charmandaris, V., Hao, L., et al. 2006, *ApJ*, 639, 157
- Zwicky, F. 1951, *PASP*, 63, 61



## Annexe B

# Article II : Missing Mass in Collisional Debris from Galaxies

Cet article publié dans le journal Science en mai 2007<sup>a</sup> traite de la détection inattendue de matière noire dans des galaxies formées à partir. Il a fait l'objet de communiqué de presse entre autres de la part du NOAO<sup>b</sup>, du CNRS<sup>c</sup> et du CEA<sup>d</sup>.

---

a. <http://www.sciencemag.org/cgi/content/full/316/5828/1166>  
b. <http://www.nrao.edu/pr/2007/darkdwarfs/>  
c. <http://www2.cnrs.fr/presse/communique/1095.htm>  
d. <http://www-dapnia.cea.fr/Sap/Actualites/Breves/bournaud070510/>

---

## References and Notes

- B. B. Zhou, S. J. Elledge, *Nature* **408**, 433 (2000).
- M. B. Kastan, J. Bartek, *Nature* **432**, 316 (2004).
- Y. Shiloh, *Trends Biochem. Sci.* **31**, 402 (2006).
- J. Ptacek et al., *Nature* **438**, 679 (2005).
- N. Dephoure, R. W. Howson, J. D. Blethrow, K. M. Shokat, E. K. O'Shea, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **102**, 17940 (2005).
- A. R. Salomon et al., *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **100**, 443 (2003).
- J. Rush et al., *Nat. Biotechnol.* **23**, 94 (2005).
- S. T. Kim, D. S. Lim, C. E. Canman, M. B. Kastan, *J. Biol. Chem.* **274**, 37538 (1999).
- T. O'Neill et al., *J. Biol. Chem.* **275**, 22719 (2000).
- D. Cortez, G. Glick, S. J. Elledge, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **101**, 10078 (2004).
- Y. Ziv et al., *Nat. Cell Biol.* **8**, 870 (2006).
- M. Mann, *Nat. Rev. Mol. Cell Biol.* **7**, 952 (2006).
- S. V. Kozlov et al., *EMBO J.* **25**, 3504 (2006).
- G. P. Ho, S. Margossian, T. Taniguchi, A. D. D'Andrea, *Mol. Cell Biol.* **26**, 7005 (2006).
- K. C. Thome et al., *J. Biol. Chem.* **275**, 35233 (2000).
- A. Smogorzewska et al., *Cell* **129**, 289 (2007).
- C. M. Azzalini, J. Lingner, *Curr. Biol.* **16**, 433 (2006).
- H. Huang, K. M. Regan, Z. Lou, J. Chen, D. J. Tindall, *Science* **314**, 294 (2006).
- N. Yoshizawa-Sugata, H. Masai, *J. Biol. Chem.* **282**, 2729 (2006).
- H. Y. Yoo, A. Shevchenko, W. G. Dunphy, *J. Biol. Chem.* **279**, 53353 (2004).
- B. Xia et al., *Mol. Cell* **22**, 719 (2006).
- R. Groisman et al., *Cell* **113**, 357 (2003).
- A. Hirao et al., *Science* **287**, 1824 (2000).
- P. T. Yazdi et al., *Genes Dev.* **16**, 571 (2002).
- S. T. Kim, B. Xu, M. B. Kastan, *Genes Dev.* **16**, 560 (2002).
- D. Q. Yang, M. B. Kastan, *Nat. Cell Biol.* **2**, 893 (2000).
- L. J. Niedernhofer et al., *Nature* **444**, 1038 (2006).
- K. M. Brumbaugh et al., *Mol. Cell* **14**, 585 (2004).
- B. Wang et al., *Science* **316**, 1194 (2007).
- Single-letter abbreviations for the amino acid residues are as follows: A, Ala; C, Cys; D, Asp; E, Glu; F, Phe; G, Gly; H, His; I, Ile; K, Lys; L, Leu; M, Met; N, Asn; P, Pro; Q, Gln; R, Arg; S, Ser; T, Thr; V, Val; W, Trp; and Y, Tyr.
- B. A. Ballif, Z. Cao, D. Schwartz, K. L. Carraway III, S. P. Gygi, *J. Proteome Res.* **5**, 2372 (2006).
- B. DeLaBarre, A. T. Brunger, *Nat. Struct. Biol.* **10**, 856 (2003).
- We thank T. de Lange, A. D'Andrea, A. Carr, K. Nakanishi, M. Jasin, H. Takai, F. Graham, D. Zhang, D. Chou, B. Wang, M. Naylor, J.-M. Li, D. Lee, C. Zhou, and C. Cotta-Ramusino for reagents and advice; J. Qin for antibodies and sharing unpublished data; K. Matsuoka for helping with preparation of figures; and P. Park and Q. Xu for help with the bioinformatic analysis. A.S. is supported by T32CA09216 to the Pathology Department at the Massachusetts General Hospital. K.E.H. is a Leukemia and Lymphoma Society Special Fellow. This work was supported by grants from NIH, including National Institute of Allergy and Infectious Diseases 1U19A1067751 (S.J.E.), and Department of Defense (S.J.E. and S.P.G.) and by the A-T (Ataxia-Telangiectasia) Medical Research Foundation, the A-T Children's Project, the Israel Science Foundation, the A-T Medical Research Trust, the Israel-Germany Joint Program on Cancer Research, the German Cancer Center DKFZ (Deutsches Krebsforschungszentrum), and the A-T Ease Foundation (Y.S.). S.J.E. is an investigator with the Howard Hughes Medical Institute.

## Supporting Online Material

www.sciencemag.org/cgi/content/full/316/5828/1160/DC1

Materials and Methods

Figs. S1 to S7

Tables S1 to S10

References

24 January 2007; accepted 6 April 2007

10.1126/science.1140321

## REPORTS

## Missing Mass in Collisional Debris from Galaxies

Frédéric Bournaud,<sup>1\*</sup> Pierre-Alain Duc,<sup>1</sup> Elias Brinks,<sup>2</sup> Médéric Boquien,<sup>1</sup> Philippe Amram,<sup>3</sup> Ute Lisenfeld,<sup>4,5</sup> Bärbel S. Koribalski,<sup>6</sup> Fabian Walter,<sup>7</sup> Vassilis Charmandaris<sup>8,9,10</sup>

Recycled dwarf galaxies can form in the collisional debris of massive galaxies. Theoretical models predict that, contrary to classical galaxies, these recycled galaxies should be free of nonbaryonic dark matter. By analyzing the observed gas kinematics of such recycled galaxies with the help of a numerical model, we demonstrate that they do contain a massive dark component amounting to about twice the visible matter. Staying within the standard cosmological framework, this result most likely indicates the presence of large amounts of unseen, presumably cold, molecular gas. This additional mass should be present in the disks of their progenitor spiral galaxies, accounting for a substantial part of the so-called missing baryons.

When galaxies collide, gravitational forces cause the expulsion of material from their disks into the intergalactic medium. In this debris, dense self-gravitating structures form. Because they can reach masses typical of those of dwarf galaxies and they show ordered rotation and active star formation (1–3), they deserve to be considered galaxies in their own right, albeit “recycled” ones. Whether these recycled dwarf galaxies contain dark matter can put strong constraints on the nature and distribution of this enigmatic constituent of the Universe. Indeed, standard theory (9–11) predicts that they differ from classical galaxies by being nearly free of nonbaryonic dark matter (5, 7, 12). According to the widely accepted  $\Lambda$ CDM (cold dark matter with cosmological constant) model (13), the matter density of the Universe is dominated by nonbaryonic dark matter. This matter is expected to surround galaxies in the form of large halos supported by random motions (9). Recycled galaxies are expected to have little, if any, dark

matter of this type, because only material from rotating disks is involved in the galactic recycling process. In addition to nonbaryonic dark matter, part of the baryonic component is “dark” as well [i.e., it is known to have existed in the early Universe (14), but it is hard or impossible to detect locally today]. It has been speculated to be cold gas (15, 16) but is most widely thought to reside in a diffuse warm-hot intergalactic medium (WHIM) that surrounds galaxies (10, 11) and that cannot be substantially accumulated in collisional debris. Hence, recycled dwarf galaxies are predicted by conventional views to be mostly free of both baryonic and nonbaryonic dark matter. We put these views to the test, measuring the mass of three galaxies formed in the collisional debris around galaxy NGC5291 (17, 18).

The galaxy NGC5291 is surrounded by a large, gas-rich ring of collisional debris (17). In several places, gas has gathered into self-gravitating, rotating dwarf galaxies where new stars form (Fig. 1). We studied the kinematics of atomic

hydrogen in the ring through its 21-cm emission line, using the National Radio Astronomy Observatory (19) Very Large Array (VLA) interferometer in a high-resolution configuration. We estimated the mass actually present in the dwarf galaxies and compared this to their visible mass (6, 18, 20, 21). We used  $N$ -body simulations that model the gravitational dynamics of stars, gas, and dark matter halos, with 1 million particles for each component. The model also accounts for energy dissipation in the interstellar gas, and the onset of star formation (22), reproducing both the global morphology of the NGC5291 system and the formation of recycled dwarf galaxies in it. These simulations enable us to date the formation of the system and to study its three-dimensional morphology. According to our model (23), the ring formed during a galaxy collision 360 million years ago and is seen inclined by 45° from the line of sight (Fig. 1 and figs. S1 and S2).

<sup>1</sup>Laboratoire Astrophysique des Interactions Multi-Echelles, Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) Direction des Sciences de la Matière–CNRS–Université Paris Diderot, Laboratoire de recherches sur les lois fondamentales de l'Univers (Dapnia)/Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France. <sup>2</sup>Centre for Astrophysics Research, University of Hertfordshire, College Lane, Hatfield, AL10 9AB, UK. <sup>3</sup>Observatoire Astronomique Marseille-Provence, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille UMR 6110, 2 place Le Verrier, F-13248 Marseille Cedex 4, France. <sup>4</sup>Departamento Física Teórica y del Cosmos, Universidad de Granada, Spain. <sup>5</sup>Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC), Post Office Box 3004, 18080 Granada, Spain. <sup>6</sup>Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation (CSIRO), Australia Telescope National Facility (ATNF), Post Office Box 76, Epping NSW 1710, Australia. <sup>7</sup>Max Planck Institut für Astronomie, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany. <sup>8</sup>Department of Physics, University of Crete, GR-71003 Heraklion, Greece. <sup>9</sup>Foundation for Research and Technology (IESL), Hellas, GR-71110, Heraklion, Greece. <sup>10</sup>Observatoire de Paris, F-75014, Paris, France.

\*To whom correspondence should be addressed. E-mail: frederic.bournaud@cea.fr

The rotation curve of a galaxy traces the rotational velocity of the disk as a function of radius and provides a direct measure of the total (visible and dark) mass within that radius. We used our VLA observations to derive the rotation curves of three recycled dwarf galaxies around NGC5291 and compared the mass inferred this way with their visible mass. The most luminous recycled galaxy in this system, NGC5291N, contains  $5.7 \times 10^8$  solar masses ( $M_{\odot}$ ) of atomic gas,  $2 \times 10^8 M_{\odot}$  of molecular gas traced by the emission of the CO molecule, and  $1.1 \times 10^8 M_{\odot}$  of stars. We hence derived a total visible mass of  $8.8 \times 10^8 \pm 1 \times 10^8 M_{\odot}$  (where error is SD) inside a radius of 3.7 kpc. The VLA data revealed a velocity gradient tracing the rotation of the object up to radii of  $\sim 4.5$  kpc (Fig. 2 and fig. S3). The rotational velocity, corrected for inclination as indicated by our model, is  $70 \text{ km s}^{-1}$  at a radius of 3.2 kpc, implying that the mass actually present in the system—the so-called dynamical mass—is  $30 \times 10^8 \pm 8.6 \times 10^8 M_{\odot}$ . The error bar accounts for the noise in the data and various uncertainties entering the method for determining the mass (23). This system evidently contains an unseen component that accounts for about twice the visible mass. The visible mass is insufficient to explain not only the high rotational velocity but also the flat rotation curve; the rotational velocity remains constant beyond the radius at which the visible material is concentrated (Fig. 2).

In the second-brightest object, NGC5291S, the visible mass is  $9.3 \times 10^8 \pm 1 \times 10^8 M_{\odot}$ , whereas its dynamical mass is  $27 \times 10^8 \pm 8.5 \times 10^8 M_{\odot}$ . This object must contain a dark component as well, also

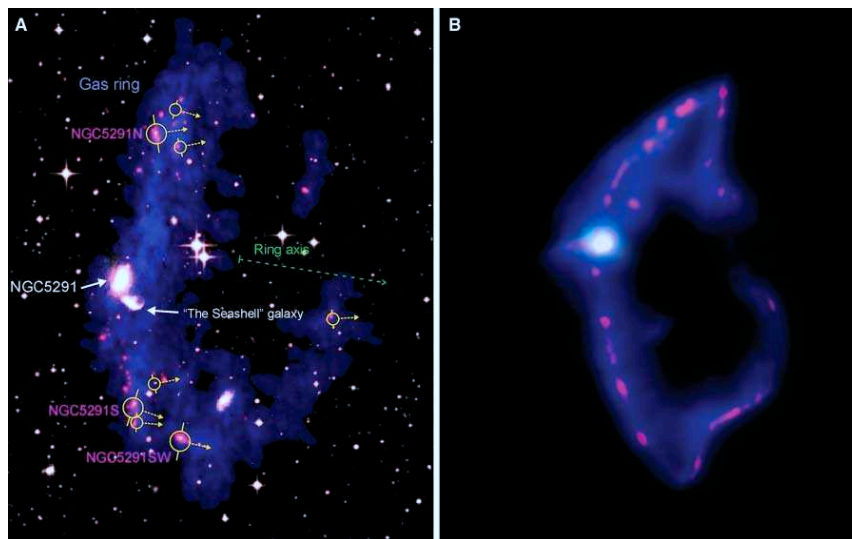
with about twice the mass of the visible matter. The data on the third-most-massive object (NGC5291SW) lead to a similar dark-to-visible mass ratio, with a visible mass of  $5 \times 10^8 \pm 1.5 \times 10^8 M_{\odot}$  and a dynamical mass of  $12 \times 10^8 \pm 4.5 \times 10^8 M_{\odot}$ , albeit with larger uncertainties. The other recycled objects in this system are less massive, resulting in error bars that are too large to serve the purpose of constraining the dynamical mass.

It is possible to derive dynamical masses of galaxies from their rotational velocity even when they are barely resolved (24), provided that some assumptions are met; in particular, the gas must be in equilibrium and move on quasi-circular orbits. It is therefore important to ascertain that the rotation curves of the recycled dwarfs are not affected by velocity anomalies that result from their young age or the presence of the massive progenitor. The symmetrical rotation pattern already serves as evidence that these objects are rotationally supported and close to equilibrium. To further assess the validity of our results, we applied the same analysis to the dwarf galaxies formed in our numerical simulations. These simulations resolve the internal structure of the dwarf galaxies, including their spiral arms (fig. S7) and indicate that the galaxies have reached a state of rotationally supported equilibrium (fig. S4). The kinematics of the galaxies was analyzed at the same resolution as that of the observations, and we verified that their mass could be retrieved with the required accuracy. Thus, the large observed velocities cannot be caused by any velocity anomalies, and our analysis indicates the presence of a dark component at a confidence level of 98% for both

NGC5291N and NGC5291S (25) and 95% for NGC5291SW (Fig. 3).

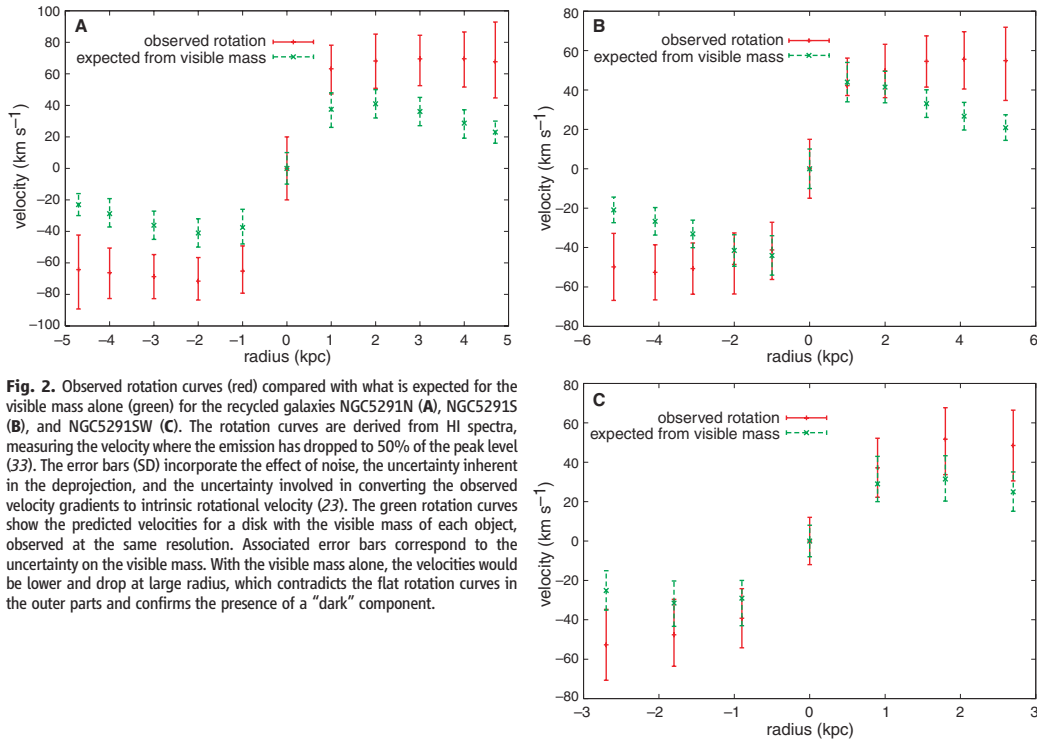
That recycled dwarf galaxies contain a massive unseen component of about twice the visible mass is surprising, even if they do not contain as much dark mass as classical, first-generation, dwarf galaxies (2, 6), for which dark-to-visible mass ratios can be as large as 10 (26). Within standard paradigms, recycled galaxies were expected to contain at most a few percent (12) of dark matter. This is corroborated by our simulations, which were conducted within the standard framework of all dark matter in spheroidal halos and none in the disks of spiral galaxies; the rotational velocities predicted this way in recycled dwarfs differ from the those that were observed (figs. S6 and S7), which confirms that an additional dark component is required in the observed system. If this dark mass were non-baryonic, its properties would have to differ from the prevailing CDM model. Only material initially in a rotating disk in the progenitor galaxy can participate in the creation of recycled dwarfs, whereas CDM resides in nonrotating spheroidal halos. Given the success of  $\Lambda$ CDM scenarios in explaining the large-scale structure of the Universe (27), we are inclined to consider that the unseen matter in recycled dwarf galaxies is more likely baryonic. This would imply that the “missing baryons” do not all reside in the WHIM; hot gas forms diffuse halos that do not provide material to the recycled galaxies. A substantial fraction of dark baryons would then be located in a (potentially thick) disk. This cannot be in the form of low-luminosity old stars, which are

**Fig. 1.** Gas ring and recycled dwarf galaxies around NGC5291. (A) VLA atomic hydrogen 21-cm map (blue) superimposed on an optical image (white). The ultraviolet emission observed by Galaxy Evolution Explorer (pink) traces dense star-forming concentrations. The most massive of these objects are rotating with the projected spin axis as indicated by arrows. In the three most massive companions, we quantify the rotation and estimate their mass content. (B) Numerical simulation of a galaxy collision that has led to the formation of a similar system in which the central galaxy is the progenitor of a large, asymmetrical, and partial ring. Self-gravitating clumps have assembled within the ring to become new dwarf galaxies. The ring is seen projected at an angle of  $45^\circ$  from the line of sight. The recycled dwarf galaxies have individual rotation axes closely aligned with that of the large-scale ring axis, which indicates that they are also inclined by  $45^\circ$ .



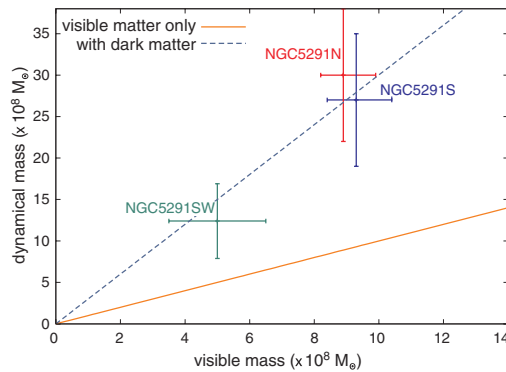


## REPORTS



**Fig. 2.** Observed rotation curves (red) compared with what is expected for the visible mass alone (green) for the recycled galaxies NGC5291N (A), NGC5291S (B), and NGC5291SW (C). The rotation curves are derived from HI spectra, measuring the velocity where the emission has dropped to 50% of the peak level (33). The error bars (SD) incorporate the effect of noise, the uncertainty inherent in the deprojection, and the uncertainty involved in converting the observed velocity gradients to intrinsic rotational velocity (23). The green rotation curves show the predicted velocities for a disk with the visible mass of each object, observed at the same resolution. Associated error bars correspond to the uncertainty on the visible mass. With the visible mass alone, the velocities would be lower and drop at large radius, which contradicts the flat rotation curves in the outer parts and confirms the presence of a “dark” component.

**Fig. 3.** Visible and dynamical masses of three recycled galaxies. Objects free of dark matter would follow the orange full line. The three systems show a similar trend with a dark mass about twice that of the visible mass inside the same radius. The error bars (SD) for both axes are indicated. The similar result obtained on three objects makes the overall confidence level (25) in the detection of dark matter greater than 99%.



known to be absent from the dwarf galaxies around NGC5291 (28). The most likely candidate is hydrogen in dense molecular form. The H<sub>2</sub> molecule cannot be directly observed but is usually traced by emission lines of the carbon monoxide (CO) molecule. The emission from CO can be converted to a molecular gas mass (29) with the use of a conversion factor that is expected

to depend on the heavy element abundance (metallicity) of the gas (30). Here, we used the usual conversion factor derived in our Galaxy for gas with solar metallicity. The metallicity of the recycled galaxies in NGC5291 is about half solar (18), similar to that encountered in the outer regions of spiral galaxies where the conversion factor could change (31, 32) by factors of typically

2, or at most 3. To account for the missing mass in the recycled galaxies, however, a change of at least a factor of 10 would be needed. This means we would be dealing either with cool H<sub>2</sub>, traced by the CO molecule but much less efficiently than generally assumed, or with a sizeable fraction of cold H<sub>2</sub> not traced at all by CO (15).

Collisional debris from galaxies hence appears to contain twice as much unseen matter as visible matter. Although this result could be explained by a modification of Newtonian gravity, it more likely indicates that a substantial amount of dark matter resides within the disks of spiral galaxies. The most natural candidate is molecular hydrogen in some hard-to-trace form. Further simulations including this form of dark matter and comparison with higher-resolution observations of recycled galaxies will be required to directly constrain the exact properties of this unseen component.

## References and Notes

1. I. F. Mirabel, H. Dottori, D. Lutz, *Astron. Astrophys.* **256**, L19 (1992).
2. J. Braine, U. Lisensfeld, P.-A. Duc, S. Leon, *Nature* **403**, 867 (2000).
3. P.-A. Duc et al., *Astron. J.* **120**, 1238 (2000).
4. B. G. Elmegreen, M. Kaufman, M. Thomasson, *Astrophys. J.* **412**, 90 (1993).
5. J. E. Barnes, L. Hernquist, *Nature* **360**, 715 (1992).

6. F. Bornaud, P.-A. Duc, P. Amram, F. Combes, J.-L. Gach, *Astron. Astrophys.* **425**, 813 (2004).
7. P.-A. Duc, F. Bornaud, F. Masset, *Astron. Astrophys.* **427**, 803 (2004).
8. C. Mendes de Oliveira, H. Plana, P. Amram, C. Balkowski, M. Bolte, *Astron. J.* **121**, 2524 (2001).
9. J. F. Navarro, C. S. Frenk, S. D. M. White, *Astrophys. J.* **462**, 563 (1996).
10. F. Nicastro *et al.*, *Nature* **433**, 495 (2005).
11. R. Cen, J. P. Ostriker, *Astrophys. J.* **650**, 560 (2006).
12. F. Bornaud, P.-A. Duc, *Astron. Astrophys.* **456**, 481 (2006).
13. D. N. Spergel *et al.*, *Astrophys. J.* **148** (Supp.), 175 (2003).
14. M. Rauch, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **36**, 267 (1998).
15. D. Pfenniger, F. Combes, L. Martinet, *Astron. Astrophys.* **285**, 79 (1994).
16. I. A. Grenier, J.-M. Casandjian, R. Terrier, *Science* **307**, 1292 (2005).
17. B. K. Malphrus, C. E. Simpson, S. T. Gottesman, T. G. Hawarden, *Astron. J.* **114**, 1427 (1997).
18. P.-A. Duc, I. F. Mirabel, *Astron. Astrophys.* **333**, 813 (1998).
19. The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the NSF operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.
20. J. Braine *et al.*, *Astron. Astrophys.* **378**, 51 (2001).
21. S. J. Higdon, J. L. Higdon, J. Marshall, *Astrophys. J.* **640**, 768 (2006).
22. F. Bornaud, F. Combes, *Astron. Astrophys.* **401**, 817 (2003).
23. Materials and methods are available as supporting material on Science Online.
24. H. Flores, F. Hammer, M. Puech, P. Amram, C. Balkowski, *Astron. Astrophys.* **455**, 107 (2006).
25. The confidence level is evaluated assimilating the uncertainties on all parameters and on the method itself (assuming Gaussian statistics) and combining them as independent variables.
26. M. L. Mateo, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **36**, 435 (1998).
27. V. Springel, C. S. Frenk, S. D. M. White, *Nature* **440**, 1137 (2006).
28. M. Boquien *et al.*, *Astron. Astrophys.* **467**, 93 (2007).
29. L. J. Sage, S. N. Shore, P. M. Solomon, *Astrophys. J.* **351**, 422 (1990).
30. P. Maloney, J. H. Black, *Astrophys. J.* **325**, 389 (1988).
31. J. Braine, F. Herpin, *Nature* **432**, 369 (2004).
32. F. P. Israel *et al.*, *Astron. Astrophys.* **406**, 817 (2003).
33. J. L. Donley *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369**, 1741 (2006).
34. The numerical simulations were carried out at CEA/Centre de Calcul Recherche et Technologie and CNRS/Institute du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique. Numerical models have benefited from input from the collaboration HORIZON, and we thank F. Combes and R. Teyssier. We thank J. Braine, P. Weibacher, I. Grenier, Y. Revaz, F. Boulanger, and F. Hammer for valuable comments on the dynamical analysis and/or general results. We made use of data from the Digitized Sky Survey, produced at the Space Telescope Science Institute under U.S. Government grant NAG W-2166.

**Supporting Online Material**  
[www.sciencemag.org/cgi/content/full/1142114/DC1](http://www.sciencemag.org/cgi/content/full/1142114/DC1)  
 Materials and Methods  
 Figs. S1 to S8  
 Table S1  
 References

5 March 2007; accepted 20 April 2007  
 Published online 10 May 2007;  
[10.1126/science.1142114](https://doi.org/10.1126/science.1142114)

Include this information when citing this paper.

## An On-Demand Coherent Single-Electron Source

G. Fève,<sup>1</sup> A. Mahé,<sup>1</sup> J.-M. Berroir,<sup>1</sup> T. Kontos,<sup>1</sup> B. Plaçais,<sup>1</sup> D. C. Glattli,<sup>1,2,\*</sup>  
 A. Cavanna,<sup>3</sup> B. Etienne,<sup>3</sup> Y. Jin<sup>3</sup>

We report on the electron analog of the single-photon gun. On-demand single-electron injection in a quantum conductor was obtained using a quantum dot connected to the conductor via a tunnel barrier. Electron emission was triggered by the application of a potential step that compensated for the dot-charging energy. Depending on the barrier transparency, the quantum emission time ranged from 0.1 to 10 nanoseconds. The single-electron source should prove useful for the use of quantum bits in ballistic conductors. Additionally, periodic sequences of single-electron emission and absorption generate a quantized alternating current.

In quantum optics, a single-photon source is an essential building block for the manipulation of the smallest amount of information coded by a quantum state: a qubit (1, 2). Combined with beam splitters, polarizers, and projective measurements, several photonic qubits can be manipulated to process quantum information (3). The most celebrated case is the secure transmission of information by means of quantum cryptography. Similarly, one expects that electrons propagating ballistically in ultra-pure low-dimensional conductors can perform quantum logic tasks in perfect analogy with photons propagating in optical media (4–6). The analogy has a long history (7) and has provided illuminating comparisons between the intensity of light and that of electrical current; between photon noise and electrical shot noise (8, 9);

and, more recently, between photon and electron quantum entanglement (10–12). Because electrons are fermions, entanglement offers new routes not possible with photons (12). Practically, electronic analogs of beam splitters and Fabry-Pérot and Mach-Zehnder interferometers (13, 14) have been used in ballistic conductors, providing the necessary quantum gate for an all-linear electron optics quantum computation. Yet missing were a single-electron source and a single-electron detector (15) suitable for coherent emission and projective measurements. The former initializes quantum states, whereas the latter reads the final states after electrons have passed through the quantum gates.

Unlike the case of photons, the creation of single-electron sources is expected to be simpler because of Fermi statistics and Coulomb interaction. For example, considering a voltage-biased single-mode conductor, a contact at energy  $eV$  above the energy of the other contact is known to inject single electrons into the conductor at a regular rate  $eV/h$ , thereby leading to the quantization of dc conductance in quantum point contacts (QPCs) (16, 17). A second example is the electron pump, in which a dc current is produced by sequential time-controlled transfer

of single electrons between metallic islands in series (18, 19) or by the manipulation of tunnel barriers of quantum dots (20, 21). The cost in Coulomb charging energy to add or remove an electron ensures a well-defined electron number in each island or dot. These two sources are, however, not useful for quantum information. In the first case, there is no time control of the electron injection. Because only statistical measurements are possible, the biased contact is suitable for demonstrating coherent phenomena such as interferences or electron entanglement (10, 11) but not for manipulating quantum information. In the second example, time-controlled injection can be realized, but the energy of emitted electrons is expected to spread, at random, in an energy range much larger than the tunneling rate (typically a fraction of the charging energy, depending on the pumping conditions). The statistical distribution in energy will smear the coherent effects required for manipulating the quantum information. Finally, a third approach has been theoretically proposed in (22–24), considering voltage pulses  $V(t)$  applied to an ohmic contact. When the Faraday flux  $e\int V(t)dt/h$  is an integer, an integer number of electrons is injected. Here noiseless injection requires that the pulses have a special Lorentzian shape and exact integer Faraday flux, otherwise logarithmic divergence of the charge fluctuations occurs. No experiment is available yet to test these ideas.

We report here on the realization of a time-controlled single-electron source suitable for the coherent manipulation of ballistic electronic qubits, which emits the electrons into a well-defined quantum state. The injection scheme is different from those considered above. The source is made of a quantum dot, realized in a two-dimensional (2D) electron gas in gallium arsenide (GaAs) semiconductors and tunnel-coupled to the conductor through a QPC. By application of a sudden voltage step on a capacitively coupled gate, the charging energy is

<sup>1</sup>Laboratoire Pierre Aigrain, Département de Physique de l'École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France. <sup>2</sup>Service de Physique de l'État Condensé, CEA Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France. <sup>3</sup>Laboratoire de Photonique et Nanostructures, UPRESA CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis Cedex, France.

\*To whom correspondence should be addressed. E-mail: [glattli@lpa.ens.fr](mailto:glattli@lpa.ens.fr)

## SUPPORTING ONLINE MATERIAL

## “Materials and Methods”

**1. A numerical model of the formation of the NGC5291 system****a. Numerical code**

In order to understand the formation of a large and massive ring of gas around the elliptical galaxy NGC5291, and the formation of new dwarf galaxies therein, we used numerical simulations (*S1*) of a collision of another galaxy with NGC5291. We modelled the dark matter, stars, and gas components, each of them described by  $10^6$  particles in each galaxy. Gravitational forces are computed on a grid through a FFT-based algorithm. The dissipative dynamics of the gas is modelled through a sticky-particles scheme, and the star formation rate is computed using the Schmidt law. The simulations start out with rotating disk galaxies (including a central bulge) and/or spheroidal galaxies. These visible components are embedded in spheroidal dark halos, which extend as far out as ten times the radius of the stellar disk, in order to impose realistic flat rotation curves at large radii. These dark halos are supported by random motions.

**b. Observational constraints**

The large ring around NGC5291 has a major axis of  $\sim 160$  kpc and  $4\text{--}6 \times 10^{10}$  solar masses of atomic hydrogen (*S2, S3*). The ring material has a metallicity which is about half solar, using the latest values for the solar metallicity (*S4, S5*). This rules out a primordial origin and implies that it has been previously enriched in a massive galaxy. Only a violent collision can have taken the gas out to such large distances from the progenitor.

Which galaxy is the progenitor of the ring? Three candidates are found within the extent of the ring (Figure 1): the elliptical galaxy NGC5291, and the “Seashell” galaxy, a disturbed early-type galaxy, and a smaller gas-rich spiral galaxy. The seashell is unlikely the progenitor: its present stellar mass would imply that it once would have contained more gas than stars, and its velocity shows a discrepancy of nearly  $700 \text{ km s}^{-1}$  with the systemic velocity of the ring structure – whereas the neutral gas (henceforth referred to also as HI) in the ring shows motions with respect to systemic of less than  $300 \text{ km s}^{-1}$ . The Seashell is more likely a fly-by object (*S4*). The third spiral galaxy to the South, even less massive than the Seashell, is unlikely to be the progenitor of the ring material for similar reasons. This leaves NGC5291 as the most likely progenitor of the HI ring. This galaxy would have contained  $\sim 15\%$  of gas before the collision, which *a priori* looks at odds with its present elliptical Hubble type. The gas fraction would be more reasonable if it was a spiral galaxy before the collision and got converted into an elliptical as a result – this is a constraint that the model will have to account for. Moreover, the velocity of NGC5291 is close to the average velocity of the HI ring (*S4*), and this elliptical galaxy shows signs of a recent interaction (star formation, ring or shell in the outer parts seen in mid-infrared data) making it a likely progenitor. Although at first sight it is surprising that it lies projected on one side of the ring, our model is able to account for that as well.

Then, how has gas been shaped into an observationally incomplete, large ring? The velocity field, showing a rotation pattern without any discontinuity between the two sides of the ring, and the elliptical shape exclude the explanation that we are seeing two tidal tails emanating from the central galaxy, but rather indicate a Cartwheel-like collisional ring (*S6-S10*). The presence of some faint emission inside the ring also suggests this type of origin (collisional rings can show strictly no emission outside the ring, but usually show some emission inside it).

**c. Simulations**

The numerical model has to both explain the morphology of the HI ring and the progenitor, and to identify the interloper that has interacted with NGC5291 to form this ring. The closest massive galaxy (in projection) is the Seashell. It is however a few times less massive than NGC5291, and numerical simulations with this mass ratio show that whatever the collisional velocity, such an interloper cannot make a collisional ring reach the large extent of the observed HI ring, nor induce a significant offset between the ring center and the its progenitor. Moreover, it is not massive enough to explain the current properties of NGC5291: as explained before, this has to be a disk galaxy before the collision but now is a slightly flattened spheroidal galaxy, mainly supported by random motions ( $V/\sigma \ll 1$  in this galaxy (*S4*) where  $V$  represents ordered rotation and  $\sigma$  is the velocity dispersion). To produce this via a collision, an interloper whose mass is at least comparable to the present mass of NGC5291 is required (*S11*).

NGC5291 being at the periphery of a small galaxy cluster (Abell 3574), several interloper candidates may be considered. The best one is found at a distance of 430 kpc. IC 4329 is a massive elliptical galaxy, nearly 6 times brighter than NGC5291. This galaxy lies close to the present ring axis – the collision would then have occurred on an orbit perpendicular to the pre-existing disk, which is required to form a collisional ring. Running several simulations with various impact parameters and velocities, we find that the positions and velocities of both galaxies and the global morphology and velocity structure of the ring can be reproduced if the collision occurred 360 million years ago. The velocity at impact is  $1250 \text{ km s}^{-1}$ , a rather large velocity which is, however, possible in a cluster environment. The asymmetrical morphology of the ring, with emission progressively falling below the detection limit towards the North-West, is reproduced if the collision is off-center. The best fit is obtained for an initial HI disk radius for NGC5291 of 30 kpc, and an impact parameter of 8kpc. The result of the numerical simulation is shown and compared to the real system in Fig. 1 and Figs. S1 and S2. The high mass of IC4329 transforms NGC5291 into an elliptical-like galaxy, and distorts the plane of the initial disk: the central galaxy is offset from the plane defined by the HI ring in the model by 130 kpc, in such a way that it appears to coincide with the HI ring when seen along the line of sight.

Note that the collision has affected IC4329 less than NGC5291, since the former object is much more massive. In particular, it cannot have been a pre-existing spiral which is now converted into an elliptical, since it collided with a galaxy which is 6 times less massive. This justifies our choice to model it as a gas-free elliptical galaxy at  $t=0$  in our simulation. This numerical model has been used to: (i) model the formation of recycled galaxies, and test on these modelled dwarfs the robustness of the method used to retrieve velocities from the observations, (ii) study the ring morphology in 3-D, in particular to determine the inclination of the ring and the recycled galaxies, (iii) determine the original location of the material that built the recycled dwarfs. Our simulations show that gas from all radii in the parent disk galaxy participates to the formation of the collisional ring and recycled dwarf galaxies (see in particular the snapshot at  $t=30$  Myr on Fig. S1), which is consistent with their relatively high metallicity.

#### d. Formation of recycled galaxies

In our numerical simulations, dwarf galaxies form in the ring by gravitational collapse of massive regions in the ring. The masses of the selected objects range from  $2 \times 10^8 M_{\odot}$  to  $5 \times 10^9 M_{\odot}$ , compatible with the masses of observed objects. Lower mass objects also form, but they are less resolved so that their internal evolution might not have been modelled as realistically (see e.g. S12). Whereas our simulation matches the large-scale morphology of the NGC5291 ring, it cannot individually match the position or mass of each observed dwarf galaxy: this would require knowledge of the initial mass fluctuations in the gas distribution of NGC5291 prior to the collision. Yet, our simulation provides us with a sample of dwarf galaxies, formed in a large HI ring around a massive progenitor, which are thus similar to those detected in our observations.

In our simulation, the recycled dwarf galaxies are formed within a CDM framework, and without any dark matter of any kind (baryonic or non-baryonic) in the disk of the parent galaxies. In this context, we find them to contain only 4 to 10% of dark matter within a radius of 3 kpc (the typical radius used for mass estimates from the HI data), confirming in this particular case of NGC5291 a result already established for galaxies formed in tidal material (S13, S14, S15): they are nearly dark-matter free if no dark matter is located in the disk of their progenitor spiral, as CDM does not participate in the gravitational collapse of gas into dwarf galaxies, and the potential well of a dwarf, once formed, attracts little dark mass from the CDM halo.

#### 2. HI data: observations and data reduction

NGC5291 was observed with the NRAO<sup>1</sup> Very Large Array (VLA) in BnA configuration (the B-configuration with extended North arm in order to compensate for foreshortening due to the low declination of the target) during four 6 hour sessions: on 30 & 31 January, and 1 & 5 February 2005. A total of 20.5 hours

was obtained on target, the remainder being spent on observations of the primary calibrator, 3C286, the secondary calibrator, 1316-336, and move time between targets. This was supplemented by two runs in CnB configuration (corresponding to C-configuration with an extended North arm) on 2 & 3 July 2005, of 4hr duration each, adding 6 hours of data to provide sensitivity to extended structures. We used correlator mode 2AD which provides cross correlations in two, independently tuneable IFs, one measuring right hand and the other left hand polarised emission. The two IFs were centred at different central velocities in order to cover the entire velocity range at which HI emission was expected to be detected, at  $10.45 \text{ km s}^{-1}$  velocity resolution (after on-line Hanning smoothing). The data were calibrated following standard procedures using the data reduction package AIPS which is provided by the NRAO. Particular care had to be taken to avoid a spurious emission spike at 1400.0 MHz which is internally generated. This was done by flagging those visibilities that were affected by this spurious signal. In general, at most two channels per IF are affected, primarily those visibilities for which the fringe rate is low. These visibilities were flagged, removing almost entirely the spurious signal while maintaining as much of the remaining visibilities as possible. Also, a few strong background continuum sources are present in the field that were subtracted on an individual basis from the  $uv$ -data.

The maps of the individual runs were combined and the residual continuum subtracted using line-free channels on either side of the integrated HI profile. Data cubes were made using the “robust” weighting scheme (ROBUST = 1.5 in the AIPS task IMAGR). The resolution of the maps is  $7.''4 \times 5.''4$  (the position angle of the beam is  $26^{\circ}$ , measured North through East) and the rms noise in the channel maps is  $0.35 \text{ mJy beam}^{-1}$  or  $5.4 \text{ K}$ . Individual channel maps were cleaned down to twice the rms noise. The residual flux was rescaled, accounting for the difference between cleaned and dirty beams. Maps of the integrated HI emission (corrected for primary beam attenuation across the VLA field of view), velocity field and velocity dispersion were created using a conditional blanking method, using for the blanking a data cube smoothed to a  $25''$  circular beam (see e.g., S15, for a description).

#### 3. Estimates of the visible mass of recycled dwarf galaxies

##### a. Data

The visible mass of galaxies is dominated by three components: stars, atomic gas, and molecular gas (mainly  $\text{H}_2$ , traced via CO emission lines which are observed at (sub-millimetre wavelengths). Stellar masses have been estimated from optical images (S4) in the B, V and R bands. Molecular gas masses have been measured from CO observations (S16). Masses of atomic gas are estimated from the HI data presented above (and corrected for the contribution by Helium). Visible masses have been measured out to radii slightly larger than the radii inside which dynamical masses are estimated, thus ensuring a proper comparison with dynamical masses – this precaution in particular ensures that the outer pixels of the

<sup>1</sup> The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

HI surface density map are not ignored. Coordinates of the three analyzed dwarf galaxies are listed in Table S1.

#### b. NGC5291N

**Atomic gas:** the HI flux within a radius of 3.7 kpc indicates an atomic gas mass of  $5.7 \times 10^8 M_{\odot}$  (after correction for He). The combination of the uncertainty in the absolute calibration and r.m.s. noise in the observations results in a 10% error for the HI mass retrieved. HI masses can be underestimated because of the optical thickness of this component. The fraction of hidden HI mass is likely to be less than a ten percent, and in any case not larger than 30%, especially as the HI column density in the object is not particularly high – e.g., S17). This finally results in an average estimate and error bars of  $5.7^{+0.8}_{-0.5} \times 10^8 M_{\odot}$ .

Some HI may *a priori* be missed in this estimate as interferometric observations are insensitive to emission at large angular scales. For the observations reported here, this HI then would need to be present at spatial frequencies corresponding to angular scales larger than 5–10 arcmin, much larger than the size of the recycled objects. On the small scale of the objects under discussion, all HI flux belonging to the tidal objects proper is retrieved. Note that previous reports of the HI mass of NGC5291N are over-estimates, due to the large beam size used in previous observations (S18, S4), which had prevented previous work to probe the presence of dark matter in the proportions that we now detect.

**Molecular gas:** the mass of molecular gas in this system has been measured (S16) assuming a conversion factor of  $2 \times 10^{20} \text{ cm}^2 \text{ K}^{-1}$ : from the CO line intensity, a total molecular mass of  $2.0 \pm 0.5 \times 10^8 M_{\odot}$  (for a distance of 62Mpc) is derived. This is likely to be an over-estimate: the 7 kpc beam of the antenna used for the CO observations is larger than the radius we are considering here, so material that does not belong to NGC5291N may have been included. Indeed, the large width of the CO line ( $130 \text{ km s}^{-1}$ ) compared to the HI linewidth of the object in our HI resolved observations ( $90 \text{ km s}^{-1}$ ) suggests that some extra matter is included, or that the measurement is biased by positive noise at the edges of the CO lines. We decided, however, to keep the value of  $2.0 \pm 0.5 \times 10^8 M_{\odot}$  in order to avoid any semblance of being seen to underestimate the visible mass.

These masses are based on a standard conversion factor of  $2 \times 10^{20} \text{ cm}^2 \text{ K}^{-1}$  to derive  $\text{H}_2$  masses on the basis of CO observations. As discussed in the main Report, this factor is somewhat uncertain. Indeed the value of  $\text{N}(\text{H}_2)/\text{I}(\text{CO})$  largely depends on the metallicity ( $Z$ ) and may be much higher in low  $Z$  environments, such as in classical dwarf galaxies. This is however not the case for the recycled dwarf galaxies in the collisional ring around NGC5291 which, as a result of their origin, have a relatively high metallicity ( $Z \approx Z_{\odot}/2$ , S4), corrected to the revised value of  $Z_{\odot}$ ). The metallicity is actually not the only factor that can influence the CO-to- $\text{H}_2$  conversion factor. Its value may also depend on other parameters like the star formation efficiency (S19), UV flux and the local amount of dust. However, these parameters vary in large proportions between the three dwarf galaxies we have analyzed (S20), but similar amounts of unseen mass are still measured, which indicates that these factors do not

have a dominant effect. This further suggests that if the unseen component is composed of molecular gas, it is badly traced by the CO independently from the environment, and hence should also be present in spiral disks.

Despite, even if we allow the conversion factor to increase by a factor of 2.5 (as inferred for the LMC (S21)), the dynamical mass of NGC5291N is still larger than its visible mass (at a level of confidence of  $2.4\sigma$ ), which also remains true for NGC5291S (at the  $2.1\sigma$  level). To account for the missing mass in the recycled galaxies, a change of *at least a factor of ten* would be needed: our model shows that the matter of recycled galaxies in NGC5291 comes from the whole parent spiral disks, not from very specific regions only, and the CO-to- $\text{H}_2$  conversion factor is not expected to vary by such a large factor in most regions of spiral disks. Much more molecular hydrogen would have thus been missed than usually believed, far beyond any “standard” uncertainty on the conversion factor.

**Warm molecular gas:** measured in the mid-infrared from S-lines of the  $\text{H}_2$  molecule (S22) represents less than  $10^6 M_{\odot}$  and forms a negligible contribution.

**Ionised gas:** the mass of ionised gas determined from H $\alpha$  emission lines (S23) is negligible compared to other components and smaller than  $10^7 M_{\odot}$ .

**Stars:** the magnitude of the dwarf galaxy in the K-band is  $15.79 \pm 0.04$  (S4). Assuming a mass-to-luminosity ratio of  $\log(M/L_K) = -0.5 \pm 0.1$ , derived from the K-band luminosity and high gas fraction in this system (S24), we derive a stellar mass of  $1.1 \pm 0.3 \times 10^8 M_{\odot}$ . In the V-band, the object has a magnitude of  $m_V = 17.27$ . The metallicity (around  $Z_{\odot}/2$ , S4) indicates  $\log(M/L_V) = -0.6 \pm 0.15$ , based on stellar population models (S25) and is consistent with the young age of the stars (S20). The stellar mass of the system is then estimated to be  $0.95 \pm 0.4 \times 10^8 M_{\odot}$ , compatible with the mass derived in the near-infrared. We finally keep the highest estimate, hence a stellar mass of  $1.1 \pm 0.3 \times 10^8 M_{\odot}$ .

**Total observed visible mass:** The mass estimates for each of the visible components detailed above lead to a total visible mass of  $9^{+1.0}_{-0.7} \times 10^8 M_{\odot}$ .

#### c. NGC5291S

The visible mass estimates have been made within a radius of 5 kpc, with exactly the same method as used for NGC5291N. The atomic gas mass is  $6.2^{+0.9}_{-0.6} \times 10^8 M_{\odot}$  (including a possible contribution from optically thick gas, as reflected by the larger value of the superior error bar) and the stellar mass (from K-band, in agreement with V-band) is  $0.75 \pm 0.3 \times 10^8 M_{\odot}$ . As for the molecular gas mass, CO observations (S16) indicate a value of  $3.2 \times 10^8 M_{\odot}$ , which is actually an over-estimate: the CO beam is known to include other significant star forming regions. If we make the assumption that the molecular mass is proportional to the star-formation rate traced by the H $\alpha$  flux, the molecular gas mass is then reduced to about  $2.3 \pm 0.6 \times 10^8 M_{\odot}$ . The total mass of the system is then  $9.3^{+1.1}_{-0.9} \times 10^8 M_{\odot}$ .

#### d. NGC5291SW

This region shows an atomic gas mass of  $3.3 \pm 1 \times 10^8 M_{\odot}$  within a radius of 2 kpc. No CO observations are

available, but with the same molecular-to-atomic ratio as for the two other objects (i.e., typically 1:2 to 1:3, higher ratios being anyway unusual for galaxies), we get a molecular mass estimate of  $1-2 \times 10^8 M_{\odot}$ . The stellar mass measured on K-band images is  $0.3 \pm 0.2 \times 10^8 M_{\odot}$ . This gives a total visible mass of  $5 \pm 1.5 \times 10^8 M_{\odot}$ .

#### 4. Dynamical masses

##### a. Inclination correction of the observed velocities

The retrieval of dynamical masses from the observed velocities requires that we correct these velocities for the inclination to the line of sight. Our numerical model reproduces the morphology of the system with an inclination of  $45^{\circ}$  – the projected axis ratio of the ring is not exactly  $\cos(45^{\circ})$ , but rather falls between  $\cos(50^{\circ})$  and  $\cos(55^{\circ})$ , but the ring is not exactly circular: its axis ratio, when seen face-on, is 0.8, due to the off-centre collision. Velocity gradients are detected in eight clumps in the HI ring (only three are large enough to enable an accurate mass estimate). In projection on the plane of the sky, the rotation axis of these clumps differs from the ring axis by less than  $15^{\circ}$ , and less than  $10^{\circ}$  in most cases (see Fig. 1). This suggests that in 3-D space the recycled dwarf galaxies should be rotating around an axis which lies close to that of the large-scale ring.

Our numerical simulations confirm this hypothesis. We analysed the rotation of the ten most massive objects formed in our simulation best matching the morphology of the NGC5291 system, plus simulations with a  $150 \text{ km s}^{-1}$  larger and smaller impact velocity (the global morphology is nearly similar, and this increases the statistical size of the sample to 30 objects). The dispersion ( $\sigma$ ) between the ring axis and that of the recycled dwarfs axis (computed inside a radius of 3kpc for each object) is  $8^{\circ}$  (in 3-D), and only 4 cases show a discrepancy of more than  $18^{\circ}$ . We then used the ring projection angle ( $45^{\circ}$  as detailed above) to correct the velocities of each of the recycled galaxies for inclination. This leads to a small uncertainty on the projection factor, much smaller than the discrepancy found between visible and dynamical masses. This uncertainty is included in the 1-sigma errors bars given on rotation velocities and dynamical masses.

As an *a posteriori* justification, we have found similar dynamical-to-visible mass ratios for three objects (NGC5291-N, S, and SW). This confirms the robustness of the result: an error in the assumed inclination could not be excluded on the basis of a single case, but is unlikely to induce a bias of the same magnitude and direction in all the three cases.

##### b. Velocity gradients, rotation curves and dynamical masses

General method: We observe velocity gradients at scales of a few kpc, which relate to the internal dynamics of the recycled dwarf galaxies, and not to the overall large-scale motions in the HI ring (see Fig. S3). The beam size of the interferometer along the principal axis of dwarf galaxies is 1.6 to 2kpc, whereas we estimate masses typically inside radii of 3kpc. An HI spectrum, rather than being approximately Gaussian, will become skewed: the observed mean velocity in the outer fast-rotating regions is contaminated by slow-rotating inner regions which are included within the extent of the beam. In such cases

many studies suggest that the peak-to-peak velocity as measured along the kinematical major axis (defined here as the direction of the maximal velocity gradient) underestimates the true rotation velocities. These are better estimated by the upper envelope of the position-velocity diagramme, often taken at 50% of the peak of the HI spectrum (S26-S29). Yet these studies were not dedicated to the peculiar kind of galaxies that we are studying here, so we checked on simulated dwarf galaxies that this measurement actually results in a proper estimate of the mass actually present in such systems.

Test on simulated dwarfs: To assess the reliability of the method explained above, we have applied it to simulated recycled dwarf galaxies. In simulations, their actual mass is known. We thus computed position-velocity diagrams (reducing the resolution to that of our HI observations) and compared the retrieved dynamical masses with the actual, known masses. An example of such a simulated position-velocity diagram is shown in Fig. S6. Such measurements were made on 8 simulated objects at different instants. The peak-to-peak amplitude underestimates all masses by  $\sim 40\%$ . The mass estimated from the envelope is on the average close to the actual mass of these systems, with a dispersion  $\sigma=11\%$  (see Fig. S4). All estimates were made within radii of 3kpc – simulated objects contain little mass beyond this radius.

At the same time, these simulations show that dwarf galaxies reach their equilibrium in  $\sim 300$  Myr after the collision of their parent galaxy, and are then rotationally supported, the rotation velocity tracing their masses. This is in particular the case for the dwarfs of NGC5291 for which we derived an age of 360 Myr: this is significantly longer than the internal dynamical timescale of the dwarf galaxies (typically 100-150 Myr) so that they had time to reach a quasi-equilibrium state. The real age of the system is known to within an error of at most 20% and is set by the uncertainty in the masses of the two colliding galaxies. The age of the ring might thus fall between 300 and 400 Myr, which does not compromise our analysis.

NGC5291N: Computation of the envelope at 50% of the peak level seen in HI spectra indicates a rotation velocity of  $70 \text{ km s}^{-1}$  at a radius of 3.2 kpc (see Fig. 2), corresponding to a dynamical mass of  $30 \pm 8.6 \times 10^8 M_{\odot}$ . The SD error bar accounts for the uncertainty in the mass retrieval method (tested on simulations, as detailed above), the effects of the noise in the HI data, the uncertainty on the projection angle, and the value for the  $\epsilon$  parameter (see section 5.a). Note that the rotation curve within the central regions is confirmed by the H $\alpha$  Fabry-Perot observations (S23) as shown on Fig. S5.

NGC5291S: Applying the same method as for the northern dwarf galaxy, we derive a rotation velocity of  $57 \text{ km s}^{-1}$  out to a radius of 4.3 kpc, indicating a dynamical mass of  $27 \pm 8.5 \times 10^8 M_{\odot}$  (the error bar includes the same uncertainties as for NGC5291N, see above).

NGC5291SW: Similar estimates lead to a rotation velocity of  $50 \text{ km s}^{-1}$  at a radius of 2.5 kpc, corresponding to a dynamical mass of  $12 \pm 4.5 \times 10^8 M_{\odot}$ .

## 5. Robustness and interpretation of the results

### a. Rotation curves and masses

Dynamical masses have been calculated using the formula:

$$M_{dyn} = \frac{R(V^2 + \sigma^2)}{G}$$

where  $R$  is the radius,  $V$  the rotation velocity, and  $\sigma$  the velocity dispersion. We assumed a velocity dispersion  $\sigma = 10 \text{ km s}^{-1}$  for all objects, a value typical of turbulence in the ISM. Note that Fabry-Perot observations in the  $\text{H}\alpha$  line of NGC5291N (S23) suggest that non-circular motions could have larger amplitudes, which would slightly increase the mass. The addition of the velocity dispersion in our mass determinations has a marginal effect, however, for  $\sigma^2 \ll V^2$ .

The above formula is strictly correct only for a spherical mass distribution. In case of a flattened mass distribution one usually adds a correction factor,  $\varepsilon$  (e.g., S30):

$$M_{dyn} = \varepsilon \frac{R(V^2 + \sigma^2)}{G}$$

Our mass estimates are typically made at  $R = 3 \text{ kpc}$ , whereas the visible mass radial scale-length is  $R \sim 1 \text{ kpc}$ . Since the mass distribution is not perfectly flat, the correction factor,  $\varepsilon$ , needs to be determined. For our objects it is close to 1 and certainly larger than 0.9. Deriving its exact value would require to know the spatial distribution of the mass, which our resolution does not allow (especially for the HI and CO components). We decided to set this factor to 1 and allowed an asymmetric uncertainty of -5% on this parameter (included, though minor, in the  $1\sigma$  total error bars given in the previous section).

In fact, the direct comparison of the observed rotation curves with modelled ones is not affected by this factor (Figure 2). In the models, we computed the rotation curve expected for the visible mass, which was assumed to be distributed in a 400 pc thick disk, with an exponential radial profile based on the  $R$  images for stars, and on the HI data for the gas (after correction for the beam size). We built a disk of  $10^5$  particles rotating in the associated potential (with  $\sigma = 10 \text{ km s}^{-1}$ ), and adiabatically added the potential of the large-scale HI ring in which dwarf galaxies are embedded, to make sure any possible bias was accounted for, even if this external potential was finally found to have little influence. These modelled rotation curves, and their inability to explain the shape of the observed ones, confirm our result independently of the choice of the  $\varepsilon$  parameter.

### b. Rotation velocity determination

The retrieval of velocities at 50% of the peak of the HI lines is supported by our simulations, as well as by other studies of barely resolved velocity fields. Note, however, that even peak-to-peak estimates (which our simulations show to underestimate the actual mass) tend to confirm the presence of dark matter. For instance, for NGC5291N, the peak-to-peak gradient indicates a rotation velocity of  $49 \text{ km s}^{-1}$ , corresponding to a dynamical mass of  $17 \times 10^8 M_{\odot}$ , which the visible mass cannot account for: the results remain robust at nearly 2-

sigma for both NGC5291N and N5291S individually, and 1-sigma for NGC5291SW. Combining the three measurements, dark matter would remain required at a 96% confidence level – but as we argued earlier (see Fig. S4), we know that the peak-to-peak gradient underestimates dynamical masses.

Independent of any rotation velocity estimate, one can compare, as is done in Fig. S6, the position-velocity diagram of NGC5291N taken along its kinematical major axis with the diagram of the closest-mass simulated dwarf galaxy (assumed to be “observed” with the same inclination and resolution). The comparison directly confirms that this kinematical signature cannot be due to the visible mass alone.

Finally, the shape of the rotation curves is unaffected by the choice of measuring velocities at the 50% level of HI lines. Observed rotation curves are flat up to radii of 4 kpc or more while, seen the distribution of the visible mass, a Keplerian-like decrease should occur at smaller radii and be significant enough to be detected in our HI kinematical data (Fig.2).

### c. Validity of the numerical model

Several assumptions for the kinematical analysis of the observed data have been justified by comparison with simulated dwarf galaxies. This argument requires that all physical processes likely to influence the main kinematical features of the dwarfs are included in our models – even if these processes occur at scales smaller than the resolution of the telescope beam. An example of this are bars, which in galactic disks can significantly modify the observed velocities compared to the circular velocities, along particular line of sights, because of the torques they exert on interstellar gas (S31).

The grid on which our simulations are performed is refined towards the dwarf galaxies to reach a resolution of 120 pc; these dwarfs typically contain several  $10^4$  to  $10^5$  particles in their disk. This is enough to let bars develop and influence the kinematics (Fig. S7). Indeed, bars are seen in at least half of the simulated dwarfs. Then, the possible kinematical influence of bars is accounted for in the discrepancy between actual and estimated velocities, tested on model dwarfs (Fig. S4). As a result, the kinematical effects of bars are not major in the sense that they do not prevent us from statistically reaching the required level of accuracy in the retrieval of rotation velocities. The effect of warps, spiral arms, and lopsidedness are reproduced in our numerical model as well, and their influence on the kinematics has thus been accounted for. The likely presence of bars and asymmetries in real systems explains that the morphological principal axis of the clumps are sometimes not oriented along the ring (this is the case for NGC5291N where the angle between kinematical and morphological axes is around 25 degrees – this is the case for some simulated objects, too) even if their kinematical axis is close to the axis ring. Such  $m=2$  distortions are indeed typical of galaxies with bars and/or pairs of spiral arms.

### d. Sticky-particles modelling

In our numerical model, the interstellar medium is modelled by a sticky-particle code. SPH models are sometimes preferred, in particular for the hydrodynamical

treatment of shocks (e.g., S32). Yet, the formation of recycled dwarf galaxies is mainly driven by gravitational processes in the interstellar medium, where hydrodynamical processes do not play a fundamental role (S33) so that this choice should not be critical.

To further assess the validity of our model, we varied the elasticity parameter for particle-particle collisions in the sticky-particle model, and compared the velocity gradient with that in the initial simulation. In the initial simulation, we used  $\beta_r = \beta_t = 0.65$  (see (S1) for their definition). We changed them to  $\beta_r = \beta_t = 0.55$ ,  $\beta_r = \beta_t = 0.75$ , and  $\beta_r = \beta_t = -0.65$ . The amplitude of the velocity gradient at 3kpc for a given dwarf galaxy then varies on average by 8%, which is explained mainly by their internal features (like bars) having a different orientation, hence giving rise to different effects. Yet, no systematic deviation occurs, and the result that the rotation velocities are (on average at this resolution) traced by the 50% envelope does not result from a specific parameter choice (see also Fig.S4).

#### e. Inclination

Observed velocities have been corrected assuming an inclination of  $45^\circ$ , as supported by our simulations. This is further corroborated by all observed gradients requiring a rotation axis which, in projection, is aligned with that of the ring to within typically  $10^\circ$ . Even in the extreme case where both NGC5291N and NGC5291S would be seen projected by  $55^\circ$  instead of  $45^\circ$  this would not compromise our result. Nature would have to conspire in such a way that several other parameters would push the dynamical mass at the same time to a minimum.

The uncertainty on the inclination has been accounted for in the error bars indicated for the velocities/dynamical masses. Moreover, it is important to note that it is not just the value of the dynamical mass which forces us to invoke an additional “dark” component, but that it is also imposed by the flat shape of the rotation curves beyond 3kpc for NGC5291N and NGC5291S. The flat rotation curves cannot be accounted for by the visible mass alone, and this conclusion is independent of inclination angle.

#### f. Distance

All distances and masses are retrieved assuming a distance of 62 Mpc (S22). The dynamical-to-visible mass ratio decreases linearly with the assumed distance. Yet, the cluster environment provides distance estimates on several galaxies, indicating an uncertainty on the distance of at most 10%, not crucial compared to the previously detailed results and uncertainties. Only an underestimate of the distance by more than 20 Mpc would bring the mass estimates for visible and dynamical mass in marginal agreement. Changes to the distance would not be able to bring the average estimates to agree as this would bring it into conflict with other distance indicators.

#### g. Dark-matter in simulations and dwarf galaxies

Since our results indicate the presence of dark matter in the dwarf companion of NGC5291, one may wonder whether these could not be “normal” dwarf galaxies pre-existing before the collision. Yet, such companions are not expected to be initially located

exactly in the progenitor disk plane, hence should not be found in the HI ring. Furthermore, the metallicity of the dwarf companions of NGC5291, much higher than typical for classical dwarf galaxies, and the absence of old stars pre-existing to the galaxy collision in these dwarfs (S20), rule out the hypothesis that they could be “classical” dwarf galaxies, naturally containing dark matter.

One may however wonder if a mechanism capable of placing some material from the halo into recycled galaxies cannot be missed. In particular, halo particles that are near their apocenter at the time of the collision, with instantaneous motions parallel to circular orbits, can be affected by the collision in the same manner as the rotating disk, and respond with little random motion to an expanding density wave. This mechanism may *a priori* result in a local excess of halo material in the surroundings of the forming dwarf galaxies, and since it concerns only a small fraction of the halo particles it might have been overlooked in our numerical model. To make sure that the interpretation of our result is correct, we have run a new simulation with ten times more particles and a time step divided by three: it may still be insufficient to accurately model the phenomenon, but at least a difference should appear. While the dwarf galaxies in our main model contained  $7 \pm 2\%$  of halo material (Fig. S8), in this test simulation this fraction becomes  $7.5 \pm 1.5\%$ . No significant change is detected, making robust the fact that the unseen mass in NGC5291 dwarf galaxies cannot come from a CDM halo around their parent galaxy.

Standard cosmological scenarios predict that the number of dwarf galaxies around massive galaxies should be much larger than observed. A few tens a “missing dwarf galaxies” are predicted to exist in the vicinity of each bright spiral. A commonly proposed interpretation is that bright galaxies are actually surrounded by small dark “subhalos” without any visible counterpart. One can imagine that the dwarf galaxies in NGC5291 are made-up of such subhalos that have captured the propagating HI ring material. But if we take the number of dwarf galaxies formed in the limited volume of the HI ring (more than ten within a 150 kpc tube of 20 kpc diameter) and use that to extrapolate to the total number of subhalos around NGC5291, we predict of order 5000 of them within a sphere of radius 200 kpc, orders of magnitude larger than predicted, and comfortably ruling out this interpretation.

The numerical simulations were performed within a “standard” context: CDM-like non-baryonic dark matter forms spheroidal pressure-supported halos, and no major component of “missing” baryons resides in the modelled galactic disks. Since we reached the conclusion that a dark component is in fact present in the disks, one could wonder whether the use of these simulations, in particular to assess the robustness of the dynamical analysis, is still valid. Actually, the arguments obtained from the simulations remain valid: if no dark component was present in galactic disks, the simulations would be valid for sure, and one should then find dynamical-to-visible mass ratio of 1 in observed dwarf galaxies, as shown by these simulations. This demonstration does not require in itself extra simulations with a dark component in disks.



#### h. Uncertainties and error bars

We wish to summarize here what is all included in the error bars given in our numerical estimates and in Figures 1 and 3. We also give an indication which uncertainties make a major/minor contribution to the overall error bar.

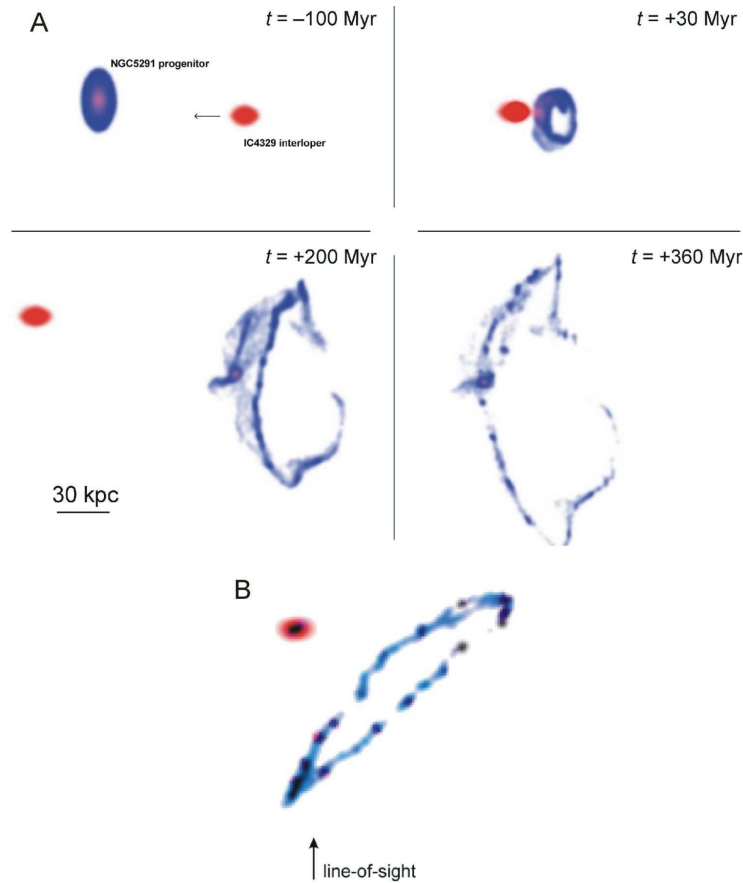
Regarding the visible mass estimates:

- r.m.s. noise of the HI data (major)
- Possible contribution from optically thick HI (major)
- r.m.s. noise of the CO line intensity (major)
- uncertainties on the magnitude and M/L ratio for stars (minor)

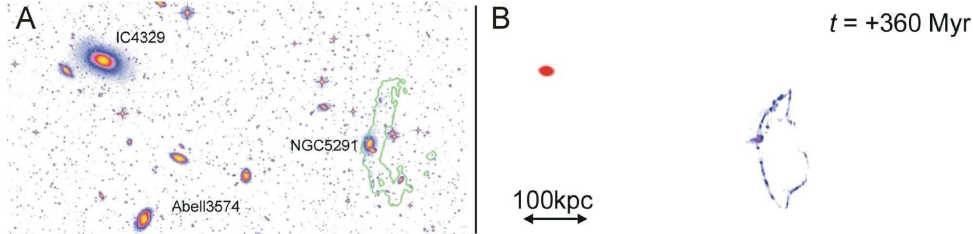
Regarding the dynamical mass estimates (and rotation curves):

- r.m.s. noise on the HI line (determination of the 50% level) (minor)
- inclination of the dwarf galaxies (scatter around  $45^\circ$ ; major)
- scatter between the real rotation velocities and those estimated using the 50% envelope of the HI lines (tested on simulations; major)
- uncertainty on the mass distribution ( $\epsilon$  parameter; minor).

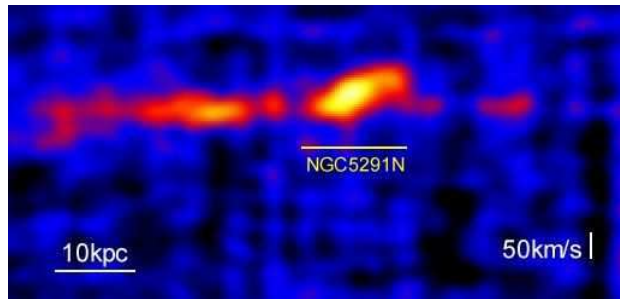
#### Figures



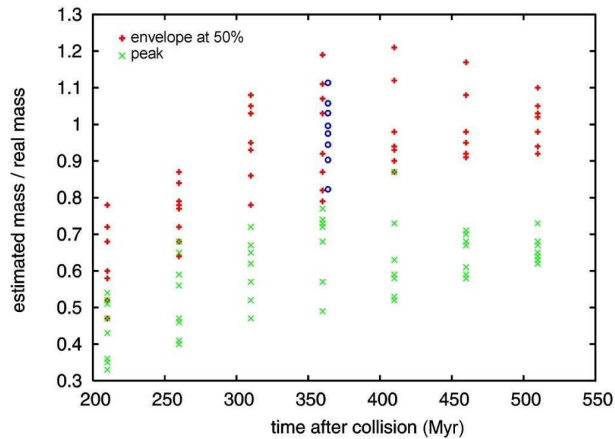
**Fig. S1. (A)** Simulation snapshots at  $t = -100, +30, +200,$  and  $+360$  Myr with respect to time of collision. **(B)** The system seen from above on the  $t=360$  Myr snapshot, with the actual line-of-sight indicated, showing how the central regions of NGC5291 (now an elliptical galaxy) are spatially offset from the outer ring – it is only in projection along the line of sight that it appears to coincide with the HI ring.



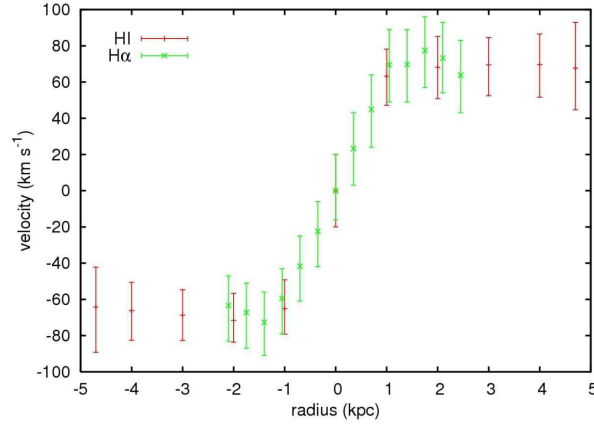
**Fig. S2.** (A) Digitized Sky Survey (DSS) image of the field around NGC5291, with IC4329 to the left (brightest galaxy), and HI contours in blue. Other galaxies in the field are not massive enough to cause gas ejected from NGC5291 to reach such large distances and convert the parent galaxy into an elliptical at the same time. (B) Same field in the numerical simulation.



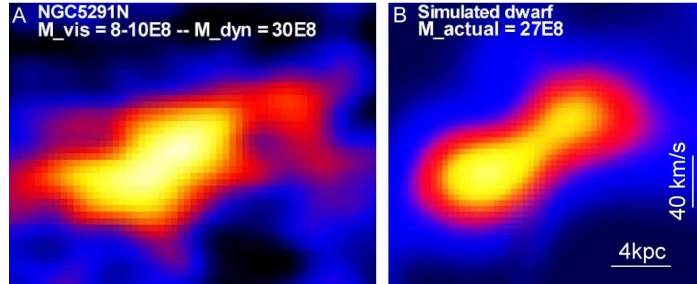
**Fig. S3.** Position-velocity diagram of the HI ring over more than 50 kpc, around NGC5291N. The recycled dwarf galaxy is the main emitting body. The other faintly emitting regions trace the large-scale diffuse HI ring. This shows that the velocity gradient detected at the scale of NGC5291N is decoupled from the large-scale velocity field of the HI ring and actually associated with the internal dynamics of the dwarf galaxy. At the scale of this dwarf galaxy, the large-scale velocity gradient of the HI ring is not significant; the two other analyzed dwarf galaxies show a similar kinematical decoupling from the large-scale ring.



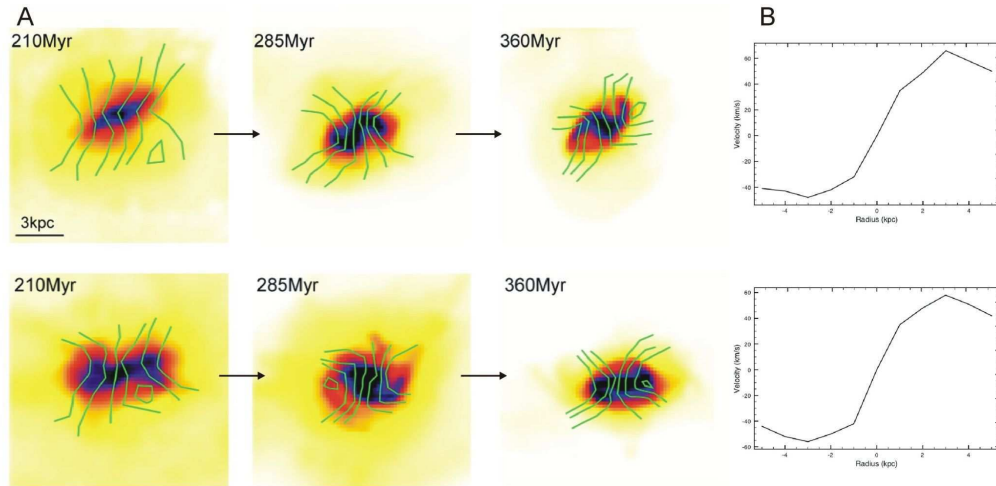
**Fig. S4.** Mass estimate of simulated dwarf galaxies within a radius of  $r = 3\text{kpc}$ , with the rotation velocity computed at 50% of the peak of simulated spectra (red symbols) and at the peak of these spectra (green symbols), at different moments after the collision ( $t=0$ ). It is expressed in units of the real mass present within the same radius (which is known in the simulations). The red symbols measure the real mass to within 20% (for  $t \geq 300\text{Myr}$ ), whereas green ones are found to underestimate the mass. Our numerical model suggests that the NGC5291 system is seen at  $t = 360\text{Myr}$ . Note that when dwarf galaxies are still young and far from equilibrium, their masses tend to be underestimated by the kinematical analysis because they are still contracting and not yet fully rotationally supported. On the other hand we never find the opposite trend, that of overestimating the real mass. Our simulations indicate that the dwarf galaxies of NGC5291, for which  $t=360\text{Myr}$ , have reached equilibrium several tens of Myrs ago. The blue circles at  $t=360\text{Myr}$  are for a different set of sticky-particle parameters ( $\beta/\lambda=0.55$ , see section 5d).



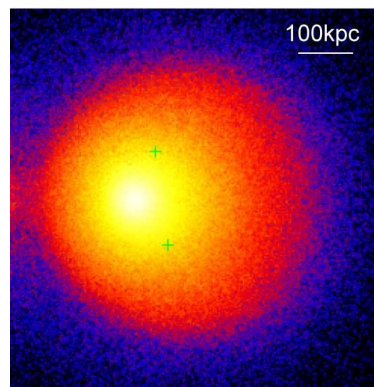
**Fig. S5.** HI rotation curve of NGC5291N compared to the H $\alpha$  rotation curve measured along the same axis, and convolved to the same resolution. H $\alpha$  data are from (S23) ; they confirm the rotation curve inferred from HI data in the central regions. Because of their limited radial extent and lower velocity resolution, they could not reveal the presence of a “dark” component by themselves.



**Fig. S6.** Observed position-Velocity (pV-)diagramme of NGC5291N taken along its kinematical major axis (maximal velocity gradient) **(A)** compared to the pV-diagramme of a simulated dwarf galaxy with closely matched amplitude in velocity **(B)**. These diagrammes represent the observed intensity as a function of position (horizontal axis) and velocity (vertical axis). The simulated diagramme is computed for the same angular resolution and inclination, at a time of  $t = 360$  Myr in the simulation, and is one of the objects that have been used to assess the robustness of the velocity retrieval method (see Fig. S3). The direct comparison of these diagrammes confirms that the visible mass alone cannot explain the large observed velocity gradient: indeed, velocities have the same amplitude in both objects, whereas the visible mass of NGC5291 is three times smaller than the real mass of the modelled dwarf galaxy. In fact, the dynamical mass we derive for NGC5291N ( $30 \times 10^8 M_{\odot}$ ) using the method described here is fully compatible with the known total mass of the simulated dwarf galaxy ( $27 \times 10^8 M_{\odot}$ ).



**Fig. S7. (A)** Snapshots of the projected mass density of two model dwarf galaxies at different instances, with isovelocity contours (intervals of  $15 \text{ km s}^{-1}$ ). At  $t=210 \text{ Myr}$ , the objects are still forming and accreting mass, even if they have already acquired most of their final mass and are mostly supported by rotation. At  $t=285$  and  $360 \text{ Myr}$ , they are in the form of disks, and their kinematics is typical of that of rotating disks, with some internal structure (in particular spiral arms and bars). The resolution of our simulations is large enough to see bars, spiral arms, and other asymmetries develop in these objects, so that the effects of these asymmetries are accounted for in the comparison of the simulated dwarf galaxies with real ones. The deprojected rotation curves of these model dwarfs are shown **(B)** at the final instant. Since these objects were formed within CDM halos, the rotation velocities begin to fall in their outer regions, contrary to the observed recycled galaxies where an additional dark component is required.



**Fig. S8.** Snapshot of the dark halo of NGC5291 in our numerical model (at  $t=360 \text{ Myr}$ ). Due to its large velocity dispersion and non-dissipative dynamics, dark matter from the spheroidal halos does not form gravitationally bound substructures during the collision, and does not participate in the formation of new dwarf galaxies (except in the form of a diffuse, unbound background, representing only a few percent of the visible mass of the dwarfs). The green marks identify the position of the northern and southern poles of the ring; these positions are not associated with any significant accumulation of material from the dark halo.

Object	R.A. (J2000)	DEC (J2000)	M97	DM98
N5291N	13h47m20.4s	-30°20'58"	B	I
N5291S	13h47m22.8s	-30°27'33"	F	A
N5291SW	13h47m17.2s	-30°28'12"	H	-

**Table S1.** Coordinates of the three recycled dwarf galaxies for which a dynamical mass has been derived. The nomenclature used in previous papers (S18, S19) is also listed.

### References

- S1. Bournaud, F. & Combes, F. *A&A* 401, 817 (2003).  
S2. Longmore, A. J., Hawarden, T. G., Cannon, R. D., et al. *MNRAS* 188, 285 (1979).  
S3. Koribalski, B. S., Staveley-Smith, L., Kilborn, V. A. et al. *ApJ* 128, 16 (2004).  
S4. Duc, P.-A. & Mirabel, I. F. *A&A* 333, 813 (1998).  
S5. Asplund, M., Grevesse, N. & Sauval, A. J. *in* ASP Conf. Ser. 336: Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, 25 (2005).  
S6. Appleton, P. N. & Struck-Marcell, C. *in* Fundamentals of Cosmic Physics, Vol. 16, pp. 111-220 (1996).  
S7. Higdon, J. L. *ApJ* 467, 241 (1996).  
S8. Higdon, J. L. & Wallin, J. F. *ApJ* 474, 686 (1997).  
S9. Appleton, P. N. & Marston, A. P. *AJ* 113, 201 (1997).  
S10. Block, D. L., Bournaud, F., Combes, F., et al. *Nature* 443, 832 (2006).  
S11. Bournaud, F., Jog, C. J. & Combes, F. *A&A* 437, 69 (2005).  
S12. Bournaud, F. & Duc, P.-A. *A&A* 456, 481 (2006).  
S13. Elmegreen, B. G.; Kaufman, M. & Thomasson, M. *ApJ* 412, 90 (1993).  
S14. Barnes, J. E. & Hernquist, L. *Nature* 360, 715 (1992).  
S15. Walter, F. & Brinks, E. *AJ* 118, 273 (1999).  
S16. Braine, J., Duc, P.-A., Lisenfeld, U. et al. *A&A* 387, 51 (2001).  
S17. Zwaan, M. A., Briggs, F. H., Sprayberry, D., Sorar, E. *ApJ* 490, 173 (1997).  
S18. Malphrus, B. K., Simpson, C. E., Gottesman, S. T. & Hawarden, T. G. *AJ* 114, 1427 (1997).  
S19. Hinz, J. L. & Rieke, G. H. *ApJ* 646, 872 (2006).  
S20. Boquien, M., Duc, P.-A., Braine, J. et al. *A&A* in press (2007) – astro-ph/070002.  
S21. Israël, F. P., Johansson, L. E. B., Rubio, M. et al. *A&A* 406, 817 (2003).  
S22. Higdon, S. J.; Higdon, J. L. & Marshall, J. *ApJ* 640, 768 (2006).  
S23. Bournaud, F., Duc, P.-A., Amram, P., Combes, F. & Gach, J.-L. *A&A* 425, 813 (2004).  
S24. Bell, E. F., & de Jong, R. S. *ApJ* 5005, 212 (2001).  
S25. Bruzual, G. & Charlot, S. *MNRAS* 344, 1000 (2003).  
S26. Donley, J. L., Koribalski, B. S., Staveley-Smith, L., et al. *MNRAS* 369, 1741 (2006).  
S27. Swaters, R. A., van Albada, T. S., van der Hulst, J. M. & Sancisi, R. *A&A* 390, 829 (2002).  
S28. Sancisi, R. & Allen, R. J. *A&A* 74, 73 (1979).  
S29. Flores, H., Hammer, F., Puech, M., Amram, P. & Balkowski, C. *A&A* 455, 107 (2006).  
S30. Binney, J. & Tremaine, S. *in* Galactic Dynamics, Princeton University Press (1987).  
S31. Iono, D., Yun, M. S. & Mihos, J. C. *ApJ* 616, 199 (2004).  
S32. Struck, C. *ApJS* 113, 269 (1997).  
S33. Duc, P.-A., Bournaud, F. & Masset, F. *A&A* 427, 803 (2004).

## **Annexe C**

# **Article III : VCC 2062 : an old Tidal Dwarf Galaxy in the Virgo cluster ?**

Cet article a été accepté en septembre 2007 pour publication dans le journal *Astronomy & Astrophysics*. Il montre que VCC 2062 dans l'amas de la Vierge est une galaxie naine de marée âgée. Il s'agit de la première identifiée à ce jour.

---

## VCC 2062: an old Tidal Dwarf Galaxy in the Virgo Cluster?

Pierre-Alain Duc<sup>1</sup>, Jonathan Braine<sup>2</sup>, Ute Lisenfeld<sup>3</sup>, Elias Brinks<sup>4</sup>, and Médéric Boquien<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire AIM, CEA/DSM - CNRS - Université Paris Diderot, DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

<sup>2</sup> Observatoire de Bordeaux, UMR 5804, CNRS/INSU, B.P. 89, F-33270 Floirac, France

<sup>3</sup> Dept. de Física Teórica y del Cosmos, Universidad de Granada, Granada, Spain

<sup>4</sup> Centre for Astrophysics Research, University of Hertfordshire, College Lane, Hatfield AL10 9AB, UK

Accepted: 31/08/2007

### ABSTRACT

**Context.** Numerical simulations predict the existence of old Tidal Dwarf Galaxies (TDGs) that would have survived several Gyr after the collision lying at their origin. Such survivors, which would by now have become independent relaxed galaxies, would be ideal laboratories, if nearby enough, to tackle a number of topical issues, including the distribution of Dark Matter in and around galaxies. However finding old dwarf galaxies with a confirmed tidal origin is an observational challenge.

**Aims.** A dwarf galaxy in the nearby Virgo Cluster, VCC 2062, exhibits several unusual properties that are typical of a galaxy made out of recycled material. We discuss whether it may indeed be a TDG.

**Methods.** We analysed multi-wavelength observations of VCC 2062, including a CO map acquired with the IRAM 30m dish, an optical spectrum of its HII regions, GALEX ultraviolet and archival broad-band and narrow-band optical images as well as a VLA HI datacube, originally obtained as part of the VIVA project.

**Results.** VCC 2062 appears to be the optical, low surface brightness counterpart of a kinematically detached, rotating condensation that formed within an HI tail apparently physically linked to the disturbed galaxy NGC 4694. In contrast to its faint optical luminosity, VCC 2062 is characterised by strong CO emission and a high oxygen abundance more typical of spiral disks. Its dynamical mass however, is that of a dwarf galaxy.

**Conclusions.** VCC 2062 was most likely formed within a pre-enriched gaseous structure expelled from a larger galaxy as a result of a tidal interaction. The natural provider for the gaseous tail is NGC 4694 or rather a former companion which subsequently has been accreted by the massive galaxy. According to that scenario, VCC 2062 has been formed by a past tidal encounter. Since its parent galaxies have most probably already totally merged, it qualifies as an old Tidal Dwarf Galaxy.

**Key words.** Galaxies:interactions – Galaxies:peculiar – Galaxies: dwarf – Galaxies: clusters: individual: Virgo – Galaxies: individual (NGC 4694, VCC 2062) – ISM: molecules

### 1. Introduction

The origin and properties of the satellites surrounding massive galaxies has recently been the subject of an active debate, triggered by its cosmological implications, new constraints from numerical simulations (e.g. Mayer et al. 2007) as well as prolific observations. In particular, optical surveys with cameras offering large fields of view allowed a deeper census of the faint dwarf satellite population around the Milky Way and Andromeda to be made (e.g. Belokurov et al. 2007). Although the number of known satellites keeps increasing with time, it is still lower than the number of primordial satellites predicted by standard cosmological hierarchical scenarios. The situation could even be worse, as claimed by Bournaud &

Duc (2006). These authors have pointed out that the cosmological models do not take into account the fact that second-generation (or recycled) galaxies may be formed during collisions. According to the numerical simulations by Bournaud & Duc (2006), a fraction of the so-called Tidal Dwarf Galaxies (TDGs), made out of tidal material expelled from parent colliding galaxies, survives long enough to contribute significantly to the population of satellites around massive hosts (see also Metz & Kroupa 2007).

The formation in tidal tails of massive gravitationally bound objects has been known now for over a decade from observations of interacting systems (see Duc et al. 2007, and references therein). However, so far only young TDGs have been unambiguously identified thanks to tidal arms and bridges linking them to their parent galaxies. As these features disappear in the course of time (typically of order

Send offprint requests to: Pierre-Alain Duc, e-mail: paduc@cea.fr

0.5–1 Gyr), galaxies of tidal origin become more difficult to distinguish from classical ones. Observing an old TDG existing as an independent entity several hundred Myr after the beginning of the collision lying at its origin, is a real challenge. This is because two defining characteristics — a relative high metallicity inherited from their parent galaxies, and the absence of a prominent dark matter halo surrounding them (Hunter et al. 2000) — can only be determined for nearby objects. Indeed, a good sensitivity is required to get the spectrophotometric data that allows a precise measurement of the oxygen abundances, while a high spatial resolution is indispensable to measure their dynamical mass and thus their dark matter content. The first TDG candidates so far studied in detail are the ones in the Antennae system (NGC 4038/39) at a distance of about 20 Mpc (Mirabel et al. 1992). However doubts were raised whether they are self-gravitating objects (Hibbard et al. 2001). The nearby M81/M82/NGC 3077 group, at a distance of about 4 Mpc, shows instances of extra-planar, inter-galactic star-forming regions along or close to the HI tidal tails that link the three main colliding galaxies (e.g. Walter et al. 2006). Some of them, such as the Garland object or Holmberg IX, may qualify as TDG candidates (Makarova et al. 2002) although their dynamical status and real age are still unknown. Finally, even more nearby, a tidal origin has been speculated for the old Local Group dwarf spheroidals by Kroupa (1997) and Metz & Kroupa (2007); however whether they really have a relatively low dark matter content, as claimed by these authors, is highly controversial (Mateo 1998).

At a mean distance of 17 Mpc, the Virgo Cluster, although it is poor in tidally interacting systems<sup>1</sup>, may actually provide examples of galaxies made out of recycled material. The cloud of molecular gas lying external to the NGC 4438/35 system (Combes et al. 1988) feeds intergalactic star formation (Boselli et al. 2005). Tiny, point-like, intracluster HII regions have been reported near NGC 4402 (Cortese et al. 2004) and NGC 4388 (Gerhard et al. 2002). Finally, isolated HI clouds of  $10^7 - 10^8 M_{\odot}$  have been found near NGC 4388 (Oosterloo & van Gorkom 2005), NGC 4254 (Minchin et al. 2005, 2007) and at several other locations in Virgo (Kent et al. 2007). They were probably expelled from nearby spirals either by ram-pressure or tidal interactions<sup>2</sup> and could as such be the progenitors of recycled galaxies. However their present HI column density is too low to allow star formation.

All these TDG candidates in Virgo were too young to have yet formed a significant stellar population and thus be included in the list of cluster members (the Virgo

<sup>1</sup> NGC 4438/35 is the only clear case of a recent major collision exhibiting strong morphological disturbances; NGC 4567/68 shows two overlapping disks but no evident tidal features.

<sup>2</sup> Note that the interpretation of the structure near NGC 4254, VirgoHI21, as a “dark” pristine galaxy by Minchin et al. (2005) has been challenged among others by Bekki et al. (2005) and more recently by Haynes et al. (2007) and Duc & Bournaud (2007)

Cluster Catalog, by Binggeli et al. 1985). One object in the VCC list, however, has intriguing properties that could be consistent with it being made of recycled material: VCC 2062. Originally considered to be a dwarf elliptical, it was later re-classified as a dwarf irregular when it was found to contain HII regions (Sabatini et al. 2005). Its large HI mass with respect to its blue luminosity (Hoffman et al. 1996; Conselice et al. 2003) is unusual. It actually lies within an HI structure that extends out to a nearby galaxy, NGC 4694 (Cayatte et al. 1990; van Driel & van Woerden 1989).

We present here additional data to constrain the origin of VCC 2062: in particular, the metallicity of its HII regions and its CO emission. The paper is organised as follows: in Section 2, we present the radio, millimetric and optical observations of the system. The main results are described in Section 3 where special emphasis is given to the large scale and local environment of the object. Finally, the various hypotheses for the origin of VCC 2062 are discussed in Section 4.

Throughout this paper, we assume a distance of 17 Mpc. This value corresponds to the distance of the two massive galaxies closest to VCC 2062 (Mei et al. 2007), as recently determined using the method of surface brightness fluctuations. At this distance, 1 arcmin corresponds to 4.9 kpc.

## 2. Observations, data reduction and analysis

We have collected multi-wavelength data on the system NGC 4694 + VCC 2062. They were acquired through PI programmes or retrieved from archival databases.

### 2.1. HI observations

The NRAO<sup>3</sup> Very Large Array (VLA) data used in this paper were retrieved from the NRAO archival database. They had originally been obtained as part of the VIVA project (project ID: AK563), a systematic survey of HI-rich objects in Virgo (Chung et al. 2005, 2007). The observations of the NGC 4694/VCC2062 system were made on 13/14 May 2004. Almost 8 hr were spent on target interrupted at 25 min intervals by brief scans on the primary calibrator 3C286 (J1331+3030). Given the proximity on the sky of this calibrator with the target, it was used for both amplitude and phase calibration.

The VLA correlator was used in mode 2BD employing a bandwidth of 3.125 MHz and 128 channels, resulting in a  $5.2 \text{ km s}^{-1}$  channel spacing. As no on-line Hanning smoothing was applied, neighbouring channels are not fully independent and the effective resolution is  $7.3 \text{ km s}^{-1}$ . The centre of the band was set at a redshift corresponding to  $1117 \text{ km s}^{-1}$ .

<sup>3</sup> The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.



We used the AIPS data reduction package and standard procedure to calibrate the data and produce a continuum emission subtracted spectral line data cube. We made cubes using different weightings by varying the ROBUST parameter in the AIPS task IMAGR. Given the faintness of the emission we opted for maps with the highest sensitivity (equivalent to natural weighting). The beam size in these maps is almost circular at  $18.''7 \times 17.''1$  (beam position angle:  $-9^\circ$ ). The rms noise is  $0.51 \text{ mJy beam}^{-1}$ . This corresponds to  $0.97 \text{ K}$  and a detection threshold (assuming a  $3\sigma$  detection across 3 channels) of  $9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ .

The distribution of the HI gas around NGC 4694 and VCC 2062 is shown in Fig. 1. The HI map was produced as follows: we convolved the natural-weighted data cube to  $30''$  spatial resolution and blanked it at the  $2\sigma$  noise level, only accepting those regions which contain emission in at least 3 consecutive channels. We then used this cube to apply conditional blanking to the original robust and natural cubes and produced integrated maps (AIPS task XMOM).

## 2.2. CO observations

A CO map towards the densest regions of the HI tail has been compiled using data collected at Pico Veleta (Spain) with the 30 meter millimetre-wave telescope run by the Institut de Radio Astronomie Millimétrique (IRAM). The observations were carried out in August 2003 and November 2006 as part of a project to study systematically the molecular gas content of Tidal Dwarf Galaxy candidates (Braine et al. 2000, 2001). During the run in August 2003 we observed positions offset by  $7''$  centered on the HI cloud associated with the optical galaxy VCC 2062. During the subsequent observing run in November 2006 we obtained a set of spectra (also spaced at  $7''$ ), roughly aligned with the major axis of the HI structure, covering both the VCC 2062 cloud and another gaseous condensation to the South-West, named hereafter HI/SW. The observed positions are indicated in Fig. 2. The CO(1-0) and CO(2-1) transitions at 115 and 230 GHz respectively were observed simultaneously and in both polarisations. A bandwidth of over  $1300 \text{ km s}^{-1}$  was available in both transitions using the two  $512 \times 1 \text{ MHz}$  filterbanks at 115 GHz and the two  $256 \times 4 \text{ MHz}$  filterbanks at 230 GHz. System temperatures were typically  $250 - 300 \text{ K}$  for the CO(1-0) transition and  $300 - 400 \text{ K}$  for the CO(2-1) transition. The forward (main beam) efficiencies at Pico Veleta are currently estimated at 0.95 (0.74) at 115 GHz and 0.91 (0.54) at 230 GHz and the half-power beamwidths are about  $21''$  and  $11''$ . All observations were done in wobbler switching mode, usually with a throw of  $100''$  in azimuth, in order to be sure not to have emission in the reference beam.

The individual CO(1-0) spectra along the major HI axis are presented in Fig. 2, together with the HI spectra at the same positions. For clarity, the off-major axis spectra are not shown; they have however been taken into account in the molecular gas mass calculation.

## 2.3. Ultraviolet and optical imaging

The UV satellite GALEX observed the field around NGC 4694 in May 2007. Images were obtained in the NUV (near-ultraviolet;  $\lambda_{\text{eff}} = 227 \text{ nm}$ ) and FUV (far-ultraviolet;  $\lambda_{\text{eff}} = 151 \text{ nm}$ ) filters. The field of view had a diameter of  $1.24^\circ$  and the PSF (point spread function) had a width of  $\sim 5.0''$ . The exposure times were 1530 seconds for each filter. The FUV image of the system is shown in Fig. 1.

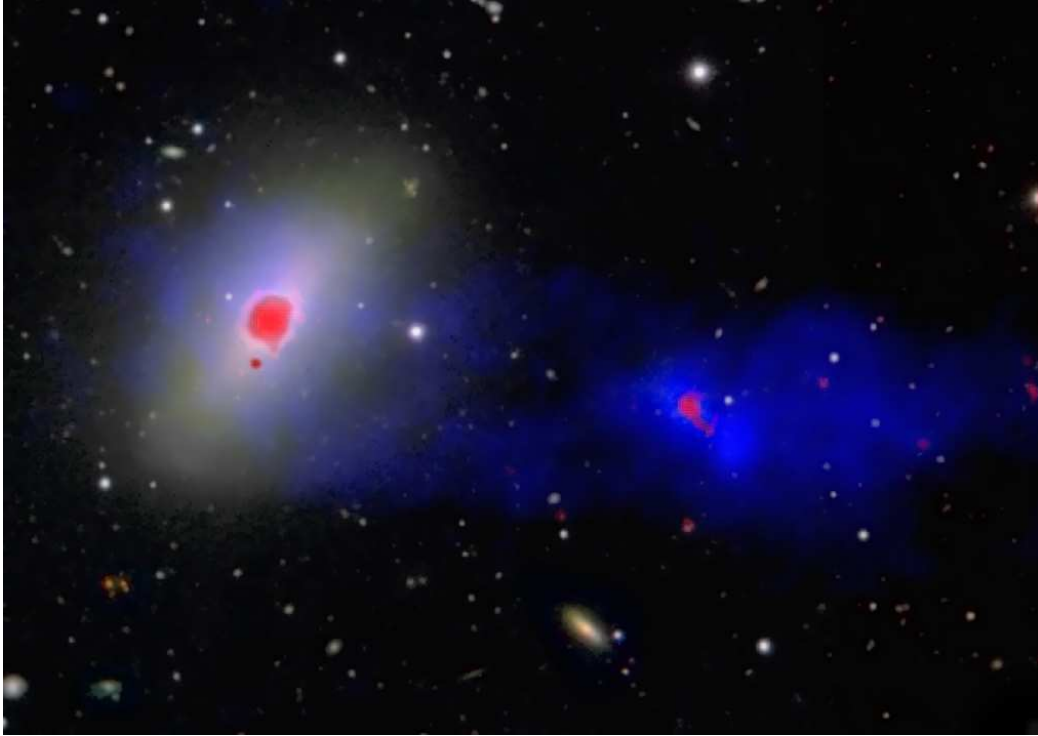
Optical, *BVR*, images of the field around VCC 2062 have been obtained in July 1994 with the EMMI instrument installed on the ESO NTT at La Silla Observatory. The pixel size was  $0.27''$ , the average seeing  $1.2''$  and the field of view,  $8.5' \times 9'$ . The exposure times were 300 seconds for each filter. Images with a larger field of view, encompassing NGC 4694, were obtained from the Sloan database. A composite, true-colour image of VCC 2062 is shown in Fig. 3.

Aperture photometry was carried out on all these images using the IRAF *digiphot* package. Special care was taken in eliminating foreground stars or background galaxies identified on the basis of their compact size and colours as compared to the rest of the system (see details of the method in Boquien et al. 2007). As its surface brightness is particularly low, the background subtraction was challenging, resulting in large uncertainties in the measured fluxes, especially for the SDSS images. As in Boquien et al. (2007), the background level was measured manually at several locations around the object and then averaged. The absolute flux calibration of the EMMI observations suffered from mixed weather conditions; we thus decided not to use the photometric standard stars observed during the run. Instead we derived the photometric zero point using several stars in the field with available SDSS fluxes transforming the Sloan system into the standard *BVR* one (with the calibration of Lupton 2005, presented in the SDSS web pages). An independent photometric calibration has been carried out using a shallow image of the same field acquired in May 2007 with the 182cm Copernico telescope at Asiago Observatory. The inferred value of the zero point differs by less than 0.05 mag for the V band and 0.15 mag for the B band. The derived fluxes (not corrected for Galactic extinction) are listed in Table 1. Note that the magnitudes of VCC 2062 published in the literature show a large dispersion, probably due to the different ways the foreground stars have (or haven't) been subtracted.

## 2.4. Optical spectrophotometry

Fully reduced narrow-band  $\text{H}\alpha$  images acquired in 1995 with the 0.9m telescope at the Kitt Peak National Observatory were downloaded through the NED database. Flux calibration was performed by Koopmann et al. (2001).

Multi-object spectroscopic observations were carried out in July 1994 with EMMI. Low resolution grism (ESO #3) spectra were obtained towards 20 extended sources



**Fig. 1.** VLA map of the HI gas distribution (in blue) around NGC 4694 (to the left) and VCC 2062 (to the right) superimposed on a true colour ( $BVR$ ) optical image of the system. The GALEX-FUV emission, tracing regions of recent star formation, is overlaid in red. The field of view is  $9' \times 6'$ . North is up and East to the left.

**Table 1.** VCC 2062: broad and narrow band fluxes

Band	Central $\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Flux (mJy)
FUV (GALEX)	0.151	$0.04 \pm 0.01$
NUV (GALEX)	0.227	$0.05 \pm 0.01$
u' (SDSS)	0.355	$0.13 \pm 0.09$
B (NTT)	0.440	$0.20 \pm 0.03$ (B=18.32 mag)
g' (SDSS)	0.468	$0.22 \pm 0.04$
V (NTT)	0.550	$0.23 \pm 0.02$ (V=18.00 mag)
r' (SDSS)	0.616	$0.24 \pm 0.06$
R (NTT)	0.640	$0.25 \pm 0.03$ (R=17.71 mag)
i' (SDSS)	0.748	$0.23 \pm 0.07$
z' (SDSS)	0.893	$0.26 \pm 0.20$
H $\alpha$	0.656	$4 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

around NGC 4694 and VCC 2062. In addition,  $1.''5$  wide slitlets were put on two of the three principle HII regions identified on the H $\alpha$  image of the object (see Fig. 3). To increase the signal to noise, these two spectra were averaged. The resulting spectrum is shown in Fig. 4. The

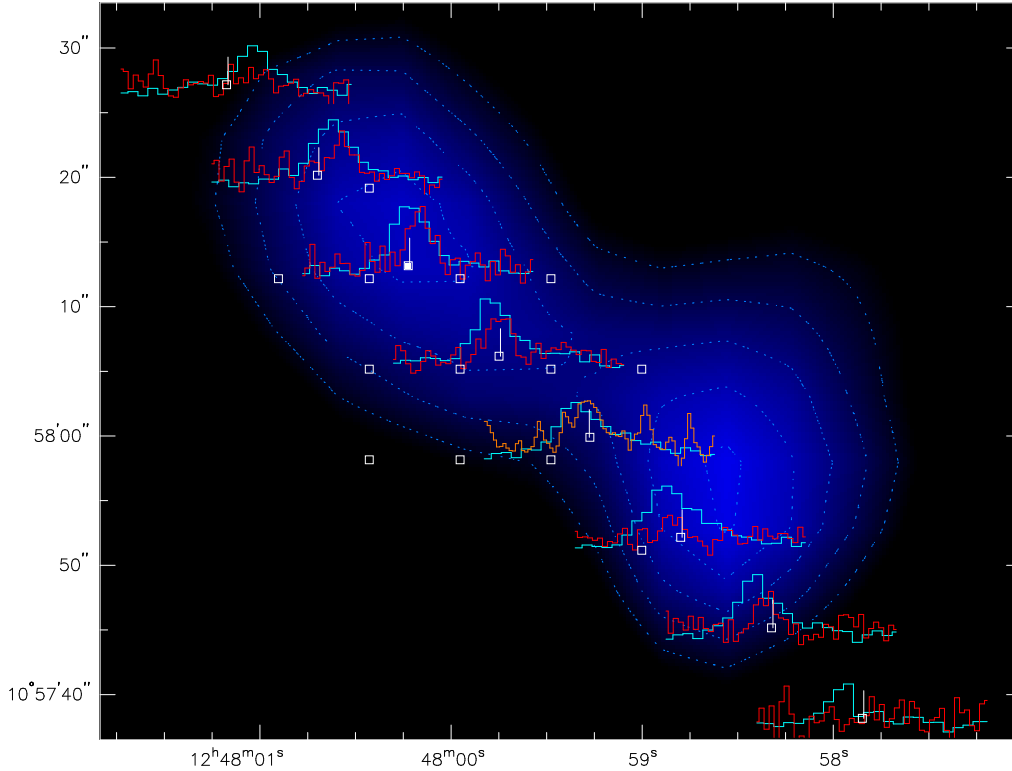
other slitlets were put on objects which turned out to be background galaxies and/or were too faint to exhibit any emission or absorption lines.

Line fluxes and errors were measured using the IRAF *splot* procedure. They are listed in Table 2. The spectra were flux-calibrated using spectrophotometric standard stars observed throughout the run. The H $\alpha$  fluxes measured through the slits and grism and those derived from the narrow-band image were compared, correcting the former for aperture effects, and the latter for contamination by the [NII] $_{\lambda 6548}$  and [NII] $_{\lambda 6584}$  lines. They agree within a factor of 2, which is acceptable given the large uncertainty in the narrow-band calibration. An estimate of the optical extinction of VCC 2062 was determined from the Balmer decrement, H $\alpha$ /H $\beta$ . The inferred optical extinction being very low, less than 0.07 mag, no correction for dust extinction was applied to our (spectro-)photometric measurements.

Oxygen abundances were determined using two semi-empirical methods, as the lines required for using a more direct method were not detected. The classical R23

Duc et al.: An old TDG in the Virgo Cluster

5



**Fig. 2.** A selection of IRAM CO(1-0) (red lines) and VLA HI (cyan lines) spectra along the main HI structure encompassing VCC 2062 and HI/SW. The small boxes indicate the positions of all IRAM pointings, including those not displayed here. The filled box corresponds to the local HI peak. For one position, the CO(1-0) spectrum could not be acquired and the CO(2-1) line is shown instead in orange. The velocity range of all HI and CO spectra is 1090–1210 km s<sup>-1</sup>. The vertical tick indicates the systemic velocity of 1145 km s<sup>-1</sup>. The same vertical scale is used for all CO(1-0) spectra. The intensity of the line reaches a maximum of 0.06 K. The background image consists of the smoothed HI intensity map with its contour levels displayed in blue. The lowest contour corresponds to an HI column density of  $7 \times 10^{20}$  cm<sup>-2</sup>. The CO(1-0) and HI observations lead to roughly similar beam sizes of about 20". The axes of the figure are in J2000.0 equatorial coordinates.

**Table 2.** VCC 2062: spectrophotometry

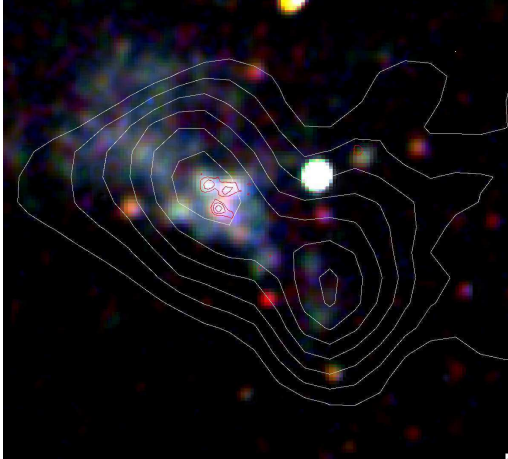
H $\beta$	100 $\pm$ 13
[OIII] $_{\lambda 4959}$	60 $\pm$ 8
[OIII] $_{\lambda 5007}$	93 $\pm$ 13
[NII] $_{\lambda 6548}$	26 $\pm$ 4
H $\alpha$	291 $\pm$ 25
[NII] $_{\lambda 6584}$	54 $\pm$ 7
[SII]	71 $\pm$ 11

The line fluxes are normalized to the H $\beta$  flux taken equal to 100 arbitrary units.

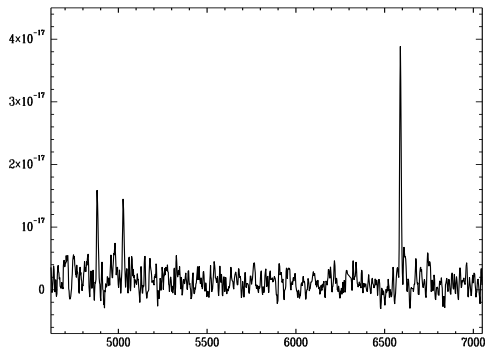
method could not be applied because the [OII] $_{\lambda 3727}$  line was outside our spectral range. We used instead the calibration of Edmunds & Pagel (1984), which relies on the

sole measurement of the [OIII] $_{\lambda 4959}$  + [OIII] $_{\lambda 5007}$  over H $\beta$  flux ratio. This method is degenerate and we used the argument that the high [NII] $_{\lambda 6584}$  to H $\alpha$  flux ratio (see below) implies that the oxygen abundance should be read off from the upper branch of the metallicity versus oxygen line flux diagram. We obtained with this method  $12 + \log(O/H) = 8.7$ . Determining indirectly, but more reliably the oxygen abundance from the [NII] $_{\lambda 6584}$  to H $\alpha$  flux ratio (Denicoló et al. 2002), we got a similar value of  $12 + \log(O/H) = 8.6$ . This is the value adopted in this paper; it is close to solar abundance<sup>4</sup>. Such a high metallicity is also suggested by the strong CO signal detected towards this object (see Sect. 3.2.1).

<sup>4</sup> Taking  $12 + \log(O/H) = 8.66$  for the solar metallicity (Asplund et al. 2005)



**Fig. 3.** True colour (*BVR*) optical image of VCC 2062 and HI/SW. The HI (white contours; lowest  $4.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ; intervals  $1.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ) and H $\alpha$  (red contours) distributions are superimposed. The field of view is  $1.7 \times 1.5$ . North is up and East to the left.



**Fig. 4.** Stacked optical spectrum of the HII regions of VCC 2062. The flux unit is in  $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ ; the wavelength is in  $\text{\AA}$ .

### 3. Results

We present here the environmental, global and local properties of VCC 2062, starting from the largest scales, and then zooming in to get a close-up of the object.

#### 3.1. Environment and global properties of the system NGC 4694 + VCC 2062

##### 3.1.1. At the cluster scale

VCC 2062 lies in the outskirts of the Virgo Cluster, at a distance of about 4 degrees (1.1 Mpc) to the East of the

cluster core centered on M87, where the X-ray emission from the ICM peaks (see Fig. 5). This is a region with a rather low density in galaxies. The closest galaxy to the dwarf, 2.2 South and slightly to the East, is a background object for which we measure a redshift of 0.06 (see Fig. 1).

The obvious environmental connection is with the perturbed galaxy NGC 4694 which lies at almost the same redshift (at  $1175 \text{ km s}^{-1}$ ) and to which VCC 2062 is connected by a bridge of atomic hydrogen (see Fig. 1). NGC 4694 is classified in NED as an SB0 pec galaxy. The long HI feature stretching towards VCC 2062 is one of the many peculiarities of this early-type galaxy, along with the presence of dust lanes (see the inset of Fig. 5) and signs of recent star formation. The H I bridge is about 38 kpc long (50 kpc when considering the faintest HI features to the West). VCC 2062 is located at about mid-distance. There are actually two parallel arms of low HI column density that connect the two galaxies, whereas further out to the West, the HI tail is more uniform and denser. The total mass of the HI structure, as measured from the VLA beam corrected, natural weighing, map is  $1.1 \times 10^9 M_{\odot}$  including about  $0.2 \times 10^9 M_{\odot}$  associated with NGC 4694. The kinematics of the bridge is globally regular from outside NGC 4694 to the tip of the tail. In detail, some velocity substructures can be identified. They will be discussed later on.

Except for VCC 2062, the gaseous tail has no optical counterpart down to a brightness limit in the V band of  $\mu_V = 26.3 \text{ mag/}\square''$ . However, the outer isophotes of NGC 4694 are asymmetric and show various protuberances as seen in Fig. 5.

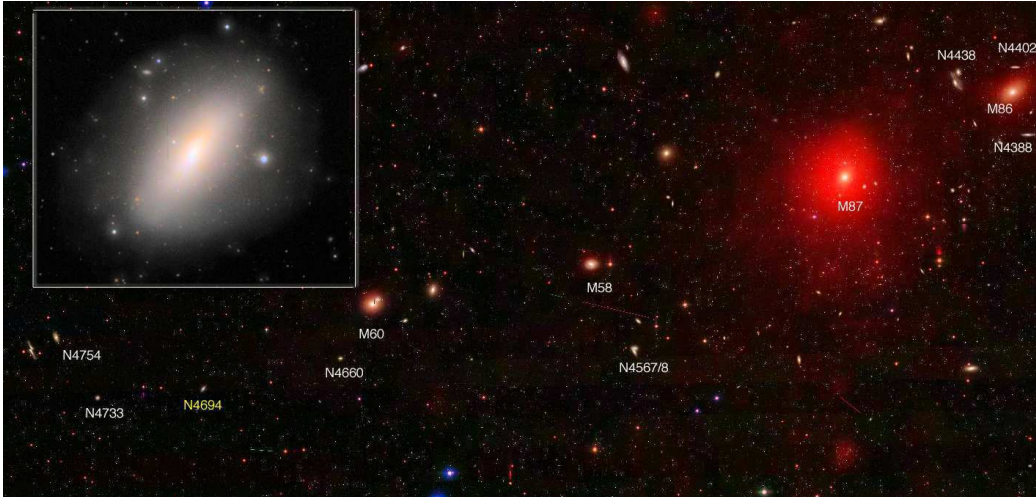
##### 3.1.2. At the galaxy scale

We now zoom in, in the direction where the HI structure has its highest column densities, about 18 kpc West of NGC 4694. The tail there consists of two condensations with column densities above  $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  and separated by 2.6 kpc (see Fig. 3). Only the slightly less massive one, to the North-East, has a clear optical counterpart: the object previously catalogued as VCC 2062. Very faint near-ultraviolet and optical emission with a surface brightness below  $\mu_V = 25.5 \text{ mag/}\square''$  can be seen towards the South-West HI clump, HI/SW.

The narrow-band H $\alpha$  image exhibits three distinct compact emission-line regions clustered at the HI peak of VCC 2062. Their integrated spectrum shown in Fig. 4 presents emission lines typical of star-forming (HII) regions. Far-ultraviolet emission is also observed at this location. However, outside these knots of star-formation, the stellar body has a very low surface brightness. The fitted central surface brightness is  $\mu_V = 24.5 \text{ mag/}\square''$ . The morphology of VCC 2062 is very irregular, even showing a triangle shape at our sensitivity. No far-ultraviolet nor H $\alpha$  emission is detected towards HI/SW despite an HI column density above  $10^{21} \text{ cm}^{-2}$  (see Fig. 3).

Duc et al.: An old TDG in the Virgo Cluster

7

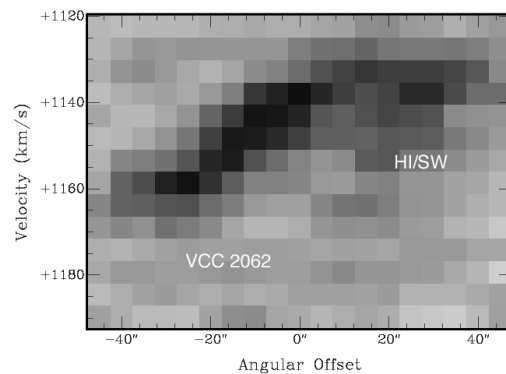


**Fig. 5.** The large scale environment of the system NGC 4694/VCC 2062. The principle galaxies and those mentioned in the text are labelled on this true colour SDSS image queried from the WIKISKY.com project. The ROSAT all-sky X-ray map of the area is superimposed in red. The distance between NGC 4694 and M 87 is about 4 degrees (1.1 Mpc). North is up and East to the left. The inset shows a close up of NGC 4694. The low-surface brightness component of the halo has been enhanced.

CO(1-0) and CO(2-1) molecular lines were detected along most of the densest regions of the HI structure, in particular towards HI/SW. They are however more prominent towards the star-forming regions of VCC 2062 (see Fig. 2). The CO(1-0) to HI flux ratio varies by a factor of up to 4 between the HI peak of VCC 2062 and that of HI/SW. The CO intensity is also found to decrease with distance from the major HI axis.

Not only do VCC 2062 and HI/SW differ in their ability to form stars, but they also show different kinematics. A position-velocity diagram of the HI along the principle axis of VCC 2062 (as determined by its HI extent) shows a clear velocity gradient. When estimated from the HI envelope, it amounts to about  $45 \text{ km s}^{-1}$ , over a distance of 50 arcsec or about 4 kpc (see Fig. 6). For comparison, the total velocity excursion along the entire HI tail is just  $40 \text{ km s}^{-1}$ . HI/SW does not show any velocity structure as a function of position. In the latter substructure, the HI line shows a broad and asymmetric profile, and a FWHM greater than  $35 \text{ km s}^{-1}$ , whereas it is  $20 \text{ km s}^{-1}$  towards VCC 2062. The kinematics derived from the CO(1-0) lines follows closely that derived from the HI (see Fig. 2)<sup>5</sup>: when estimated from the peak value of the individual spectra (determined by fitting the lines with Gaussians), the velocity difference between the NE

and SW side of VCC 2062 is exactly the same for the CO and HI:  $15 \text{ km s}^{-1}$ . However at a given position, a systematic offset between the CO and HI of about  $5 \text{ km s}^{-1}$  is observed. Besides the CO spectra have consistently smaller line widths, typically  $15 \text{ km s}^{-1}$ . Towards HI/SW, the signal to noise is too low to determine a reliable line width.



**Fig. 6.** HI Position-Velocity diagram along the major axis of VCC 2062, encompassing HI/SW (Position angle: 220 degrees). The PV diagram has been extracted from the HI datacube cube, putting the Position axis at an angle of 220 degrees, and spatially integrating the fluxes over a width of one pixel. The reference offset corresponds to the HI peak, as shown in Fig. 2. Whereas VCC 2062 exhibits a clear velocity gradient, HI/SW shows broad HI lines but, at our resolution, no spatial variation with velocity.

<sup>5</sup> Note that the velocity resolution of the IRAM CO spectra is about twice better than that of the VLA HI ones:  $3 \text{ km s}^{-1}$  instead of  $7 \text{ km s}^{-1}$ . However we do not have a full data cube to carry out a comprehensive kinematical study of the system in CO. Thus, in the following, we only consider the VLA HI cube for our kinematical analysis.

The fact that the HI is kinematically decoupled from the rest of the tail at the location of VCC 2062 suggests that the latter object may be dynamically independent. As a self-gravitating system, it qualifies as a galaxy, whatever its origin. In contrast, HI/SW has not (yet) reached a state of dynamical equilibrium, despite an HI mass and integrated column density slightly higher than VCC 2062.

### 3.2. Physical properties of VCC 2062

We discuss here the properties of VCC 2062 itself and compare them with those of other (dwarf) galaxies in the Virgo Cluster. Its main physical characteristics are summarised in Table 3. Note that all the integrated values presented in this section relate to the kinematical detached part of the HI structure, which as discussed before, corresponds to what may be considered as an independent galaxy.

**Table 3.** Integrated properties of VCC 2062

RA (J2000)	12:48:00
DEC (J2000)	10:58:14
HI/CO heliocentric velocities	1145 km s <sup>-1</sup>
H $\alpha$ heliocentric velocity	1180 km s <sup>-1</sup>
Oxygen Abundance	12+log(O/H)=8.6-8.7
$M_B$	-13.0
HI Mass*	7.0×10 <sup>7</sup> M $_{\odot}$
H <sub>2</sub> Mass*	1.7×10 <sup>7</sup> M $_{\odot}$
SFR(H $\alpha$ )*	0.001 M $_{\odot}$ yr <sup>-1</sup>
SFR(FUV)*	0.002 M $_{\odot}$ yr <sup>-1</sup>

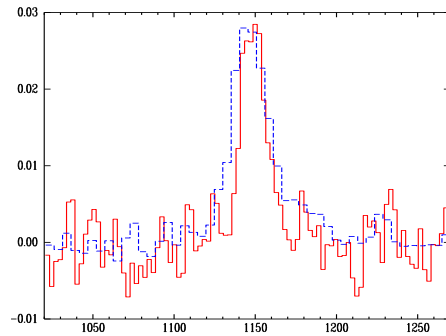
\* The values indicated here are integrated over the area corresponding to the kinematically detached part of the HI structure, which we refer as VCC 2062.

#### 3.2.1. Gas content

VCC 2062 contains about 7.0×10<sup>7</sup> M $_{\odot}$  of atomic hydrogen, i.e. a bit less than 10% of the total HI mass of the tail, not counting the component associated with NGC 4694. This measure takes into account all the mass associated with the kinematically decoupled component of the HI, and thus excludes HI/SW. Previous measurements of the HI mass of VCC 2062 (Hoffman et al. 1985; van Driel & van Woerden 1989; Conselice et al. 2003), based on lower resolution observations, considered both components and were thus overestimates. The inferred HI mass to blue luminosity,  $M_{\text{HI}}/L_B$ , of around 3 M $_{\odot}/L_{\odot}$  is much lower than previously determined values, but still high with respect to the dwarf irregulars in the Virgo Cluster which have an average  $M_{\text{HI}}/L_B$  of 0.6 M $_{\odot}/L_{\odot}$  (Conselice et al. 2003). It is in the range determined by Sabatini et al. (2005) for a sample of Virgo Low Surface Brightness galaxies.

Compared to other Virgo galaxies of the same luminosity ( $M_B=-13.0$ ), VCC 2062 is actually most remarkable for its high molecular gas content, as derived from the intensity of the CO line. The CO emission towards

VCC 2062 reaches an integrated intensity of 1 K km s<sup>-1</sup>. This is the typical value measured for normal late-type galaxies in Virgo (Boselli et al. 2002) which are at least 50 times more massive. To our knowledge, VCC 2062 is the first low luminosity object in Virgo that has thus far been detected in CO. Assuming a standard galactic conversion factor of  $N_{\text{H}_2}/I_{\text{CO}} = 2 \times 10^{20}$  cm<sup>-2</sup> (Dickman et al. 1986)<sup>6</sup>, we determined from the averaged measure of  $I_{\text{CO}}$  over the area of VCC 2062 (Fig. 7) an H<sub>2</sub> mass of 1.7×10<sup>7</sup> M $_{\odot}$  (see details of the method to determine the mass in Lisenfeld et al. 2002). The ratio of the H<sub>2</sub> to HI mass of about 30% is much higher than in classical dwarf galaxies and lies at the upper range of that of unperturbed massive galaxies in Virgo, i.e. those not affected by an HI deficiency. A typical value for Virgo spirals is 10% (Boselli et al. 2002).



**Fig. 7.** IRAM CO(1-0) (red) and VLA HI (blue dashed) spectra of VCC 2062. The vertical scale gives the CO intensity in K and the horizontal one the velocity in km s<sup>-1</sup>. The HI spectrum is in arbitrary units. The spectra have been averaged over a region corresponding to the optical body.

#### 3.2.2. Stellar Populations

The absolute blue magnitude of VCC 2062,  $M_B = -13.0$ , clearly puts this object in the dwarf category, at least with respect to its overall stellar content. It was originally considered a dwarf elliptical, but its very irregular morphology on deep optical images clearly invalidates this classification. The fact that it contains active star-forming regions, traced by the compact HII regions detected towards it, is also at odds with it being a classical dE. The current Star Formation Rate (SFR), as derived from the H $\alpha$  luminosity and the conversion factor of Kennicutt (1998), is however low: about 0.001 M $_{\odot}$  yr<sup>-1</sup>. The SFR derived from the GALEX FUV band, which is a measure for SF over a longer time scale of  $\sim 100$  Myr, reaches a consistent

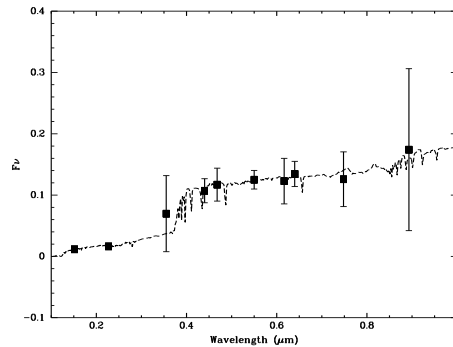
<sup>6</sup> Since the metallicity of VCC 2062 is about solar, this conversion factor may also apply for this specific environment.

value of  $0.002 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . These estimates assume continuous star formation, with a Salpeter initial mass function and mass cut-offs below  $0.1$  and above  $100 M_{\odot}$ . The gas consumption time or inverse of the star formation efficiency, defined as the ratio between the molecular gas mass and the Star Formation Rate, is as long as  $\sim 10^{10}$  years, a factor of 5 higher than in local large spirals (Kennicutt 1998).

The composite *BVR* image of Fig. 3 shows, except for the three knots of current star-formation, a rather uniform and blue colour of  $B - V = 0.35$ . We used the evolutionary synthesis code PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997) to roughly estimate the mean age of this background stellar population. We carried out the aperture photometry of the North-Eastern region of VCC 2062 located outside its HII regions, in order not to be polluted by the latest star formation episodes. Our photometric database consists of 10 data points from the far-UV to the very near-infrared but lacks data in the near and mid-IR (see Fig. 8). With such a limited spectral range, the Spectral Energy Distribution can be fit with several scenarios for the Star Formation History. For reasons explained later, we tested the hypothesis that the bulk of the stars in the object (outside the current SF regions) were formed during a single episode of star formation. We varied the time of the onset of the starburst, the time scale of its decay and the extinction. We assumed a roughly solar metallicity, as suggested by the observations of the HII regions. The data are consistent with the hypothesis that the bulk of the background stars were formed about 0.3 Gyr ago and rule out a very old stellar component. The fitted extinction is low, which is consistent with that derived from the Balmer decrement in the HII regions. Of course more complex scenarios involving secondary bursts are still possible.

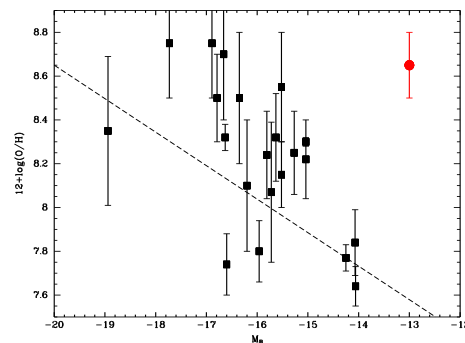
### 3.2.3. Metallicity

As was argued earlier, the metallicity of VCC 2062 estimated from the emission lines of its HII regions,  $12+\log(\text{O}/\text{H})=8.6-8.7$ , is roughly solar (see Sect. 2.4). There is a well established relation between the oxygen abundance and the stellar mass, as approximated by the absolute blue magnitude. Given that relation, as calibrated for instance by Lee et al. (2003) and the absolute magnitude of VCC 2062, one would have expected an oxygen abundance of 7.6, i.e. one dex below the measured value. Oxygen abundances have been measured in a number of star-forming dwarf galaxies in the Virgo Cluster (see Fig 9). Vílchez (1995) noted a tendency for them to be over-abundant with respect to isolated dwarfs. This trend, clearly visible in Fig 9, has also been seen in other clusters (e.g. Duc et al. 2001; Iglesias-Páramo et al. 2003) and can be accounted for by various hypotheses: confinement effects by the intra-cluster medium, disruption of previously more massive and more metal rich galaxies or a tidal origin. Fig. 9 indicates that, compared to the other



**Fig. 8.** Spectral Energy Distribution of a sub-region of VCC 2062 located to the North-East of its current star forming regions (see Fig. 3). Flux units are in mJy. Assuming a single burst model, the SED of the old stellar component is best fit by a model with an instantaneous burst which occurred about 0.3 Gyr ago. The corresponding synthesised spectrum is shown as a dashed curve.

dwarfs in Virgo, VCC 2062 falls even more way off the metallicity–luminosity relation.



**Fig. 9.** Estimated metallicity versus absolute blue magnitude for a sample of dwarf galaxies in the Virgo Cluster. All oxygen abundances were taken from Lee et al. (2003) and Vílchez & Iglesias-Páramo (2003). The error bars were taken from these references unless a range of metallicities was given. In that case, a systematic error of 0.1 dex has been added. The absolute blue magnitudes were taken from the Virgo GOLD Mine Database (Gavazzi et al. 2003). Only objects at an estimated distance of 17 Mpc are included in this plot. VCC 2062 is shown as the red filled circle. The dashed line is the fit to the metallicity–luminosity relation established by Lee et al. (2003) for a sample of nearby dwarf irregular galaxies.

### 3.2.4. Dynamical and luminous masses

Previous estimates of the dynamical mass of VCC 2062, as derived from the HI spectra, show an amazingly large range of values: from as large as  $1.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ , and a ratio of  $M_{\text{dyn}}/L_{\text{B}}$  of about 300 (Hoffman et al. 1993), to much more modest values of  $M_{\text{dyn}} = 9 \times 10^8 M_{\odot}$  and  $M_{\text{dyn}}/L_{\text{B}}$  of about 80 (Conselice et al. 2003). Such discrepancies may partly be due to the fact that HI datacubes with different spatial and spectral resolution were used. The main source of uncertainty then comes from the way the HI was assumed to be associated with the dwarf. As indicated in Sect. 3.1.2, we only consider that HI component which appears kinematically detached from the tail, which seems to indicate to be in rotation, and which spatially coincides with the optical counterpart of VCC 2062. This component exhibits a well defined velocity gradient (see Fig. 6) of  $42 \text{ km s}^{-1}$  over a diameter of 4.2 kpc. The velocities were determined from the envelope at 50% of the HI peak level, as in Bournaud et al. (2007) and a “background” large-scale velocity gradient of  $4 \text{ km s}^{-1}$  across VCC 2062 was subtracted to correct for any streaming motions along the tail. We derive a range of dynamical masses  $M_{\text{dyn}} = R \times ((V_{\text{rot}}/\sin(i))^2 + \sigma^2)/G = 3 - 4 \times 10^8 M_{\odot} \pm 1 \times 10^8 M_{\odot}$ . We assumed a velocity dispersion  $\sigma$  of the ISM of about  $8 \text{ km s}^{-1}$  (in agreement with the measured FWHM of  $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ ), and an inclination  $i$  between 45 and 60 degrees, based on the optical morphology. The error takes into account the signal to noise of the HI and the systematic error of the method, as estimated from numerical simulations (for details see Bournaud et al. 2007). This dynamical – or total – mass may be compared to the luminous one which is wholly dominated by the atomic hydrogen. Including a contribution by Helium, the neutral atomic component amounts to  $1.0 \times 10^8 M_{\odot}$  (see Sect. 3.2.1). The molecular mass inferred from the CO emission, assuming a galactic  $N_{\text{H}_2}/I_{\text{CO}}$  ratio, is  $0.2 \times 10^8 M_{\odot}$ , again corrected for Helium. Simply assuming a stellar M/L ratio of 1, we infer from the blue luminosity of the optical counterpart of VCC 2062 a stellar mass of  $0.2 \times 10^8 M_{\odot}$ . A more realistic value may in principle be obtained from fitting the full Spectral Energy Distribution with the evolutionary synthesis code PEGASE, as described in Sect. 3.2.2. Doing this exercise, we estimate a slightly higher stellar mass, in the range of  $0.3 - 0.7 \times 10^8 M_{\odot}$  (Boquien 2007). This estimate is however strongly model dependent and the star formation history is not very well constrained by the data. The contribution of the other ingredients – dust, ionised gas – is negligible. Depending on the assumed inclination and stellar mass, the total luminous mass accounts for between half and one third of the dynamical mass. Compared to other dwarf galaxies which are known to be dark matter dominated, the  $M_{\text{dyn}}/M_{\text{vis}}$  ratio is low. One should note however that this value has been obtained more or less at the optical radius of the galaxy, while in isolated (massive) galaxies, dark matter becomes dominant at larger radii.

## 4. Discussion

In many respects, the properties of VCC 2062 are at odds with those of other dwarf galaxies in the Virgo Cluster. First of all, it belongs to a large, complex HI structure. With respect to its optical luminosity, its molecular gas content and metallicity are much higher than expected. Finally, its dynamical to luminous mass is atypical. We discuss here the various possible origins for VCC 2062, which may account for all these anomalies. We discuss the following hypotheses: VCC 2062 could be a pre-existing dwarf galaxy, a tidally disrupted low surface brightness galaxy or a recycled galaxy made out of material expelled by either ram pressure or tidal forces.

### 4.1. A pre-existing dwarf galaxy?

VCC 2062 has the optical luminosity ( $M_{\text{B}}=-13$ ) and even total mass ( $M_{\text{dyn}}=3-4 \times 10^8 M_{\odot}$ ) of a dwarf galaxy, forming stars at a rather modest rate ( $\text{SFR}=10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ). It could then be one of the numerous “old”, pre-existing, dwarf irregular galaxies so far discovered in the Virgo Cluster. Would that be the case, it would be very unlikely that all of the HI in which it apparently is embedded would originally have come from the dwarf: it would have had an  $M_{\text{HI}}/L_{\text{B}}$  ratio greater than 30, more than 50 times the average value of the Virgo dIrrs (Conselice et al. 2003). Besides, the tidal forces exerted during the encounter between a dwarf with the mass of VCC 2062 and a galaxy like NGC 4694 are not strong enough to expel from the latter large quantities of gas. Therefore such a scenario implies that VCC 2062 is by chance currently embedded in an HI tail that had been formed before by an unrelated event.

The strongest arguments put forward to firmly exclude the hypothesis that VCC 2062 is a pre-existing dwarf are its oxygen abundance — one dex too high with respect to dwarfs of the same luminosity and mass (see Fig. 9) —, and the strong intensity of its CO lines (see Sect. 3.2.1).

### 4.2. A tidally disrupted low surface brightness spiral galaxy?

If the metallicity and CO content of VCC 2062 are inconsistent with it being a pre-existing dwarf, could it still be the remnant of a pre-existing more massive, metal and gas rich object that would have suffered from a severe tidal disruption? Such a scenario sounds attractive. The collision between NGC 4694 and the progenitor of VCC 2062 may have formed the large HI tail that now links the two galaxies. The low optical luminosity of the remnant could be accounted for if, before the interaction, it was a late-type, low-surface brightness spiral. Dispersed, its old stars would have become invisible on our optical images. This would hence not contradict the results of our SED fitting exercise: the lack of an old stellar population in VCC 2062 (see Sect. 3.2.2).



A convincing argument against this scenario is however the small dynamical mass inferred from the rotation curve of the HI still associated with the optical object:  $M_{\text{dyn}} = 3 - 4 \times 10^8 M_{\odot}$  is much too low for a spiral, even a small one. Contrary to the stellar component initially located in a disk, there is no easy way to get rid of the dark matter halo in the initial phase of a tidal interaction, and thus the dynamical mass should not dramatically decrease during the collision. In fact, tidal forces perturb the global gas motions and can cause local velocity increases, leading to an over-estimate of the dynamical mass. They also increase the velocity dispersion of the individual clouds (Mihos & Hernquist 1996; Kronberger et al. 2006) and the turbulence of the ISM (Elmegreen et al. 1993). Last but not least, the rather small widths of the individual HI and CO lines towards VCC 2062, of about  $20 \text{ km s}^{-1}$  for the HI component (FWHM) and  $15 \text{ km s}^{-1}$  (FWHM) for the CO component, rather indicate that the local gas is not very perturbed or at least has had time to settle down.

#### 4.3. A recycled dwarf galaxy?

If VCC 2062 is not the remnant of a larger galaxy, where does the pre-enriched material it is composed of come from? A natural candidate is the nearby massive galaxy NGC 4694 to which it is linked by a gaseous bridge. Actually there is no other gas provider in the neighbourhood, as shown in Fig. 5. In clusters of galaxies, several mechanisms may in principle contribute to remove gas from a galaxy: ram pressure, galactic harassment and tidal interactions. Once in the intracluster medium, this gas may be recycled to form “intergalactic stars”, and even, if abundant enough, a new generation of dwarf galaxies.

##### 4.3.1. Made out of ram pressure stripped gas?

The interstellar gas of galaxies moving through the intracluster medium feels the pressure of the latter. Such ram pressure strips the galaxies from their gas reservoirs and causes it to be lost to the Intra-Cluster Medium (ICM) in directions opposite to the cluster core. Examples of ram-pressure induced streams of atomic hydrogen are numerous in the Virgo Cluster; the morphology of some of these show some similarities with the long one-sided HI tail in the NGC 4694/VCC 2062 system (e.g. Vollmer 2007; Chung et al. 2007, and references therein). One potential problem with the claim that ram pressure is responsible for the formation of the HI bridge is the location of NGC 4694 in the outermost regions of Virgo, at more than 1 Mpc from the cluster core. The ICM density is locally too low to efficiently remove gas from spiral disks. The confirmed ram-pressure stripped galaxies known in Virgo usually lie in regions where the ICM is denser with some interesting exceptions: NGC 4654 the ISM of which may have suffered weak ram pressure, combined with stronger tidal effects (Soida et al. 2006) and NGC 4522, despite ly-

ing at more than 1 Mpc from the cluster core, has recently been subject to strong ram pressure, according to radio continuum polarimetry and a model by Vollmer et al. (2006). The proposed scenarios to account for its stripping include a high velocity of the galaxy with respect to the cluster or internal motions within the ICM itself (due to an infalling substructure) which could enhance the ram pressure by a factor of three (Kenney et al. 2004). There is however no indication that a similar phenomenon has occurred in the case of NGC 4694.

The main argument against the ram pressure hypothesis is the internal structure of the HI tail which differs from the streams made of ram-pressure stripped gas: they have usually a much lower column density, just reaching the threshold to collapse and form stars (Vollmer & Huchtmeier 2003; Kemp et al. 2005), but not high enough to form a gravitationally bound object as massive as a dwarf galaxy.

##### 4.3.2. A tidal origin?

The high-speed collisions responsible for the so-called galactic harassment process in clusters may produce single-tailed gaseous filaments as shown by Bekki et al. (2005) and more recently by Duc & Bournaud (2007). However a tail as massive and structured as the one emanating from NGC 4694 is best explained by a tidal interaction involving a slow encounter resulting in a merger. VCC 2062 would then be a Tidal Dwarf Galaxy.

Obviously a tidal collision involves two partners, and as previously mentioned, NGC 4694 is the only massive galaxy in the vicinity. The closest one, NGC 4733, is a low luminosity elliptical galaxy lying at a projected distance of  $42'$  (200 kpc). Thus the tidal hypothesis requires NGC 4694 be an old merger. Indeed, the galaxy exhibits many signs of disturbances that could be explained by a past collision: irregular isophotes, a lopsidedness towards the direction of the HI tail, prominent dust lanes (see Fig. 5), an exceptionally small rotation velocity (Rubin et al. 1999) and recent star formation near the nucleus, as traced by  $H\alpha$ , far-ultraviolet emission (see Fig. 1) and mid-infrared emission (Boselli et al. 2003). Since a stellar disk is still visible, it is unlikely that it is the result of a major merger between equal mass galaxies. According to the numerical simulations of Bournaud & Duc (2006), collisions between galaxies with mass ratios of 1:5 could at the same time cause relatively strong morphological disturbances in the primary galaxy and form in the tidal tail of the accreted companion a massive tidal object. There is a hint that the building material of VCC 2062 rather came from the accreted companion of NGC 4694: were NGC 4694 itself be the parent galaxy, the recycled dwarf should – statistically – lie, in projection, closer to the major axis of its progenitor (and thus in 3D near the disk plane), and not perpendicular to it as observed. For any given system, TDGs may end up at a location well above

the plane but this situation is very rare (Bournaud & Duc 2006).

The fact that NGC 4694 exhibits a single nucleus puts some constraints on the age of the collision. A complete merger takes time, typically 0.5 Gyr. Such an age would actually be consistent with the absence of a well defined stellar tail associated with the HI debris. Any tail will have fallen back already or have dispersed. Alternatively, the accreted companion was particularly gas rich and HI dominated in its external regions which are the most affected ones during a tidal interaction.

In many respects, the tidal hypothesis is an attractive one for the origin of VCC 2062. First, general numerical simulations of collisions indicate that it is a viable scenario: TDGs may form in unequal mass mergers out of material pulled out from the accreted companion. Moreover it best explains many observational facts: in particular the morphology of NGC 4694, and the high metallicity and molecular gas content of VCC 2062 with respect to its optical luminosity. The predicted age of the merger (several hundreds of Myr) is actually consistent with the mean age estimated for the background stellar population of the dwarf (see Sect. 3.2.2). The ratio between its dynamical and luminous masses, estimated to be of order 2–3, is much lower than for field dwarf galaxies. In fact, TDGs are predicted to be essentially free of dark matter. They are composed of material mainly coming from the rotating disks of their parent galaxies and contain only a tiny fraction of dark matter initially located in their pressure supported halos. The finding that there may be a dark component present in VCC 2062 is not necessarily a problem. In fact, it fits with the recent discovery by Bournaud et al. (2007) of missing mass in the collisional debris of NGC 5291. Their observations favour the presence of a dark component in spiral disks, possibly in the form of cold molecular hydrogen, that would thus end up in tidal tails, would a collision occur. The missing mass measured in VCC 2062 from the HI data is actually of the same order as in the recycled dwarfs around NGC 5291.

The precise shape of the HI tidal bridge in the NGC 4694/VCC 2062 system remains a puzzle. A numerical model of the collision would probably have a hard time matching its many features<sup>7</sup>. Whereas previous numerical simulations succeeded in reproducing the kinematically decoupled part of tidal tails — at the origin of TDGs (Duc et al. 2004), and observed towards VCC 2062 — they rarely form tails as thick as the one associated with NGC 4694. West of the dwarf its extent in the N–S direction reaches more than 10 kpc while the length of the tail is only 30 kpc. Such a low aspect ratio is unusual for a tidal tail but, in principle, could be explained by projection effects. Two branches are actually visible just West of NGC 4694. Unfortunately, the very regular ve-

locity field there – the two features have similar velocities (van Gorkom et al., in prep.) – is not really consistent with that predicted by projection effects (Bournaud et al. 2004). Clearly additional processes may have occurred to create the puzzling morphology of the tail. While ram-pressure is unlikely to be at the origin of the tail, as argued previously, it may still have played a role in shaping it.

## 5. Conclusions

We have presented a multi-wavelength analysis of the peculiar elongated HI structure located in the ICM close to NGC 4694, a disturbed early type galaxy located in the outskirts of the Virgo Cluster. The gaseous tail exhibits two main condensations. One of them, with an HI mass of  $7.0 \times 10^7 M_{\odot}$ , appears kinematically detached from the rest of the stream. A well-defined velocity gradient suggests that the object is gravitationally bound and rotating. A strong CO signal was detected with the IRAM 30m antenna towards the HI peak. We mapped this molecular component which, using a standard galactic conversion factor of  $N_{\text{H}_2}/I_{\text{CO}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , amounts to about 30% of the mass of atomic hydrogen. The optical counterpart – a low surface brightness blue object – corresponds to the previously identified and catalogued faint dwarf galaxy VCC 2062. An H $\alpha$  map exhibits three compact star formation knots. We measured the optical spectra of their HII regions and determined from the emission lines an oxygen abundance close to solar.

The properties of VCC 2062 significantly differ from those of other dwarf irregulars studied in the Virgo Cluster. Its high metallicity and the strong CO signal indicate that it is made of material that has been pre-enriched in a larger galaxy. Its dynamical and structural properties exclude that it is simply the remnant of a tidally destroyed spiral. A much more likely hypothesis is that it is a recycled object made after the gravitational collapse of gas clouds expelled in the intra-cluster medium by a tidal process. The gas provider was most probably the nearby galaxy NGC 4694 or rather a companion which has now merged with NGC 4694. Indeed several hints exist that NGC 4694 is an old merger which accreted several hundred Myr ago a gas-rich companion. According to this hypothesis, VCC 2062 would have been formed out of the clouds lost by the latter galaxy during the tidal interaction. Numerical simulations indicate that such a scenario is plausible and would account for many of the observed properties of the dwarf. An ad hoc model of this old collision will be difficult to carry out since several other processes such as ram pressure might have also played a role.

The discovery of a Tidal Dwarf Galaxy in the Virgo Cluster is interesting on several accounts. First of all, it would prove that such objects may be formed in the cluster environment which is a priori not very favourable for the formation of massive and structured tidal tails (Mihos 2004) and therefore of Tidal Dwarf Galaxies. Indeed the cluster potential well contributes to disperse the tidal de-

<sup>7</sup> Carrying out such a model would be particularly difficult given the lack of knowledge for many key parameters of the collision. This likely old merger has lost the memory of the initial conditions of the encounter.

bris which becomes too loose to form a bound object. Besides, if VCC 2062 is indeed a TDG, it should be a rather “old” one since its parent galaxies have already merged. Numerical simulations predict that a fraction of tidal objects can survive a high infant mortality and those that are not destroyed during the few first hundred Myr after the collision may orbit around their parents for several Gyr, like classical satellites. However, such survivors are difficult to identify; most of the TDG candidates so far observed are still in their infancy. VCC 2062, which was probably formed more than several hundreds of Myr ago, qualifies for being such an old TDG, proving that these objects do exist. Finally, VCC 2062 would also be one of the nearest TDG so far identified. Its proximity makes it an ideal laboratory to carry out studies requiring a high spatial resolution: among them the search for dark matter in tidal debris which tells about the DM content of spiral disks.

*Acknowledgements.* This research has made use of the GOLD Mine (Gavazzi et al. 2003), SDSS, WIKISKY.ORG and NED Databases. Funding for the SDSS and SDSS-II has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, the U.S. Department of Energy, the National Aeronautics and Space Administration, the Japanese Monbukagakusho, the Max Planck Society, and the Higher Education Funding Council for England. The NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration. We are particularly grateful to the VIVA team, especially to Aeree Chung, who sent us a preliminary HI datacube before the VLA data became public. We thank Jacqueline van Gorkom, Jeffrey Kenney and Bernd Vollmer for their feedback on the paper. This work has benefited much from the input of Frédéric Bournaud on the dark matter content of VCC 2062 and Giovanna Temporin who obtained and reduced the Asiago/Copernicus image of the system. We thank our referee, F. La Barbera, for his careful reading of the manuscript and suggestions for clarification. UL acknowledges support by the Spanish Ministry of Education and Science via projects AYA2004-08251-C02-00, ESP2003-00915 and by the Junta de Andalucía.

## References

- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in ASP Conf. Ser. 336: Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, ed. T. G. Barnes, III & F. N. Bash
- Bekki, K., Koribalski, B. S., & Kilborn, V. A. 2005, MNRAS, 363, L21
- Belokurov, V., Zucker, D. B., Evans, N. W., et al. 2007, ApJ, 654, 897
- Binggeli, B., Sandage, A., & Tammann, G. A. 1985, AJ, 90, 1681
- Boquien, M. 2007, PhD thesis, Université Paris Diderot
- Boquien, M., Duc, P.-A., Braine, J., et al. 2007, A&A, 467, 93
- Boselli, A., Boissier, S., Cortese, L., et al. 2005, ApJ, 623, L13
- Boselli, A., Lequeux, J., & Gavazzi, G. 2002, A&A, 384, 33
- Boselli, A., Sauvage, M., Lequeux, J., Donati, A., & Gavazzi, G. 2003, A&A, 406, 867
- Bournaud, F. & Duc, P.-A. 2006, A&A, 456, 481
- Bournaud, F., Duc, P.-A., Amram, P., Combes, F., & Gach, J.-L. 2004, A&A, 425, 813
- Bournaud, F., Duc, P.-A., Brinks, E., et al. 2007, Science, 316, 1166
- Braine, J., Duc, P.-A., Lisenfeld, U., et al. 2001, A&A, 378, 51
- Braine, J., Lisenfeld, U., Duc, P.-A., & Leon, S. 2000, Nature, 403, 6772
- Cayatte, V., van Gorkom, J. H., Balkowski, C., & Kotanyi, C. 1990, AJ, 100, 604
- Chung, A., van Gorkom, J. H., Kenney, J. D. P., & Vollmer, B. 2005, in ASP Conf. Ser., Vol. 331, Extra-Planar Gas, ed. R. Braun, 275 (arXiv:astro-ph/0507592)
- Chung, A., van Gorkom, J. H., Kenney, J. D. P., & Vollmer, B. 2007, ApJ, 659, L115
- Combes, F., Dupraz, C., Casoli, F., & Pagani, L. 1988, A&A, 203, 9
- Conselice, C. J., O’Neil, K., Gallagher, J. S., & Wyse, R. F. G. 2003, ApJ, 591, 167
- Cortese, L., Gavazzi, G., Boselli, A., & Iglesias-Paramo, J. 2004, A&A, 416, 119
- Denicoló, G., Terlevich, R., & Terlevich, E. 2002, MNRAS, 330, 69
- Dickman, R. L., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1986, ApJ, 309, 326
- Duc, P.-A. & Bournaud, F. 2007, ApJ, submitted
- Duc, P.-A., Bournaud, F., & Boquien, M. 2007, in IAU Symposium, Vol. 237, IAU Symposium, ed. B. G. Elmegreen & J. Palous, 323 (arXiv:astro-ph/0610047)
- Duc, P.-A., Bournaud, F., & Masset, F. 2004, A&A, 427, 803
- Duc, P.-A., Cayatte, V., Balkowski, C., et al. 2001, A&A, 369, 763
- Edmunds, M. G. & Pagel, B. E. J. 1984, MNRAS, 211, 50
- Elmegreen, B. G., Kaufman, M., & Thomasson, M. 1993, ApJ, 412, 90
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, A&A, 326, 950
- Gavazzi, G., Boselli, A., Donati, A., Franzetti, P., & Scodreggio, M. 2003, A&A, 400, 451
- Gerhard, O., Arnaboldi, M., Freeman, K. C., & Okamura, S. 2002, ApJ, 580, L121
- Haynes, M. P., Giovanelli, R., & Kent, B. R. 2007, ApJL, in press, arXiv:0707.0113
- Hibbard, J. E., van der Hulst, J. M., Barnes, J. E., & Rich, R. M. 2001, AJ, 122, 2969
- Hoffman, G. L., Helou, G., Salpeter, E. E., & Sandage, A. 1985, ApJ, 289, L15
- Hoffman, G. L., Lu, N. Y., Salpeter, E. E., et al. 1993, AJ, 106, 39

- Hoffman, G. L., Salpeter, E. E., Farhat, B., et al. 1996, *ApJS* , 105, 269
- Hunter, D. A., Hunsberger, S. D., & Roye, E. W. 2000, *ApJ* , 542, 137
- Iglesias-Páramo, J., van Driel, W., Duc, P.-A., et al. 2003, *A&A* , 406, 453
- Kemp, S. N., de la Fuente, E., Franco-Balderas, A., & Meaburn, J. 2005, *ApJ* , 624, 680
- Kenney, J. D. P., van Gorkom, J. H., & Vollmer, B. 2004, *AJ* , 127, 3361
- Kennicutt, R. C., J. 1998, *ARA&A* , 36, 189
- Kent, B. R., Giovanelli, R., Haynes, M. P., et al. 2007, *ApJL*, in press, arXiv:0707.0109
- Koopmann, R. A., Kenney, J. D. P., & Young, J. 2001, *ApJS* , 135, 125
- Kronberger, T., Kapferer, W., Schindler, S., et al. 2006, *A&A* , 458, 69
- Kroupa, P. 1997, *New Astronomy*, 2, 139
- Lee, H., McCall, M. L., & Richer, M. G. 2003, *AJ* , 125, 2975
- Lisenfeld, U., Braine, J., Duc, P.-A., et al. 2002, *A&A* , 394, 823
- Makarova, L. N., Grebel, E. K., Karachentsev, I. D., et al. 2002, *A&A* , 396, 473
- Mateo, M. L. 1998, *ARA&A* , 36, 435
- Mayer, L., Kazantzidis, S., Mastrogiuseppe, C., & Wadsley, J. 2007, *Nature* , 445, 738
- Mei, S., Blakeslee, J. P., Côté, P., et al. 2007, *ApJ* , 655, 144
- Metz, M. & Kroupa, P. 2007, *MNRAS* , 376, 387
- Mihos, C. 2004, in *IAU Symposium 217, Recycling intergalactic and interstellar matter*, ed. P. A. Duc, J. Braine, & E. Brinks (ASP), 390 (arXiv:astro-ph/0401557)
- Mihos, J. C. & Hernquist, L. 1996, *ApJ* , 464, 641
- Minchin, R., Davies, J., Disney, M., et al. 2005, *ApJ* , 622, L21
- Minchin, R., Davies, J., Disney, M., et al. 2007, *ArXiv e-prints*, 706, 1586
- Mirabel, I. F., Dottori, H., & Lutz, D. 1992, *A&A*, 256, L19
- Oosterloo, T. & van Gorkom, J. 2005, *A&A* , 437, L19
- Rubin, V. C., Waterman, A. H., & Kenney, J. D. P. 1999, *AJ* , 118, 236
- Sabatini, S., Davies, J., van Driel, W., et al. 2005, *MNRAS* , 357, 819
- Soida, M., Otmianowska-Mazur, K., Chyży, K., & Vollmer, B. 2006, *A&A* , 458, 727
- van Driel, W. & van Woerden, H. 1989, *A&A*, 225, 317
- Vílchez, J. M. 1995, *AJ* , 110, 1090
- Vílchez, J. M. & Iglesias-Páramo, J. 2003, *ApJS* , 145, 225
- Vollmer, B. 2007, in *IAU Symposium, Vol. 235, IAU Symposium*, ed. F. Combes & J. Palous, 155–159
- Vollmer, B. & Huchtmeier, W. 2003, *A&A* , 406, 427
- Vollmer, B., Soida, M., Otmianowska-Mazur, K., et al. 2006, *A&A* , 453, 883
- Walter, F., Martin, C. L., & Ott, J. 2006, *AJ* , 132, 2289

**List of Objects**

- ‘NGC 4038/39’ on page 2
- ‘NGC 4402’ on page 2
- ‘NGC 4388’ on page 2
- ‘NGC 4254’ on page 2
- ‘NGC 4438/35’ on page 2
- ‘NGC 4567/68’ on page 2
- ‘NGC 4694’ on page 2
- ‘VCC 2062’ on page 2
- ‘NGC 4654’ on page 11
- ‘NGC 4522’ on page 11
- ‘NGC 4733’ on page 11



---

# Bibliographie

- L. J. Allamandola, G. G. M. Tielens et J. R. Barker. Interstellar polycyclic aromatic hydrocarbons - The infrared emission bands, the excitation/emission mechanism, and the astrophysical implications. *ApJS*, 71:733–775, décembre 1989. 24
- A. Aloisi, F. Annibali, J. Mack, M. Tosi, R. van der Marel, G. Clementini, R. Contreras, G. Fiorentino, M. Marconi, I. Musella et A. Saha. A New Deep HST/ACS CMD of I Zw 18 : Evidence for Red Giant Branch Stars. *ArXiv Astrophysics e-prints*, février 2007. 10
- P. Anders et U. Fritze-v. Alvensleben. Spectral and photometric evolution of young stellar populations : The impact of gaseous emission at various metallicities. *A&A*, 401:1063–1070, avril 2003. 40, 41, 50, 100
- P. André. The Initial Conditions for Protostellar Collapse : Observational Constraints. Dans J. Bouvier et J.-P. Zahn, éditeurs, *EAS Publications Series*, volume 3 de *EAS Publications Series*, pages 1–38, 2002. xi, 8
- P. André, D. Ward-Thompson et M. Barsony. From Prestellar Cores to Protostars : the Initial Conditions of Star Formation. *Protostars and Planets IV*, pages 59–+, mai 2000. 7
- P. N. Appleton et C. Struck-Marcell. Models of ring galaxies. I - The growth and disruption of clouds in the expanding density wave. *ApJ*, 318:103–123, juillet 1987. 18
- P. N. Appleton et C. Struck-Marcell. Collisional Ring Galaxies. *Fundamentals of Cosmic Physics*, 16:111–220, 1996. 18
- P. N. Appleton, K. C. Xu, W. Reach, M. A. Dopita, Y. Gao, N. Lu, C. C. Popescu, J. W. Sulentic, R. J. Tuffs et M. S. Yun. Powerful High-Velocity Dispersion Molecular Hydrogen Associated with an Intergalactic Shock Wave in Stephan’s Quintet. *ApJ Lett.*, 639:L51–L54, mars 2006. 15, 54
- H. Arp. *Atlas of peculiar galaxies*. Pasadena : California Inst. Technology, 1966, 1966. 18, 57, 60, 67
- H. C. Arp. Ejection of Small Compact Galaxies from Larger Galaxies. Dans D. S. Evans, D. Wills et B. J. Wills, éditeurs, *External Galaxies and Quasi-Stellar Objects*, volume 44 de *IAU Symposium*, pages 380–+, 1972. 57
- E. Athanassoula et A. Bosma. Shells and rings around galaxies. *ARA&A*, 23:147–168, 1985. 18
- J. Bally et H. Zinnecker. The Birth of High-Mass Stars : Accretion and/or Mergers ? *AJ*, 129:2281–2293, mai 2005. 9
- J. E. Barnes et L. Hernquist. Formation of dwarf galaxies in tidal tails. *Nature*, 360:715–717, décembre 1992. 15, 17
- N. Bastian, R. P. Saglia, P. Goudfrooij, M. Kissler-Patig, C. Maraston, F. Schweizer et M. Zoccali. Dynamical mass estimates for two luminous star clusters in galactic merger remnants. *A&A*, 448:881–891, mars 2006. 67
- J. Bicker et U. Fritze-v. Alvensleben. Metallicity dependent calibrations of flux based SFR tracers. *A&A*, 443: L19–L23, décembre 2005. 22
- A. Blaauw. On the origin of the O- and B-type stars with high velocities (the “run-away” stars), and some related problems. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 15:265–+, mai 1961. 9
-

- S. Boissier, N. Prantzos, A. Boselli et G. Gavazzi. The star formation rate in disc galaxies : thresholds and dependence on gas amount. *MNRAS*, 346:1215–1230, décembre 2003. 10
- I. A. Bonnell et M. R. Bate. Star formation through gravitational collapse and competitive accretion. *MNRAS*, 370: 488–494, juillet 2006. 9
- I. A. Bonnell, M. R. Bate et H. Zinnecker. On the formation of massive stars. *MNRAS*, 298:93–102, juillet 1998. 9
- S. Bontemps, P. André, A. A. Kaas, L. Nordh, G. Olofsson, M. Hultgren, A. Abergel, J. Blommaert, F. Boulanger, M. Burgdorf, C. J. Cesarsky, D. Cesarsky, E. Copet, J. Davies, E. Falgarone, G. Lagache, T. Montmerle, M. Pérault, P. Persi, T. Prusti, J. L. Puget et F. Sibille. ISOCAM observations of the rho Ophiuchi cloud : Luminosity and mass functions of the pre-main sequence embedded cluster. *A&A*, 372:173–194, juin 2001. 9
- A. Boselli, S. Boissier, L. Cortese, A. Gil de Paz, V. Buat, J. Iglesias-Paramo, B. F. Madore, T. Barlow, L. Bianchi, Y.-I. Byun, J. Donas, K. Forster, P. G. Friedman, T. M. Heckman, P. Jelinsky, Y.-W. Lee, R. Malina, D. C. Martin, B. Milliard, P. Morrissey, S. Neff, R. M. Rich, D. Schiminovich, M. Seibert, O. Siegmund, T. Small, A. S. Szalay, B. Welsh et T. K. Wyder. GALEX Ultraviolet Observations of the Interacting Galaxy NGC 4438 in the Virgo Cluster. *ApJ Lett.*, 623:L13–L16, avril 2005. 69
- F. Bournaud et P.-A. Duc. From tidal dwarf galaxies to satellite galaxies. *A&A*, 456:481–492, septembre 2006. 15, 17, 96
- F. Bournaud, P.-A. Duc, P. Amram, F. Combes et J.-L. Gach. Kinematics of tidal tails in interacting galaxies : Tidal dwarf galaxies and projection effects. *A&A*, 425:813–823, octobre 2004. 15
- F. Bournaud, P.-A. Duc, E. Brinks, M. Boquien, P. Amram, U. Lisenfeld, B. S. Koribalski, F. Walter et V. Charmandaris. Missing Mass in Collisional Debris from Galaxies. *Science*, 316:1166–, mai 2007. 63
- F. Bournaud, P.-A. Duc et F. Masset. The large extent of dark matter haloes probed by the formation of tidal dwarf galaxies. *A&A*, 411:L469–L472, décembre 2003. 15, 17
- J. Braine, P.-A. Duc, U. Lisenfeld, V. Charmandaris, O. Vallejo, S. Leon et E. Brinks. Abundant molecular gas in tidal dwarf galaxies : On-going galaxy formation. *A&A*, 378:51–69, octobre 2001. 10, 15, 17, 63
- J. Braine, U. Lisenfeld, P.-A. Duc et S. Leon. Formation of molecular gas in the tidal debris of violent galaxy-galaxy interactions. *Nature*, 403:867–869, février 2000. 15, 17, 60
- B. R. Brandl, J. Bernard-Salas, H. W. W. Spoon, D. Devost, G. C. Sloan, S. Guilles, Y. Wu, J. R. Houck, D. W. Weedman, L. Armus, P. N. Appleton, B. T. Soifer, V. Charmandaris, L. Hao, J. A. M. S. J. Higdon et T. L. Herter. The Mid-Infrared Properties of Starburst Galaxies from Spitzer-IRS Spectroscopy. *ApJ*, 653:1129–1144, décembre 2006. 111
- B. R. Brandl, D. Devost, S. J. U. Higdon, V. Charmandaris, D. Weedman, H. W. W. Spoon, T. L. Herter, L. Hao, J. Bernard-Salas, J. R. Houck, L. Armus, B. T. Soifer, C. J. Grillmair et P. N. Appleton. Spitzer Infrared Spectrograph Spectroscopy of the Prototypical Starburst Galaxy NGC 7714. *ApJS*, 154:188–192, septembre 2004. 111
- G. Bruzual et S. Charlot. Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *MNRAS*, 344:1000–1028, octobre 2003. 40
- G. Bruzual A. et S. Charlot. Spectral evolution of stellar populations using isochrone synthesis. *ApJ*, 405:538–553, mars 1993. 40
- D. Calzetti, L. Armus, R. C. Bohlin, A. L. Kinney, J. Koornneef et T. Storchi-Bergmann. The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies. *ApJ*, 533:682–695, avril 2000. xii, 27, 42, 45, 47, 113
- D. Calzetti, R. C. Kennicutt, L. Bianchi, D. A. Thilker, D. A. Dale, C. W. Engelbracht, C. Leitherer, M. J. Meyer, M. L. Sosey, M. Mutchler, M. W. Regan, M. D. Thornley, L. Armus, G. J. Bendo, S. Boissier, A. Boselli, B. T. Draine, K. D. Gordon, G. Helou, D. J. Hollenbach, L. Kewley, B. F. Madore, D. C. Martin, E. J. Murphy, G. H. Rieke, M. J. Rieke, H. Roussel, K. Sheth, J. D. Smith, F. Walter, B. A. White, S. Yi, N. Z. Scoville, M. Polletta et D. Lindler. Star Formation in NGC 5194 (M51a) : The Panchromatic View from GALEX to Spitzer. *ApJ*, 633:871–893, novembre 2005. 25, 103, 104, 127
-

- D. Calzetti, R. C. Kennicutt, C. W. Engelbracht, C. Leitherer, B. T. Draine, L. Kewley, J. Moustakas, M. Sosey, D. A. Dale, K. D. Gordon, G. X. Helou, D. J. Hollenbach, L. Armus, G. Bendo, C. Bot, B. Buckalew, T. Jarrett, A. Li, M. Meyer, E. J. Murphy, M. Prescott, M. W. Regan, G. H. Rieke, H. Roussel, K. Sheth, J. D. T. Smith, M. D. Thornley et F. Walter. The Calibration of Mid-Infrared Star Formation Rate Indicators. *ApJ*, 666:870–895, septembre 2007. 25, 109, 120, 127
- C. Cao et H. Wu. Multiwavelength Study of Young Massive Star Clusters in the Interacting Galaxy Arp 24. *AJ*, 133:1710–1721, avril 2007. 104
- G. Chabrier. The Galactic Disk Mass Function : Reconciliation of the Hubble Space Telescope and Nearby Determinations. *ApJ Lett.*, 586:L133–L136, avril 2003. 40
- F. Combes, C. Dupraz, F. Casoli et L. Pagani. CO emission in NGC 4438 - A case for tidal stripping ? *A&A*, 203: L9–L12, septembre 1988. 69
- C. J. Conselice, K. O’Neil, J. S. Gallagher et R. F. G. Wyse. Galaxy Populations and Evolution in Clusters. IV. Deep H I Observations of Dwarf Elliptical Galaxies in the Virgo Cluster. *ApJ*, 591:167–184, juillet 2003. 69
- L. Cortese, G. Gavazzi, A. Boselli, P. Franzetti, R. C. Kennicutt, K. O’Neil et S. Sakai. Witnessing galaxy pre-processing in the local Universe : the case of a star-bursting group falling into Abell 1367. *A&A*, 453:847–861, juillet 2006. 14, 15
- D. A. Dale, A. Gil de Paz, K. D. Gordon, H. M. Hanson, L. Armus, G. J. Bendo, L. Bianchi, M. Block, S. Boissier, A. Boselli, B. A. Buckalew, V. Buat, D. Burgarella, D. Calzetti, J. M. Cannon, C. W. Engelbracht, G. Helou, D. J. Hollenbach, T. H. Jarrett, R. C. Kennicutt, C. Leitherer, A. Li, B. F. Madore, D. C. Martin, M. J. Meyer, E. J. Murphy, M. W. Regan, H. Roussel, J. D. T. Smith, M. L. Sosey, D. A. Thilker et F. Walter. An Ultraviolet-to-Radio Broadband Spectral Atlas of Nearby Galaxies. *ApJ*, 655:863–884, février 2007. 104
- R. de Grijs, J. T. Lee, M. C. Mora Herrera, U. Fritze-v. Alvensleben et P. Anders. Stellar populations and star cluster formation in interacting galaxies with the Advanced Camera for Surveys. *New Astronomy*, 8:155–171, février 2003. 15
- W. J. de Wit, L. Testi, F. Palla, L. Vanzì et H. Zinnecker. The origin of massive O-type field stars. I. A search for clusters. *A&A*, 425:937–948, octobre 2004. 9
- R. Descartes. *Le Monde ou Traité de la Lumière, Seconde Edition revue & corrigée*, pages 444–+. Charles Angot, Librairie Juré, rue S. Jacques, au Lion d’Or, 1677. 1
- F.-X. Desert, F. Boulanger et J. L. Puget. Interstellar dust models for extinction and emission. *A&A*, 237:215–236, octobre 1990. 24
- A. Dey, W. van Breugel, W. D. Vacca et R. Antonucci. Triggered Star Formation in a Massive Galaxy at  $Z = 3.8$  : 4C 41.17. *ApJ*, 490:698–+, décembre 1997. 14
- P. di Matteo, F. Combes, A.-L. Melchior et B. Semelin. Star formation efficiency in galaxy interactions and mergers : a statistical study. *A&A*, 468:61–81, juin 2007. 11
- M. A. Dopita et R. S. Sutherland. Spectral Signatures of Fast Shocks. II. Optical Diagnostic Diagrams. *ApJ*, 455: 468–+, décembre 1995. 55
- B. T. Draine. Interstellar Dust Grains. *ARA&A*, 41:241–289, 2003. xi, 24
- P.-A. Duc. *Génèse de galaxies naines dans les systèmes en interaction*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1995. 67
- P.-A. Duc, F. Bournaud et F. Masset. A top-down scenario for the formation of massive Tidal Dwarf Galaxies. *A&A*, 427:803–814, décembre 2004. xi, 15, 16, 17
- P.-A. Duc, E. Brinks, V. Springel, B. Pichardo, P. Weilbacher et I. F. Mirabel. Formation of a Tidal Dwarf Galaxy in the Interacting System Arp 245 (NGC 2992/93). *AJ*, 120:1238–1264, septembre 2000. 15, 60, 88, 90, 91, 109
-



- P.-A. Duc, E. Brinks, J. E. Wink et I. F. Mirabel. Gas segregation in the interacting system ARP 105. *A&A*, 326: 537–553, octobre 1997. 15, 57
- P.-A. Duc et I. F. Mirabel. Recycled galaxies in the colliding system ARP 105. *A&A*, 289:83–93, septembre 1994. 15, 57, 84, 86
- P.-A. Duc et I. F. Mirabel. Young tidal dwarf galaxies around the gas-rich disturbed lenticular NGC 5291. *A&A*, 333:813–826, mai 1998. 50, 63, 92, 107, 115, 116
- Y. N. Efremov. Star Complexes and Associations : Fundamental and Elementary Cells of Star Formation. *AJ*, 110: 2757–+, décembre 1995. 9
- Y. N. Efremov et B. G. Elmegreen. Hierarchical star formation from the time-space distribution of star clusters in the Large Magellanic Cloud. *MNRAS*, 299:588–594, septembre 1998. 9
- D. Elbaz, C. J. Cesarsky, P. Chaniel, H. Aussel, A. Franceschini, D. Fadda et R. R. Chary. The bulk of the cosmic infrared background resolved by ISOCAM. *A&A*, 384:848–865, mars 2002. 25
- B. G. Elmegreen. Star Formation from Galaxies to Globules. *ApJ*, 577:206–220, septembre 2002. 10, 11
- B. G. Elmegreen. The Initial Mass Function in Starbursts. Dans R. de Grijs et R. M. González Delgado, éditeurs, *ASSL Vol. 329 : Starbursts : From 30 Doradus to Lyman Break Galaxies*, pages 57–+, mai 2005. 6
- B. G. Elmegreen et Y. N. Efremov. An Extension of Hierarchical Star Formation to Galactic Scales. *ApJ*, 466: 802–+, août 1996. 9
- B. G. Elmegreen, M. Kaufman et M. Thomasson. An interaction model for the formation of dwarf galaxies and 10 exp 8 solar mass clouds in spiral disks. *ApJ*, 412:90–98, juillet 1993. 11, 15, 17
- C. W. Engelbracht, K. D. Gordon, G. H. Rieke, M. W. Werner, D. A. Dale et W. B. Latter. Metallicity Effects on Mid-Infrared Colors and the 8  $\mu$ m PAH Emission in Galaxies. *ApJ Lett.*, 628:L29–L32, juillet 2005. xvii, xix, 104, 108, 109, 111, 112
- A. C. Fabian. A gravitational contribution to the cooling flow problem. *MNRAS*, 344:L27–L30, septembre 2003. 14
- M. Fellhauer et P. Kroupa. A possible formation scenario for the ultramassive cluster W3 in NGC 7252. *MNRAS*, 359:223–227, mai 2005. 67
- G. J. Ferland, K. T. Korista, D. A. Verner, J. W. Ferguson, J. B. Kingdon et E. M. Verner. CLOUDY 90 : Numerical Simulation of Plasmas and Their Spectra. *PASP*, 110:761–778, juillet 1998. 41
- A. Ferrara et E. Tolstoy. The role of stellar feedback and dark matter in the evolution of dwarf galaxies. *MNRAS*, 313:291–309, avril 2000. 117
- M. Fioc et B. Rocca-Volmerange. PEGASE : a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts. *A&A*, 326:950–962, octobre 1997. 41
- J.-J. Fleck et J. R. Kuhn. Parametric Dwarf Spheroidal Tidal Interaction. *ApJ*, 592:147–160, juillet 2003. 15
- P. C. Fragile, S. D. Murray, P. Anninos et W. van Breugel. Radiative Shock-induced Collapse of Intergalactic Clouds. *ApJ*, 604:74–87, mars 2004. 14
- U. Fritze-v. Alvensleben et A. Burkert. Globular clusters in mergers. *A&A*, 300:58–+, août 1995. 67
- U. Fritze-v. Alvensleben et P.-A. Duc. Tidal Dwarf Galaxies : Their Present State and Future Evolution. Dans T. Richtler et J. M. Braun, éditeurs, *The Magellanic Clouds and Other Dwarf Galaxies, Proceedings of the Bonn/Bochum-Graduiertenkolleg Workshop, held at the Physikzentrum Bad Honnef, Germany, January 19-22, 1998, Eds. : T. Richtler and J.M. Braun, Shaker Verlag, Aachen, ISBN 3-8265-4457-9, p. 141-145.*, pages 141–145, décembre 1998. 85, 87
-

- U. Fritze-v. Alvensleben et O. E. Gerhard. The star formation history of NGC 7252. *A&A*, 285:775–784, mai 1994. 67
- N. M. Förster Schreiber, H. Roussel, M. Sauvage et V. Charmandaris. Warm dust and aromatic bands as quantitative probes of star-formation activity. *A&A*, 419:501–516, mai 2004. 25
- F. Galliano, S. C. Madden, A. P. Jones, C. D. Wilson et J.-P. Bernard. ISM properties in low-metallicity environments. III. The spectral energy distributions of II Zw 40, He 2-10 and NGC 1140. *A&A*, 434:867–885, mai 2005. 24, 109, 127
- E. Gardan, J. Braine, K. F. Schuster, N. Brouillet et A. Sievers. Particularly Efficient Star Formation in M33. *ArXiv e-prints*, 707, juillet 2007. 128
- K. D. Gordon, G. C. Clayton, K. A. Misselt, A. U. Landolt et M. J. Wolff. A Quantitative Comparison of the Small Magellanic Cloud, Large Magellanic Cloud, and Milky Way Ultraviolet to Near-Infrared Extinction Curves. *ApJ*, 594:279–293, septembre 2003. xii, 42, 45
- J. M. Greenberg. *Interstellar Grains*, pages 221–+. Nebulae and interstellar matter. Edited by Barbara M. Middlehurst ; Lawrence H. Aller. Library of Congress Catalog Card Number 66-13879. Published by the University of Chicago Press, Chicago, ILL USA, 1968, p.221, janvier 1968. 24
- M. Hancock, B. J. Smith, C. Struck, M. L. Giroux, P. N. Appleton, V. Charmandaris et W. T. Reach. Large-Scale Star Formation Triggering in the Low-Mass Arp 82 System : A Nearby Example of Galaxy Downsizing Based on UV/Optical/Mid-IR Imaging. *AJ*, 133:676–693, février 2007. 104, 117
- P. Hennebelle, A. P. Whitworth, P. P. Gladwin et P. André. Protostellar collapse induced by compression. *MNRAS*, 340:870–882, avril 2003. 7
- W. J. Henney et S. J. Arthur. Modeling the Brightness Profiles of the Orion Proplyds. *AJ*, 116:322–335, juillet 1998. 9
- M. H. Heyer, E. Corbelli, S. E. Schneider et J. S. Young. The Molecular Gas Distribution and Schmidt Law in M33. *ApJ*, 602:723–729, février 2004. 10
- J. E. Hibbard, P. Guhathakurta, J. H. van Gorkom et F. Schweizer. Cold, warm, and hot gas in the late-stage merger NGC 7252. *AJ*, 107:67–89, janvier 1994. 15
- J. E. Hibbard et J. C. Mihos. Dynamical Modeling of NGC 7252 and the Return of Tidal Material. *AJ*, 110:140–+, juillet 1995. 15, 17, 67
- J. E. Hibbard et J. H. van Gorkom. HI, HII, and R-Band Observations of a Galactic Merger Sequence. *AJ*, 111:655–+, février 1996. 15
- A. K. Hicks et R. Mushotzky. Star Formation Rates in Cooling Flow Clusters : A UV Pilot Study with Archival XMM-Newton Optical Monitor Data. *ApJ Lett.*, 635:L9–L12, décembre 2005. 14
- P. Hickson. Systematic properties of compact groups of galaxies. *ApJ*, 255:382–391, avril 1982. 54
- S. J. Higdon, J. L. Higdon et J. Marshall. First Detection of PAHs and Warm Molecular Hydrogen in Tidal Dwarf Galaxies. *ApJ*, 640:768–783, avril 2006. 63, 92, 107, 109, 115
- H. Hirashita, V. Buat et A. K. Inoue. Star formation rate in galaxies from UV, IR, and H $\alpha$  estimators. *A&A*, 410:83–100, octobre 2003. 117, 118
- G. L. Hoffman, E. E. Salpeter, B. Farhat, T. Roos, H. Williams et G. Helou. Arecibo H i Mapping of a Large Sample of Dwarf Irregular Galaxies. *ApJS*, 105:269–+, août 1996. 69
- C. G. Hoopes, T. M. Heckman, D. K. Strickland, M. Seibert, B. F. Madore, R. M. Rich, L. Bianchi, A. Gil de Paz, D. Burgarella, D. A. Thilker, P. G. Friedman, T. A. Barlow, Y.-I. Byun, J. Donas, K. Forster, P. N. Jelinsky, Y.-W. Lee, R. F. Malina, D. C. Martin, B. Milliard, P. F. Morrissey, S. G. Neff, D. Schiminovich, O. H. W. Siegmund, T. Small, A. S. Szalay, B. Y. Welsh et T. K. Wyder. GALEX Observations of the Ultraviolet Halos of NGC 253 and M82. *ApJ Lett.*, 619:L99–L102, janvier 2005. 27
-

- F. Hoyle. On the Fragmentation of Gas Clouds Into Galaxies and Stars. *ApJ*, 118:513–+, novembre 1953. 5
- E. P. Hubble. Cepheids in spiral nebulae. *The Observatory*, 48:139–142, mai 1925. 53
- D. A. Hunter et B. G. Elmegreen. Star Formation Properties of a Large Sample of Irregular Galaxies. *AJ*, 128:2170–2205, novembre 2004. 121
- Y. I. Izotov et T. X. Thuan. Deep Hubble Space Telescope ACS Observations of I Zw 18 : a Young Galaxy in Formation. *ApJ*, 616:768–782, décembre 2004. 10
- Y. I. Izotov, T. X. Thuan et N. G. Guseva. SBS 0335-052W : The Lowest Metallicity Star-forming Galaxy Known. *ApJ*, 632:210–216, octobre 2005. 10
- R. Jimenez et Z. Haiman. Significant primordial star formation at redshifts  $z \sim 3-4$ . *Nature*, 440:501–504, mars 2006. 117
- E. Kant. *Histoire naturelle générale et théorie du ciel ou Essai sur la constitution et l'origine mécanique de l'univers d'après les lois de Newton*, pages 103–+. Gauthiers-Villars édition 1886, 1755. 1
- R. C. Kennicutt, Jr. The star formation law in galactic disks. *ApJ*, 344:685–703, septembre 1989. 10
- R. C. Kennicutt, Jr. Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence. *ARA&A*, 36:189–232, 1998a. xviii, 11, 22, 25, 27, 28, 120
- R. C. Kennicutt, Jr. The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies. *ApJ*, 498:541–+, mai 1998b. 11
- R. C. Kennicutt, Jr., L. Armus, G. Bendo, D. Calzetti, D. A. Dale, B. T. Draine, C. W. Engelbracht, K. D. Gordon, A. D. Grauer, G. Helou, D. J. Hollenbach, T. H. Jarrett, L. J. Kewley, C. Leitherer, A. Li, S. Malhotra, M. W. Regan, G. H. Rieke, M. J. Rieke, H. Roussel, J.-D. T. Smith, M. D. Thornley et F. Walter. SINGS : The SIRTf Nearby Galaxies Survey. *PASP*, 115:928–952, août 2003. 104
- K. A. Knierman, S. C. Gallagher, J. C. Charlton, S. D. Hunsberger, B. Whitmore, A. Kundu, J. E. Hibbard et D. Zaritsky. From Globular Clusters to Tidal Dwarfs : Structure Formation in the Tidal Tails of Merging Galaxies. *AJ*, 126:1227–1244, septembre 2003. 15, 67
- B. S. Koribalski, L. Staveley-Smith, V. A. Kilborn, S. D. Ryder, R. C. Kraan-Korteweg, E. V. Ryan-Weber, R. D. Ekers, H. Jerjen, P. A. Henning, M. E. Putman, M. A. Zwaan, W. J. G. de Blok, M. R. Calabretta, M. J. Disney, R. F. Minchin, R. Bhathal, P. J. Boyce, M. J. Drinkwater, K. C. Freeman, B. K. Gibson, A. J. Green, R. F. Haynes, S. Juraszek, M. J. Kesteven, P. M. Knezek, S. Mader, M. Marquarding, M. Meyer, J. R. Mould, T. Oosterloo, J. O'Brien, R. M. Price, E. M. Sadler, A. Schröder, I. M. Stewart, F. Stootman, M. Waugh, B. E. Warren, R. L. Webster et A. E. Wright. The 1000 Brightest HIPASS Galaxies : H I Properties. *AJ*, 128:16–46, juillet 2004. 18, 63
- P. Kroupa. On the variation of the initial mass function. *MNRAS*, 322:231–246, avril 2001. xi, 6
- P. Kroupa. The IMF of simple and composite populations. *ArXiv e-prints*, 708, août 2007a. 6
- P. Kroupa. The initial mass function of simple and composite stellar populations. *ArXiv Astrophysics e-prints*, mars 2007b. 6
- A. U. Landolt. UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator. *AJ*, 104:340–371, juillet 1992. 37
- R. B. Larson. The physics of star formation. *Reports of Progress in Physics*, 66:1651–1697, octobre 2003. 1
- R. B. Larson et S. Starrfield. On the formation of massive stars and the upper limit of stellar masses. *A&A*, 13:190–197, juillet 1971. 9
- R. J. Lavery, A. Remijan, V. Charmandaris, R. D. Hayes et A. A. Ring. Probing the Evolution of the Galaxy Interaction/Merger Rate Using Collisional Ring Galaxies. *ApJ*, 612:679–689, septembre 2004. 18
-

- S. M. Lea, J. Silk, E. Kellogg et S. Murray. Thermal-Bremsstrahlung Interpretation of Cluster X-Ray Sources. *ApJ Lett.*, 184:L105+, septembre 1973. 14
- C. Leitherer, D. Schaerer, J. D. Goldader, R. M. G. Delgado, C. Robert, D. F. Kune, D. F. de Mello, D. Devost et T. M. Heckman. Starburst99 : Synthesis Models for Galaxies with Active Star Formation. *ApJS*, 123:3–40, juillet 1999. 40, 104
- C. C. Lin et F. H. Shu. On the Spiral Structure of Disk Galaxies. *ApJ*, 140:646–+, août 1964. 11
- U. Lisenfeld, J. Braine, P.-A. Duc, E. Brinks, V. Charmandaris et S. Leon. Molecular and ionized gas in the tidal tail in Stephan's Quintet. *A&A*, 426:471–479, novembre 2004. 17
- U. Lisenfeld, J. Braine, P.-A. Duc, S. Leon, V. Charmandaris et E. Brinks. Abundant molecular gas in the intergalactic medium of Stephan's Quintet. *A&A*, 394:823–833, novembre 2002. 15, 17, 54
- A. J. Longmore, T. G. Hawarden, R. D. Cannon, D. A. Allen, U. Mebold, W. M. Goss et K. Reif. NGC 5291 - A massive, gas-rich and highly peculiar lenticular in the IC 4329 cluster. *MNRAS*, 188:285–296, juillet 1979. 63
- Á. R. López-Sánchez, C. Esteban et M. Rodríguez. Massive Star Formation and Tidal Structures in HCG 31. *ApJS*, 153:243–267, juillet 2004. 15
- S. D. Lord. A new software tool for computing Earth's atmospheric transmission of near- and far-infrared radiation. Rapport technique, décembre 1992. xi, 26
- R. Lynds et A. Toomre. On the interpretation of ring galaxies : the binary ring system II Hz4. *ApJ*, 209:382–388, octobre 1976. 18
- S. C. Madden, F. Galliano, A. P. Jones et M. Sauvage. ISM properties in low-metallicity environments. I. Mid-infrared spectra of dwarf galaxies. *A&A*, 446:877–896, février 2006. 109
- B. K. Malphrus, C. E. Simpson, S. T. Gottesman et T. G. Hawarden. NGC 5291 : Implications for the Formation of Dwarf Galaxies. *AJ*, 114:1427–+, octobre 1997. 63
- C. Maraston, N. Bastian, R. P. Saglia, M. Kissler-Patig, F. Schweizer et P. Goudfrooij. The dynamical mass of the young cluster W3 in NGC 7252. Heavy-weight globular cluster or ultra compact dwarf galaxy ? *A&A*, 416:467–473, mars 2004. 67
- C. L. Martin et R. C. Kennicutt, Jr. Star Formation Thresholds in Galactic Disks. *ApJ*, 555:301–321, juillet 2001. 10
- B. R. McNamara. Star Formation in Cluster Cooling Flows. Dans T. Reiprich, J. Kempner et N. Soker, éditeurs, *The Riddle of Cooling Flows in Galaxies and Clusters of galaxies*, pages 177–+, 2004. 14
- C. Mendes de Oliveira, E. S. Cypriano, L. Sodré, Jr. et C. Balkowski. A Nursery of Young Objects : Intergalactic H II Regions in Stephan's Quintet. *ApJ Lett.*, 605:L17–L20, avril 2004. 15
- C. Mendes de Oliveira, H. Plana, P. Amram, C. Balkowski et M. Bolte. Candidate Tidal Dwarf Galaxies Associated with Stephan's Quintet. *AJ*, 121:2524–2539, mai 2001. 15
- B. W. Miller, B. C. Whitmore, F. Schweizer et S. M. Fall. The Star Cluster System of the Merger Remnant NGC 7252. *AJ*, 114:2381–+, décembre 1997. 67
- G. E. Miller et J. M. Scalo. The initial mass function and stellar birthrate in the solar neighborhood. *ApJS*, 41:513–547, novembre 1979. xi, 5, 6, 7
- R. Minkowski. The Problem of the Identification of Extragalactic Radio Sources. *PASP*, 70:143–151, avril 1958. 14
- M. Moles, J. W. Sulentic et I. Marquez. The Dynamical Status of Stephan's Quintet. *ApJ Lett.*, 485:L69+, août 1997. 15, 54
-

- Y. Momany, E. V. Held, I. Saviane, L. R. Bedin, M. Gullieuszik, M. Clemens, L. Rizzi, M. R. Rich et K. Kuijken. HST/ACS observations of the old and metal-poor Sagittarius dwarf irregular galaxy. *A&A*, 439:111–127, août 2005. 10
- F. Motte, P. Andre et R. Neri. The initial conditions of star formation in the rho Ophiuchi main cloud : wide-field millimeter continuum mapping. *A&A*, 336:150–172, août 1998. 9
- T. C. Mouschovias. Magnetic braking, ambipolar diffusion, cloud cores, and star formation - Natural length scales and protostellar masses. *ApJ*, 373:169–186, mai 1991. 7
- S. G. Neff, D. A. Thilker, M. Seibert, A. Gil de Paz, L. Bianchi, D. Schiminovich, D. C. Martin, B. F. Madore, R. M. Rich, T. A. Barlow, Y.-I. Byun, J. Donas, K. Forster, P. G. Friedman, T. M. Heckman, P. N. Jelinsky, Y.-W. Lee, R. F. Malina, B. Milliard, P. Morrissey, O. H. W. Siegmund, T. Small, A. S. Szalay, B. Y. Welsh et T. K. Wyder. Ultraviolet Emission from Stellar Populations within Tidal Tails : Catching the Youngest Galaxies in Formation ? *ApJ Lett.*, 619:L91–L94, janvier 2005. 116
- K. K. Nilsson, J. P. U. Fynbo, P. Møller, J. Sommer-Larsen et C. Ledoux. A Lyman- $\alpha$  blob in the GOODS South field : evidence for cold accretion onto a dark matter halo. *A&A*, 452:L23–L26, juin 2006. 117
- C. P. O’Dea, S. A. Baum, J. Mack, A. M. Koekemoer et A. Laor. Hubble Space Telescope STIS Far-Ultraviolet Observations of the Central Nebulae in the Cooling-Core Clusters A1795 and A2597. *ApJ*, 612:131–151, septembre 2004. 14
- D. E. Osterbrock. *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. Research supported by the University of California, John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. Mill Valley, CA, University Science Books, 1989, 422 p., 1989. 41, 112
- E. Peeters, L. J. Allamandola, D. M. Hudgins, S. Hony et A. G. G. M. Tielens. The Unidentified InfraRed Features after ISO. Dans A. N. Witt, G. C. Clayton et B. T. Draine, éditeurs, *Astrophysics of Dust*, volume 309 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 141–+, mai 2004. 24, 25
- P. G. Pérez-González, R. C. Kennicutt, Jr., K. D. Gordon, K. A. Misselt, A. Gil de Paz, C. W. Engelbracht, G. H. Rieke, G. J. Bendo, L. Bianchi, S. Boissier, D. Calzetti, D. A. Dale, B. T. Draine, T. H. Jarrett, D. Hollenbach et M. K. M. Prescott. Ultraviolet through Far-Infrared Spatially Resolved Analysis of the Recent Star Formation in M81 (NGC 3031). *ApJ*, 648:987–1006, septembre 2006. 103, 104, 119, 127
- G. Pietrzyński, W. Gieren, P. Fouqué et F. Pont. A Catalog of OB Associations in the spiral galaxy NGC 300. *A&A*, 371:497–506, mai 2001. 9
- E. Pointecouteau, M. Arnaud et G. W. Pratt. The structural and scaling properties of nearby galaxy clusters. I. The universal mass profile. *A&A*, 435:1–7, mai 2005. 14
- J. L. Puget et A. Leger. A new component of the interstellar matter - Small grains and large aromatic molecules. *ARA&A*, 27:161–198, 1989. 24
- J. L. Puget, A. Leger et F. Boulanger. Contribution of large polycyclic aromatic molecules to the infrared emission of the interstellar medium. *A&A*, 142:L19–L22, janvier 1985. 24
- S. A. Pustilnik, A. Y. Kniazev, V. A. Lipovetsky et A. V. Ugryumov. Environment status of blue compact galaxies and trigger of star formation. *A&A*, 373:24–37, juillet 2001. 11
- M. Relaño, U. Lisenfeld, P. G. Pérez-González, J. M. Vílchez et E. Battaner. On the metallicity dependence of the 24micron luminosity as a star formation tracer. *ArXiv e-prints*, 708, août 2007. 120
- G. H. Rieke, K. Loken, M. J. Rieke et P. Tamblyn. Starburst modeling of M82 - Test case for a biased initial mass function. *ApJ*, 412:99–110, juillet 1993. 6
- E. Roediger, M. Brüggén et M. Hoefl. Wakes of ram-pressure-stripped disc galaxies. *MNRAS*, 371:609–618, septembre 2006. 14
-

- J. L. Rosenberg, M. L. N. Ashby, J. J. Salzer et J.-S. Huang. The Diverse Infrared Properties of a Complete Sample of Star-forming Dwarf Galaxies. *ApJ*, 636:742–752, janvier 2006. xvii, xix, 104, 108, 111, 112
- H. Roussel, M. Sauvage, L. Vigroux et A. Bosma. The relationship between star formation rates and mid-infrared emission in galactic disks. *A&A*, 372:427–437, juin 2001. 25
- E. V. Ryan-Weber, G. R. Meurer, K. C. Freeman, M. E. Putman, R. L. Webster, M. J. Drinkwater, H. C. Ferguson, D. Hanish, T. M. Heckman, R. C. Kennicutt, Jr., V. A. Kilborn, P. M. Knezek, B. S. Koribalski, M. J. Meyer, M. S. Oey, R. C. Smith, L. Staveley-Smith et M. A. Zwaan. Intergalactic H II Regions Discovered in SINGG. *AJ*, 127:1431–1440, mars 2004. 15
- C. E. Ryter. Interstellar Extinction from Infrared to X-Rays : an Overview. *Ap&SS*, 236:285–291, février 1996. xvii, 113
- S. Sabatini, J. Davies, W. van Driel, M. Baes, S. Roberts, R. Smith, S. Linder et K. O’Neil. The dwarf low surface brightness galaxy population of the Virgo Cluster - II. Colours and HI line observations. *MNRAS*, 357:819–833, mars 2005. 69
- E. E. Salpeter. The Luminosity Function and Stellar Evolution. *ApJ*, 121:161–+, janvier 1955. xi, 5, 6, 7, 22, 27, 40, 90
- S. Satyapal, D. M. Watson, J. L. Pipher, W. J. Forrest, D. Coppenbarger, S. N. Raines, S. Libonate, F. Piche, M. A. Greenhouse, H. A. Smith, K. L. Thompson, J. Fischer, C. E. Woodward et T. Hodge. High Spatial Resolution Fabry-Perot Imaging of M82 : Near-Infrared Recombination Line Observations. *ApJ*, 448:611–+, août 1995. 6
- J. M. Scalo. The stellar initial mass function. *Fundamentals of Cosmic Physics*, 11:1–278, mai 1986. xi, 6, 7, 90, 91
- M. Schmidt. The Rate of Star Formation. *ApJ*, 129:243–+, mars 1959. 10, 11
- J. M. Schombert, J. F. Wallin et C. Struck-Marcell. A multicolor photometric study of the tidal features in interacting galaxies. *AJ*, 99:497–529, février 1990. 15, 57
- J. Schulz, U. Fritze-v. Alvensleben, C. S. Möller et K. J. Fricke. Spectral and photometric evolution of simple stellar populations at various metallicities. *A&A*, 392:1–11, septembre 2002. 40
- S. Schulz et C. Struck. Multi stage three-dimensional sweeping and annealing of disc galaxies in clusters. *MNRAS*, 328:185–202, novembre 2001. 14
- F. Schweizer. Galaxies with long tails. Dans E. M. Berkhuijsen et R. Wielebinski, éditeurs, *Structure and Properties of Nearby Galaxies*, volume 77 de *IAU Symposium*, pages 279–284, 1978. 15, 67
- F. Schweizer, B. W. Miller, B. C. Whitmore et S. M. Fall. Hubble Space Telescope Observations of Candidate Young Globular Clusters and Stellar Associations in the Recent Merger Remnant NGC 3921. *AJ*, 112:1839–+, novembre 1996. 15
- F. Schweizer et P. Seitzer. Ages and Metallicities of Young Globular Clusters in the Merger Remnant NGC 7252. *AJ*, 116:2206–2219, novembre 1998. 67
- K. Sellgren. The near-infrared continuum emission of visual reflection nebulae. *ApJ*, 277:623–633, février 1984. 24
- F. H. Shu, F. C. Adams et S. Lizano. Star formation in molecular clouds - Observation and theory. *ARA&A*, 25: 23–81, 1987. 7
- J. Silk. Current Issues in Star Formation. Dans S. S. Holt et L. G. Mundy, éditeurs, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 393 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 3–+, 1997. 9
- B. J. Smith, C. Struck, M. Hancock, P. N. Appleton, V. Charmandaris et W. T. Reach. The Spitzer Spirals, Bridges, and Tails Interacting Galaxy Survey : Interaction-Induced Star Formation in the Mid-Infrared. *AJ*, 133:791–817, mars 2007. 117
-

- É. Stephan. Nebulae (new) discovered and observed at the observatory of Marseilles, 1876 and 1877, É. Stephan. *MNRAS*, 37:334–+, avril 1877. 53
- A. Stockton. Blue Condensations Associated with Elliptical and so Galaxies. *ApJ*, 173:247–+, avril 1972. 57
- C. Struck. Simulations of Collisions between Two Gas-rich Galaxy Disks with Heating and Cooling. *ApJS*, 113: 269–+, décembre 1997. 18
- C. Struck. Star formation in mergers and interacting galaxies : gathering the fuel. Dans B. G. Elmegreen et J. Palous, éditeurs, *IAU Symposium*, volume 237 de *IAU Symposium*, pages 317–322, 2007. 117
- J. W. Sulentic, M. Rosado, D. Dultzin-Hacyan, L. Verdes-Montenegro, G. Trinchieri, C. Xu et W. Pietsch. A Multiwavelength Study of Stephan’s Quintet. *AJ*, 122:2993–3016, décembre 2001. 15, 54
- M. Sun, M. Donahue et G. M. Voit. H $\alpha$  tail, intracluster HII regions and star-formation : ESO137-001 in Abell 3627. *ArXiv e-prints*, 706, juin 2007. 14
- R. S. Sutherland et M. A. Dopita. Cooling functions for low-density astrophysical plasmas. *ApJS*, 88:253–327, septembre 1993. 55
- J. C. Tan. Star Formation Rates in Disk Galaxies and Circumnuclear Starbursts from Cloud Collisions. *ApJ*, 536: 173–184, juin 2000. 11
- R. Terlevich, S. Silich, D. Rosa-González et E. Terlevich. How old are HII galaxies ? *MNRAS*, 348:1191–1196, mars 2004. 22, 115
- J. C. Theys et E. A. Spiegel. Ring galaxies. II. *ApJ*, 212:616–619, mars 1977. 18
- D. A. Thilker, L. Bianchi, S. Boissier, A. Gil de Paz, B. F. Madore, D. C. Martin, G. R. Meurer, S. G. Neff, R. M. Rich, D. Schiminovich, M. Seibert, T. K. Wyder, T. A. Barlow, Y.-I. Byun, J. Donas, K. Forster, P. G. Friedman, T. M. Heckman, P. N. Jelinsky, Y.-W. Lee, R. F. Malina, B. Milliard, P. Morrissey, O. H. W. Siegmund, T. Small, A. S. Szalay et B. Y. Welsh. Recent Star Formation in the Extreme Outer Disk of M83. *ApJ Lett.*, 619:L79–L82, janvier 2005. 128
- A. G. G. M. Tielens. *PAHs and Astrochemistry*, pages 103–+. Dust and Chemistry in Astronomy, 1993. 24
- A. G. G. M. Tielens, S. Hony, C. van Kerckhoven et E. Peeters. Interstellar and circumstellar PAHs. Dans P. Cox et M. Kessler, éditeurs, *ESA SP-427 : The Universe as Seen by ISO*, pages 579–+, mars 1999. 24
- A. Toomre. On the gravitational stability of a disk of stars. *ApJ*, 139:1217–1238, mai 1964. 11
- A. Toomre. Mergers and Some Consequences. Dans B. M. Tinsley et R. B. Larson, éditeurs, *Evolution of Galaxies and Stellar Populations*, pages 401–+, 1977. 67
- S. Torres-Peimbert, M. Peimbert et J. Fierro. Physical conditions of H II regions in M101 and the pregalactic helium abundance. *ApJ*, 345:186–195, octobre 1989. 41, 112
- M. Tosi, A. Aloisi et F. Annibali. IZw18, or the Picture of Dorian Gray : The More You Watch It, The Older It Gets. Dans *IAU Symposium*, volume 235 de *IAU Symposium*, août 2006. 10
- W. van Breugel, A. V. Filippenko, T. Heckman et G. Miley. Minkowski’s object - A starburst triggered by a radio jet. *ApJ*, 293:83–93, juin 1985. 14
- G. A. Vázquez et C. Leitherer. Optimization of Starburst99 for Intermediate-Age and Old Stellar Populations. *ApJ*, 621:695–717, mars 2005. 40
- B. A. Vorontsov-Velyaminov. ”Atlas and Catalog of Interacting Galaxies”, 1959, Sternberg Institute, Moscow : Moscow State University. Dans *VV*, pages 0–+, 1959. 57
- E. H. Wehner, J. S. Gallagher, P. Papaderos, U. Fritze-von Alvensleben et K. B. Westfall. NGC 3310 and its tidal debris : remnants of galaxy evolution. *MNRAS*, 371:1047–1056, septembre 2006. 45
-

- P. M. Weilbacher, P.-A. Duc et U. Fritze-v. Alvensleben. Tidal dwarf candidates in a sample of interacting galaxies. II. Properties and kinematics of the ionized gas. *A&A*, 397:545–555, janvier 2003a. 15
- P. M. Weilbacher, P.-A. Duc, U. Fritze v. Alvensleben, P. Martin et K. J. Fricke. Tidal dwarf candidates in a sample of interacting galaxies. *A&A*, 358:819–834, juin 2000. 15
- P. M. Weilbacher et U. Fritze-v. Alvensleben. On star formation rates in dwarf galaxies. *A&A*, 373:L9–L12, juillet 2001. 22, 121
- P. M. Weilbacher, U. Fritze-von Alvensleben et P.-A. Duc. Optical and NIR investigation of a sample of tidal dwarf candidates. *Ap&SS*, 284:639–642, avril 2003b. 15
- J. K. Werk, M. E. Putman, G. R. Meurer, E. V. Ryan-Weber et M. S. Oey. HST ACS/HRC imaging of the intergalactic HII regions in NGC 1533. Dans B. G. Elmegreen et J. Palous, éditeurs, *IAU Symposium*, volume 237 de *IAU Symposium*, pages 493–493, 2007. 114
- M. Wetzstein, T. Naab et A. Burkert. Do dwarf galaxies form in tidal tails ? *MNRAS*, 375:805–820, mars 2007. 17
- B. C. Whitmore, F. Schweizer, C. Leitherer, K. Borne et C. Robert. Hubble Space Telescope discovery of candidate young globular clusters in the merger remnant NGC 7252. *AJ*, 106:1354–1370, octobre 1993. 67
- J. P. Williams et P. C. Myers. Evidence for Pressure-driven Flows and Turbulent Dissipation in the Serpens NW Cluster. *ApJ*, 537:891–903, juillet 2000. 7
- M. G. Wolfire et J. P. Cassinelli. The temperature structure in accretion flows onto massive protostars. *ApJ*, 310: 207–221, novembre 1986. 9
- M. G. Wolfire et J. P. Cassinelli. Conditions for the formation of massive stars. *ApJ*, 319:850–867, août 1987. 9
- T. Wong et L. Blitz. The Relationship between Gas Content and Star Formation in Molecule-rich Spiral Galaxies. *ApJ*, 569:157–183, avril 2002. 10
- H. Wu, C. Cao, C.-N. Hao, F.-S. Liu, J.-L. Wang, X.-Y. Xia, Z.-G. Deng et C. K.-S. Young. PAH and Mid-Infrared Luminosities as Measures of Star Formation Rate in Spitzer First Look Survey Galaxies. *ApJ Lett.*, 632:L79–L82, octobre 2005. 25, 103
- Y. Wu, V. Charmandaris, L. Hao, B. R. Brandl, J. Bernard-Salas, H. W. W. Spoon et J. R. Houck. Mid-Infrared Properties of Low-Metallicity Blue Compact Dwarf Galaxies from the Spitzer Infrared Spectrograph. *ApJ*, 639: 157–172, mars 2006. xvii, 24, 109, 111
- C. Xu, J. W. Sulentic et R. Tuffs. Starburst in the Intragroup Medium of Stephan’s Quintet. *ApJ*, 512:178–183, février 1999. 15, 54, 83
- C. K. Xu, J. Iglesias-Páramo, D. Burgarella, R. M. Rich, S. G. Neff, S. Lauger, T. A. Barlow, L. Bianchi, Y.-I. Byun, K. Forster, P. G. Friedman, T. M. Heckman, P. N. Jelinsky, Y.-W. Lee, B. F. Madore, R. F. Malina, D. C. Martin, B. Milliard, P. Morrissey, D. Schiminovich, O. H. W. Siegmund, T. Small, A. S. Szalay, B. Y. Welsh et T. K. Wyder. Ultraviolet Emission and Star Formation in Stephan’s Quintet. *ApJ Lett.*, 619:L95–L98, janvier 2005. 15, 54
- J. S. Young. The Efficiency of Star Formation in Galaxies as a Function of Galaxy Size and Environment. *ApJ Lett.*, 514:L87–L90, avril 1999. 11
- F. Zwicky. Multiple Galaxies. *Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften*, 29:344–385, 1956. 15, 57
- F. Zwicky. Intergalactic Bridges. *Leaflet of the Astronomical Society of the Pacific*, 9:17–+, 1963. 57
-